

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
ордена Трудового Красного Знамени
КРЫМСКОЙ
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

Год основания издания – 1947

Том 82

Ответственный редактор
доктор физико-математических наук
Н.В. СТЕШЕНКО



Москва "Наука"
1990

82-й том включает оригинальные статьи по результатам исследований, выполненных в обсерватории. В статьях по физике звезд и галактик рассматриваются результаты фотометрического, поляризиметрического и спектроскопического изучения пекулярных звезд, сейфертовских и других активных галактик и их ядер, рентгеновских источников и других объектов. Статьи по физике Солнца содержат результаты исследований различных проявлений солнечной активности, движений плазмы и электрических токов в активных областях, солнечного магнетизма и параметров пятен. Приводятся некоторые результаты радиоастрономических исследований различных объектов, изучения источников гамма-излучения, разработки и расчеты новых оптических систем.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

The 82 volume of the "Izvestiya Krymskoy Astrofizicheskoy Observatorii" includes the original articles on the results of investigations carried out at the Observatory. The papers on the physics of stars and galaxies present the discussion of photometry, polarimetry and spectroscopy of peculiar stars, Seyfert galaxies and their nuclei, X-ray sources and other objects. The articles on the physics of the Sun comprise the results of the study of various phenomena of solar activity, plasma motions and electric currents in the active regions, solar magnetism and sunspot parameters. Some results on the radioastronomical investigations of different objects, the study of gamma-ray sources emission as well as the design and computations of new optical systems are presented.

Редакционная коллегия:

Доктор физ.-мат. наук *Н.В. Стешенко* (председатель),
кандидат физ.-мат. наук *П.П. Петров* (зам. председателя),
В.М. Можжерин (отв. секретарь), академик *А.А. Боярчук*,
доктор физ.-мат. наук *Р.Е. Гершберг*, доктор физ.-мат. наук *В.П. Гринин*,
доктор физ.-мат. наук *А.В. Степанов*, кандидат физ.-мат. наук *В.А. Котов*,
кандидат физ.-мат. наук *И.С. Саванов*

Рецензенты:

доктор физ.-мат. наук *В.В. Прокофьева*,
кандидат физ.-мат. наук *Э.А. Барановский*

И $\frac{1605040000-365}{042(02)-90}$

Без объявления

© Издательство "Наука", 1990

ISBN 5-02-000177-5

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ β СЕР

Т.М. Рачковская

Изучены спектры пульсирующей звезды β Сер на основании наблюдений, выполненных в 1984 и 1987 гг. в спектральном диапазоне λ 6900–5700 Å и λ 4900–3800 Å с дисперсией 6 и 12 Å/мм.

Найдено, что эквивалентные ширины W_λ линий водорода и сильных линий гелия в течение периода пульсаций меняются, но без заметных закономерностей.

Определены эффективная температура $T_{\text{эф}} = 27900 \pm 900$ К и ускорение силы тяжести $\lg g = 3,6 \pm 0,2$, а также масса $M/M_\odot = 16,0$ и возраст $t = 9,2 \cdot 10^6$ лет.

Получено, что содержание гелия, углерода, азота, кислорода, магния, кремния и кальция в атмосфере β Сер близки к солнечному.

SPECTROSCOPIC STUDY OF β Ser, by T.M. Rachkovskaja. The spectra of the pulsating star β Ser have been studied, using the observations, obtained in 1984 and 1987 within the spectral intervals λ 6900–5700 Å and λ 4900–3800 Å with the dispersions 6 and 12 Å/mm.

It is found, that the equivalent widths W_λ of the hydrogen lines and of the strong helium lines change during the pulsating period without the noticeable regularities. During the long time interval the change of W_λ is not found.

The effective temperature $T_{\text{ef}} = 27900 \pm 900$ K and the surface gravity $\lg g = 3,60 \pm 0,2$, and also the mass $M/M_\odot = 16,0$ and the age $t = 9,2 \cdot 10^6$ of β Ser are defined.

The abundances of the 7 chemical elements are estimated. One can suppose, that the abundances of the helium, carbon, nitrogen, oxygen, magnesium, silicon and calcium are the same as for the Sun.

1. ВВЕДЕНИЕ

β Сер (HD 205021A, HD8238A, $m_V \approx 3,3$, Sp B1–21Ve) — прототип пульсирующих звезд спектральных классов $\bar{B}1-2$ абсолютных визуальных величин $\bar{M}_V = -3,5 \div -4,5$. Грей [1] отмечает переменность периода пульсаций β Сер $P \approx 0^d,19$. Согласно Стеббинсу [2], вариации амплитуды блеска β Сер составляют $\Delta m = 0,057$ в U-фильтре и $\Delta m = 0,011$ в фильтре J. Как показывают неоднократные наблюдения лучевых скоростей (см. Фитц [3]), β Сер является спектроскопической двойной с орбитальным периодом $P = 10^d,893$. Однако сведений о присутствии линий вторичного компонента в спектре β Сер в литературе нам найти не удалось. Вильсон и др. [4] обнаружили, что в течение пульсационного цикла меняются эквивалентные ширины W_λ линий водорода. Попов [5] отмечает изменение W_λ не только линий водорода, но и гелия. Гольдберг и др. [6] указывают на изменение профилей $\lambda 4553$ и $\lambda 4568$ Si III в течение периода пульсаций, что авторы [6] объясняют радиальными пульсациями в атмосфере β Сер. Кампос и Смит [7] по высокордисперсионным наблюдениям нашли, что изменения эквивалентной ширины W_λ линии $\lambda 4568$ Si III в течение периода пульсаций могут достигать 13%, но они не указывают на какую-либо закономерность в вариациях W_λ с фазой пульсационного периода. Кроме того, авторы [7] по наблюдениям на COPERNIC нашли, что в определенных фазах пульсационного цикла в крыльях и в центре профиля линии $\lambda 1110$ Å Si III появляется депрессия. Что касается физических параметров и содержания химических элементов в атмосфере β Сер, то нам удалось отыскать лишь две статьи, где опубликованы оценки

эффективной температуры и ускорения силы тяжести [8, 9] и содержания азота [8]. Но, как известно, для выяснения природы пульсаций необходимо также иметь надежные данные о физических условиях и химическом составе атмосферы.

Располагая достаточно многочисленными высокодисперсионными спектрами β Сер и принимая во внимание уже имеющиеся к настоящему времени результаты других авторов, в данной работе мы ставили перед собой следующие задачи:

1) попытаться выявить возможные изменения эквивалентных ширин линий, наблюдаемых в спектре β Сер, в течение более коротких (пульсационный и орбитальный периоды) и более длительных (годы) промежутков времени;

2) оценить физические условия и содержание химических элементов в атмосфере β Сер.

2. Материал наблюдений

Наблюдения β Сер выполнены на спектрографе куде 2,6-м рефлектора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Использовались пластинки с эмульсией типов 103aO, 103aD и 103aF Kodak. В табл. 1 собраны данные о спектрограммах. Приведенные в пятом столбце юлианские дни вычислены на середину экспозиции. В шестом столбце даны фазы пульсационного периода, они получены согласно эфемериде [5]. В последнем, седьмом столбце приведены фазы орбитального периода, которые вычислены на основании эфемериды [2]. Спектры были записаны на микрофотометре интенсивностей на базе микроЭВМ "Искра-1256".

При отождествлении линий мы использовали таблицы Мур [10] и список линий для звезды γ Reg (SpB2) из статьи Петерс [11]. Отождествление линий и определение эквивалентных ширин было сделано индивидуально на каждой регистрограмме с целью выявления возможных изменений в спектре β Сер. Напомним, что период пульсаций составляет примерно 5 ч, что существенно превышает продолжительность одной экспозиции наших наблюдений β Сер (табл. 1). Как видно из табл. 1, наши наблюдения достаточно хорошо распределены по фазам периода пульсаций и существенно хуже по орбитальному периоду.

Таблица 1
Данные о наблюдениях

Дата	Дисперсия, Å/мм	Спектральная область, Å	Экспозиция	JD_{\odot}	$\varphi_{\text{пульс}}$	$\varphi_{\text{орб}}$
9/10.08.1984 г.	6	λ4900–3800	20 ^m	2445922 ^d ,4701	0 ^p ,266	0 ^p ,728
	6	6900–5700	2 ^h 28 ^m	,5319	0,591	0,725
10/11.08	12	4900–3800	36 ^m	923,3625	0,951	0,800
	12	4900–3800	30 ^m	,3889	0,090	0,803
	12	6900–5700	1 ^h	,4410	0,363	0,808
	12	6900–5700	25 ^m	,4736	0,534	0,811
	6	4900–3800	40 ^m	,5056	0,703	0,818
15/16.08	12	6000–4700	1 ^h 25 ^m	,5521	0,947	0,818
	6	4900–3800	1 ^h	928,4597	0,710	0,268
	6	4900–3800	50 ^m	,5035	0,940	0,272
14/15.12.1987 г.	6	6000–4700	1 ^h 12 ^m	,5653	0,264	0,278
	12	4900–3800	30 ^m	2447144 ,1319	0,556	0,870
	12	4900–3800	40 ^m	,1597	0,702	0,872
	12	4900–3800	50 ^m	,1944	0,882	0,875
	12	4900–3800	45 ^m	,2292	0,067	0,878

3. Эквивалентные ширины

Было отождествлено около 150 линий элементов, типичных для ранних В-звезд, и определены их эквивалентные ширины W_λ . Сравнение показало, что W_λ линий водорода и сильных линий гелия как в 1984, так и в 1987 г. несколько различаются в разные фазы периода пульсаций. На рис. 1 и 2 в качестве иллюстрации для двух линий водорода и гелия представлены зависимости W_λ от фазы по нашим наблюдениям и наблюдениям Попова [5]. Мы выбрали для сопоставления с нашими результатами данные [5] потому, что в [5], по сравнению с другими наблюдателями, выполнены более длинные ряды наблюдений β Сер (они получены в течение одной ночи) и в достаточно широком спектральном интервале λ 4900–3800 Å. Зависимости на рис. 1 и 2 позволяют прежде всего сделать вывод о том, что W_λ линий водорода и гелия по определениям [5] систематически превышают полученные нами значения W_λ . На рис. 3 дано сравнение W_λ водородных линий по нашим наблюдениям и наблюдениям других авторов [12–14]. Из рис. 3 видно, что при наличии достаточно большого разброса точек нет систематических расхождений в значениях эквивалентных ширин линий между нашими и [12–14] определениями. Напомним, что наблюдения [12–14] выполнены с более низкой по сравнению с нашей дисперсией. Наибольшее отклонение от линии равных значений эквивалентных ширин (рис. 3) показывает H_α , что, вероятно, можно объяснить, согласно [12], появлением и исчезновением (или усилением и уменьшением) эмиссии, которая, по-видимому, налагается на линию поглощения и явно не видна. На рис. 4 сопоставлены эквивалентные ширины линий элементов, кроме водорода, отождествленных в спектре β Сер по нашим наблюдениям в 1984 и 1987 гг. Как видно, согласие между W_λ двух лет хорошее.

Вернемся к рис. 1, 2. По-видимому, в [5] эквивалентные ширины завышены вследствие двух причин. Во-первых, в [5] использовались спектрограммы более низкой дисперсии (36 Å/мм) и второе – автор [5] существенно выше по сравнению с нами проводил уровень непрерывного спектра (частное сообщение). На основании рис. 1, 2 можно также заключить следующее. Если учесть, что точность определения эквивалентных ширин линий водорода составляет 3–5%, а W_λ со значениями в пределах 1–2 Å, например

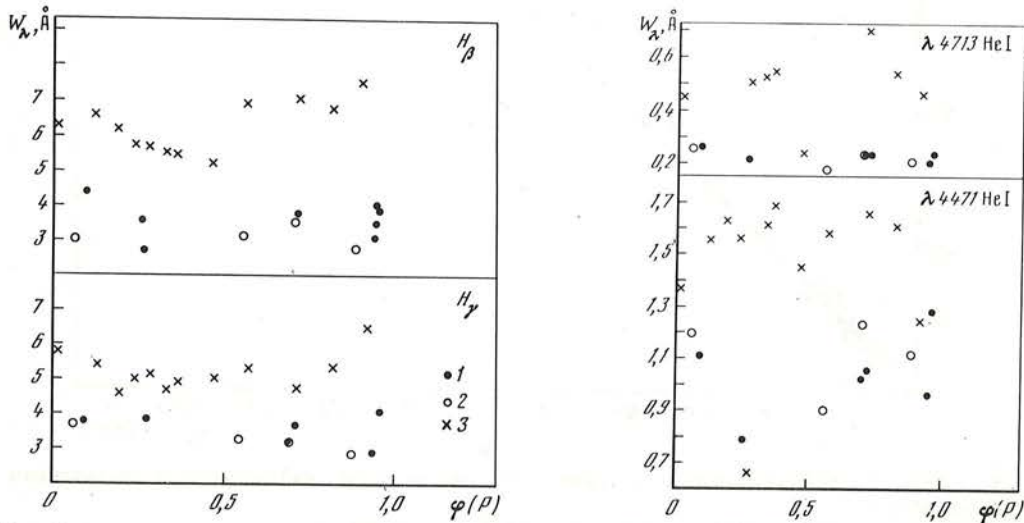


Рис. 1. Зависимость эквивалентной ширины линий водорода H_β и H_γ от фазы периода пульсаций. Обозначения: 1 – 1984 г.; 2 – 1987 г. – наблюдения автора; 3 – наблюдения Попова [5]

Рис. 2. Зависимость эквивалентных ширин линий гелия $\lambda 4713$ и $\lambda 4471$ He I от фазы периода пульсаций. Обозначения те же, что на рис. 1

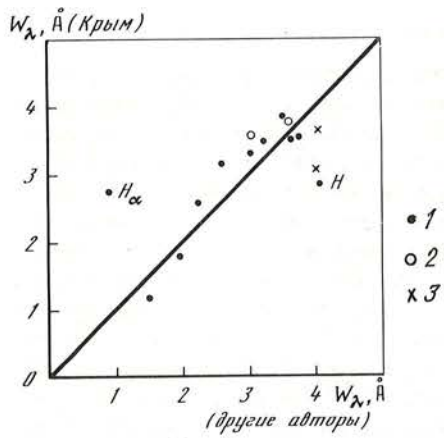


Рис. 3

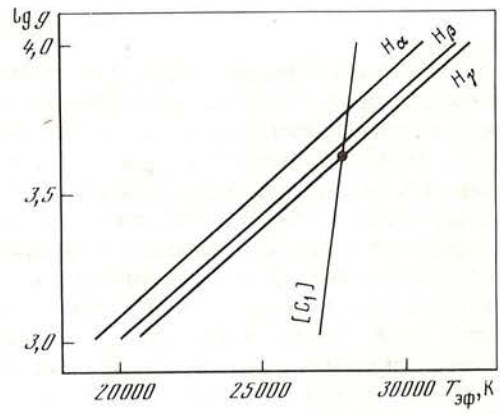


Рис. 5

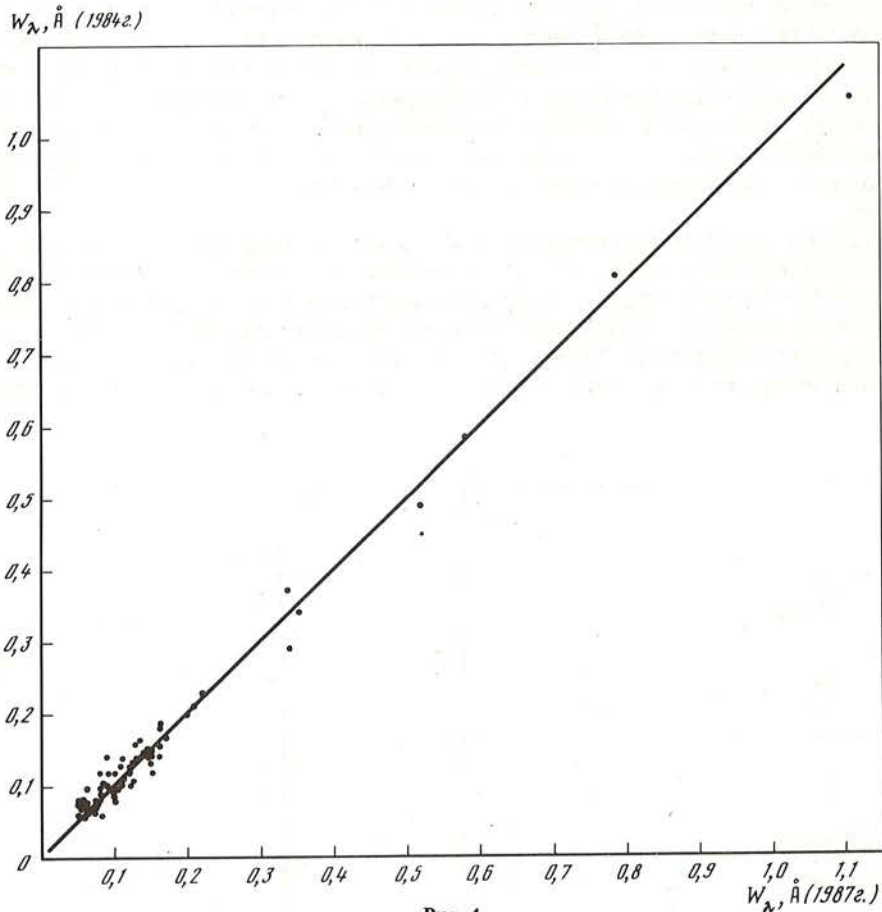


Рис. 4

Рис. 3. Сравнение эквивалентных ширин линий водорода по нашим наблюдениям и наблюдениям других авторов
 Обозначения: 1 – Карпов [12]; 2 – Вилсон и др. [13]; 3 – Мицайка [14]

Рис. 4. Сравнение эквивалентных ширин линий разных элементов (кроме водорода) по наблюдениям 1984 и 1987 гг.

Рис. 5. Диаграмма для определения эффективной температуры и ускорения силы тяжести

Таблица 2

Список и эквивалентные ширины линий

Элемент λ , Å	Мультиплет	W_{λ} , Å	n	Элемент λ , Å	Мультиплет	W_{λ} , Å	n
H				CIII			
6562,82	1	2,76	3	5244,5	4	0,04	2
4861,33	1	3,37	10	4325,70	7	0,06	5
4340,47	1	3,31	10	NI			
4101,74	1	3,50	10	5941,67	28	0,14	2
3970,07	1	3,43	9	5747,29	9	0,15	2
3889,05	2	3,58	7	5730,67	3	0,06	2
3835,39	2	3,42	6	5686,21	3	0,07	2
3797,90	2	3,17	2	5676,02	3	0,08	2
3770,63	2	2,60	2	5045,10	4	0,06	2
3750,15	2	1,80	2	5005,14	19,64	0,05	2
3734,37	3	1,17	1	5001,50	19	0,14	2
3721,94	3	0,65	1	5001,13			
3711,97	3	0,40	1	4709,45	25	0,07	9
3703,86	3	0,64	1	4630,54	5	0,09	7
3697,15	3	0,40	1	4447,03	15	0,08	3
HeI				3995,00	12	0,14	5
6678,15	46	0,80	3	3955,85	6	0,06	3
5875,99	11	0,78	3	NIII			
4921,93	48	0,35	3	3934,41	8	0,11	2
4713,14	12	0,23	10	OII			
4471,48	14	1,07	10	5206,23	32	0,04	2
4437,55	50	0,09	10	5160,02	32	0,07	2
4387,90	51	0,08	3	4924,60	28	0,04	2
4143,76	53	0,60	10	4710,04	24	0,10	9
4120,81	16	0,32	10	4705,36	25	0,09	12
4026,19	18	1,10	10	4701,23	58	0,06	2
4009,27	55	0,42	9	4699,21	25	0,12	9
3964,72	5	0,18	7	4696,36	1	0,04	2
3867,5	20	0,14	3	4676,23	1	0,12	10
3819,60	22	0,85	7	4673,75	1	0,05	5
3805,76	63	0,14	3	4661,64	1	0,14	10
СИ				4649,14	1	0,20	9
6582,85	2	0,14	2	4641,81	1	0,14	8
6578,03	2	0,13	2	4638,85	1	0,11	8
5919,60	44	0,20	2	4596,17	15	0,13	10
5145,16	16	0,09	1	4590,97	15	0,14	9
5047,206л.	35	0,18	2	4467,88	94	0,10	2
5044,806л.	35	0,06	2	4452,38	5	0,06	4
4630,526л.	49	0,09	7	4416,98	5	0,14	10
4625,71	49	0,05	3	4414,98	5	0,14	10
4372,49	45	0,06	4	4395,95	26	0,08	7
4372,49	45	0,06	4	4369,28	26	0,06	7
4371,59	45	0,12	2	4366,90	2	0,14	8
4317,42	28	0,14	8	4351,27	16	0,13	8
4267,27	6	0,15	8	4349,43	2	0,17	8
4267,02				4347,42	16	0,08	7
4074,53	36	0,04	2	4345,56	2	0,10	8
3920,68	4	0,06	5				

Таблица 2 (окончание)

Элемент λ , Å	Мультиплет	W_{λ} , Å	n	Элемент λ , Å	Мультиплет	W_{λ} , Å	n
OII				OII			
4336,86	2	0,06	2	4069,90	10	0,21	6
4325,77	2	0,06	5	4069,64			
4319,63	2	0,13	8	3982,72	6	0,10	4
4317,14	2	0,14	10	3954,37	6	0,10	6
4303,82	54	0,08	2	3919,29	17	0,13	6
4294,82	54	0,06	3	3912,09	17	0,12	2
4277,90	67	0,04	2	3911,96	17	0,12	3
4275,52	67	0,06	2	3882,20	12	0,12	7
4253,98	101	0,16	10	3875,82	13	0,10	3
4253,74				3850,81	12	0,08	2
4189,79	36	0,14	8	MgII			
4185,45	36	0,08	4	4481,32	4	0,13	10
4169,23	19	0,09	5	4481,12			
4153,30	19	0,11	8	SiIII			
4146,09	106	0,09	8	4574,78	2	0,13	10
4141,96	106	0,08	4	4567,87	2	0,16	10
4132,81	19	0,06	4	4552,65	2	0,22	10
4119,22	20	0,11	9	3924,44	—	0,10	4
4104,74	20	0,07	3	SiIV			
4097,26	20	0,04	4	4116,10	1	0,08	6
4092,94	10	0,07	6	4088,81	1	0,20	3
4087,16	48	0,07	4	CaII			
4085,12	10	0,07	5	3933,66	1	0,16	4
4078,86	10	0,07	6				
4075,87	10	0,14	7				
4072,16	10	0,11	7				

$\lambda 4471$ He I, может иметь ошибку порядка 10–15%, то можно предполагать, что в течение периода пульсаций эквивалентные ширины линий водорода и сильных линий гелия показывают изменения, которые носят хаотический характер. Как следует из [7], вероятно, претерпевают изменения в течение пульсационного периода также W_{λ} более слабых линий, однако при нашей точности измерений они погружены в ошибки определения W_{λ} . Примером этого может служить линия $\lambda 4713$ HeI (рис. 2).

Средние по наблюдениям в 1984 и 1987 гг. значения эквивалентных ширин линий, которые представлены в табл. 2, мы используем в дальнейшем для определения физических параметров и химического состава атмосферы β Сер, помня при этом, что мы пренебрегаем нестационарностью атмосферы звезды и, следовательно, полученные параметры будут характеризовать ее некоторое среднее состояние.

4. Определение $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$

Для определения эффективной температуры $T_{\text{эф}}$ и ускорения силы тяжести $\lg g$ для β Сер мы использовали наблюдаемые нами эквивалентные ширины и профили водородных линий, а также индекс $[C_1] = 0,028$ в фотометрической системе $uvby$ согласно [15]. Эти величины были сопоставлены с таковыми же теоретически рассчитанными Михаласом [16] при предположении отсутствия ЛТР, при этом для теоретических $[C_1]$ были учтены поправки за влияние H_{β} в полосе β согласно Любимкову [8].

На рис. 5 представлена зависимость теоретических $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ и наблюдаемых значений этих величин для линий H_{α} , H_{β} , H_{γ} и индекса $[C_1]$. Окончательная оценка была нами сделана лишь на основании H_{γ} и $[C_1]$, поскольку, как уже отмечалось

выше, линии поглощения H_α и в меньшей степени H_β испытывают искажение вследствие эмиссии. Но, как видно из рис. 5, даже если принять во внимание H_α и H_β , отклонения значений $T_{эф}$ и lgg , полученных только по H_γ , от значений по трем водородным линиям будут заключены в пределах ошибок определения этих величин. Окончательно была принята модель $T_{эф} = 27\,900 \pm 900\text{ К}$, $lgg = 3,6 \pm 0,2$.

В табл. 3 собраны значения $T_{эф}$ и lgg по оценкам разных авторов. Все оценки сделаны на основании не-ЛТР-расчетов. Любимков [8] и Сахибуллин [9] использовали для определения эффективной температуры и ускорения силы тяжести индексы $[C_1]$ и β из наблюдений в фотометрической системе *uvb* [17]. Однако понятно, что для V_e -звезд применение β -индекса для определения модели звезды является менее надежным, чем использование эквивалентных ширин и профилей линий. Поэтому полученная нами модель для β Сер является, естественно, более точной, чем у [8] и [9], хотя согласие, особенно в оценках $T_{эф}$, у разных авторов хорошее. Принятая модель была использована для дальнейших расчетов.

5. Содержание химических элементов

Для ранних В-звезд, как известно, исследование атмосфер методом моделей осложняется необходимостью учета отсутствия локального термодинамического равновесия, хотя для линий некоторых элементов оказываются справедливыми расчеты и при предположении ЛТР. Лишь совсем недавно опубликованы достаточно полные теоретические сетки моделей ($T_{эф} = 24\,000, 27\,000, 30\,000$ и $33\,000\text{ К}$, ускорение силы тяжести $lgg = 3,5; 4,0; 4,5$; микротурбулентная скорость $0,5$ и 10 км/с), рассчитанные при отсутствии ЛТР Бекером и Бултером [18] для 100 линий ионизованного кислорода для содержаний $lge(\text{OII}) = 8,38; 8,88$ и $9,38$ и Эбером и Бултером [19] для пяти линий ионизованного углерода для содержаний $lge(\text{CII}) = 8,00; 8,50$ и $9,00$. Для линий других элементов, распространенных в звездах спектральных классов В, как будет сказано ниже, теоретические не-ЛТР-расчеты эквивалентных ширин линий выполнены по существенно более узкого диапазона физических параметров и для меньшего по сравнению с наблюдаемым числом линий, что не всегда позволяет однозначно и уверенно сделать оценки содержания элементов в атмосфере звезды.

Для оценок химического содержания элементов в атмосфере β Сер мы воспользовались опубликованными в литературе не-ЛТР-расчетами и, кроме того, провели расчеты на основании модели Куруца при предположении ЛТР, как это делалось нами ранее [20].

Одной из проблем при исследовании В-звезд методом моделей атмосфер является микротурбулентная скорость. Понятие микротурбулентности даже для нормальных стационарных звезд спектральных типов В является довольно неопределенным, а тем более для звезд пульсирующих, подобно β Сер, у которой скорость пульсаций, согласно [7], составляет 28 км/с . Как следует из [21, 22], для нормальных звезд главной последовательности микротурбулентная скорость заключена в пределах $0-5\text{ км/с}$. Мы не знаем, как могут взаимодействовать скорости пульсаций и микротурбулентности в атмосфере звезды, но при таком большом значении скорости пульсаций (28 км/с) по сравнению с возможным значением микротурбулентной скорости ($0-5\text{ км/с}$) в атмосфере β Сер, по-видимому, микротурбулентным движением можно пренебречь. При расчетах содержания химических элементов в атмосфере β Сер мы приняли микротурбулентную скорость $\xi_t = 0$.

Остановимся на каждом элементе в отдельности.

а) Г е л и й. Ауэр и Михалас [23] на основании модели Михаласа выполнили теоретические ЛТР- и не-ЛТР-расчеты эквивалентных ширин для нескольких линий для температур в диапазоне $T_{эф} = 15\,000-27\,500\text{ К}$ и двух значений lgg , равных 3 и 4, для содержания гелия $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,1$. Поскольку $T_{эф} = 27\,900\text{ К}$ незначительно выходит за пределы рассмотренных в [23] температур, то экстраполяция кривых до нужной температуры ($27\,900\text{ К}$), которую мы применили, не внесет существенных

Т а б л и ц а 3

Эффективная температура и ускорение силы тяжести для β Сер

Параметры	Значения параметров по оценкам разных авторов		
	Рачковская	Любимков [8]	Сахибуллин [9]
$T_{\text{эф}}, \text{K}$	27 900	27 600	27 800
lgg	3,60	3,75	3,95

ошибок в значения содержания гелия. Однако, естественно, что, располагая такими довольно ограниченными теоретическими расчетами, мы не могли точно и однозначно определить содержание гелия в атмосфере β Сер. По линиям $\lambda 4026, 4378$ и 4438 содержание гелия в этой звезде оказалось порядка солнечного $lge = 10,90$, тогда как линии $\lambda 4121, 4471$ и 4713 дают несколько меньшее содержание гелия в β Сер, а значения эквивалентных ширин линий $\lambda 6678$ и 5876 оказались выше тех предельных величин, которые рассматривали авторы [23], и мы не смогли их использовать для оценки $lge(\text{He})$. Значение величины содержания гелия, полученное при сопоставлении наблюдаемых W_{λ} с теоретическими при ЛТР-расчетах [23], дает более низкое содержание, но, выше, чем получилось при наших расчетах на основании модели Куруца тоже для ЛТР-случая. Оно выполнено по линиям $\lambda 4713, 4437, 3964$ и 3867 — наиболее слабым из наблюдаемых — и оказалось равным $lge(\text{He}) = 10,5$. Критически оценив результаты, мы окончательно заключаем, что содержание гелия в атмосфере β Сер близко значению $lge(\text{He}) \approx 11,0$.

б) У г л е р о д. Для оценки содержания углерода, как правило, использовалась линия $\lambda 4267$ СИ — самая интенсивная в видимой области спектра. Не-ЛТР-расчеты эквивалентной ширины этой линии были выполнены Ленноном [24] и позже Сахибуллин [9]. Эти результаты показали плохое согласие с наблюдениями, а именно, вычисленные W_{λ} линии $\lambda 4267$ СИ оказались до двух раз больше наблюдаемых. Эбер и Булгер [19] в результате не-ЛТР-расчетов иона $\lambda 4267$ СИ получили согласие между наблюдаемыми и теоретическими значениями эквивалентной ширины. Авторы [19] предполагают, что несогласованность не-ЛТР-расчетов Леннона и Сахибуллина с наблюдениями объясняется тем, что они не учитывали связь между разными спиновыми системами при расчете возбуждения и ионизационного равновесия, которые играют роль для ионов, подобных $\lambda 4267$ СИ.

По четырем из пятнадцати отождествленных нами в спектре β Сер линий углерода (см. табл. 2) мы оценили содержание $lge(\text{CII})$, воспользовавшись теоретическими расчетами упомянутых выше авторов. Результаты всех оценок для сравнения собраны в табл. 4. Из таблицы видно, что разногласие в значениях $lge(\text{CII})$, полученных по разным линиям и разными авторами, достаточно большое. Согласно сказанному выше, самой надежной величиной содержания углерода в β Сер следует считать $lge(\lambda 4267 \text{ СИ}) = 8,20$, полученное на основании расчетов [19]. Близким к этому значению оказалось определение по линии $\lambda 6578$ СИ по расчетам Леннона [24], тогда как модели Сахибуллина дают содержание углерода на порядок меньше — $lge(\lambda 4267 \text{ СИ}) = 7,1$. Оценки же $lge(\text{CII})$ по линиям $\lambda 3921$ и $\lambda 6582$ имеют большую неопределенность (см. табл. 4). Окончательно принимаем, что содержание углерода в атмосфере β Сер равно $lge(\text{CII}) = 8,20$, что несколько ниже солнечного. Наши расчеты с помощью модели Куруца по разным линиям дали содержание углерода в интервале $lge(\text{CII}) = 8,3 \div 7,55$.

в) А з о т. В спектре β Сер всего нами уверенно отождествлено 14 линий НИ (табл. 2). По трем из них, для которых Дафтон и Хибберт [25] выполнили теоретические расчеты для случая не-ЛТР, мы оценили содержание азота (табл. 5) в атмосфере β Сер. К сожалению, в [25] расчеты сделаны лишь для одного значения ускорения силы тяжести

Таблица 4
Определение содержания углерода
в атмосфере β Сер

$\lambda, \text{Å}$	I_{ge}	$\lambda, \text{Å}$	I_{ge}
3921	<8,0 [25]	6578	~8,2 [25]
4267	8,20 [19]	6582	>8,6 [25]
	~ 7,1 [9]		

Таблица 5
Определение содержания азота
в атмосфере β Сер

$\lambda, \text{Å}$	I_{ge}
3995	8,07
4631	7,96
5045	7,93

$I_{\text{gg}} = 4$, поэтому нами оценки азота (табл. 5) получены при $I_{\text{gg}} = 4$, а не $I_{\text{gg}} = 3,6$, что, безусловно, вносит некоторую неточность в значение содержания NII в атмосфере β Сер. Однако, как видно из табл. 5, согласие между $I_{\text{ge}}(\text{NII})$ по разным линиям оказалось очень хорошее. Среднее значение составляет $I_{\text{ge}}(\text{NII}) = 7,98$, что близко к солнечному. Заметим, что Любимков [8] получил для β Сер $I_{\text{ge}}(\text{NII}) = 8,12$. Наши расчеты по семи линиям на основании модели Куруца дали величину $I_{\text{ge}}(\text{NII}) = 8,20$, которая довольно близка к значению $I_{\text{ge}}(\text{NII}) = 8,07$, полученному Дафтоном и Хиббертом при предположении ЛТР по линии λ 3995. Как сообщают Бекер и Бутлер [26], они готовят к публикации результаты не-ЛТР-расчетов для линий NII для диапазона физических параметров, подобно тому, что сделано ими для элементов OII и CII (см. выше). Мы надеемся в дальнейшем с помощью этих данных уточнить содержание азота в атмосфере β Сер.

г) Кислород. Линии ионизованного кислорода OII оказались, как уже отмечалось, самыми многочисленными (более 60 линий) в спектре β Сер и с достаточно большим интервалом в значениях эквивалентных ширин $W_{\lambda} \approx 40 \div 200 \text{ mÅ}$. По 30 линиям, для которых имелись не-ЛТР-расчеты в [18], было определено содержание кислорода в атмосфере β Сер $I_{\text{ge}}(\text{OII}) = 8,95 \pm 0,05$, что близко к солнечному значению. Наши не-ЛТР-расчеты на основании модели Куруца дали содержание кислорода в β Сер почти на порядок больше.

д) Магний. В спектре β Сер нами наблюдается лишь одна линия магния — дублет λ 4481 MgII. Теоретические расчеты для этой линии и некоторых других линий магния для звезд спектральных классов O-V для ЛТР- и не-ЛТР-предположений можно найти в работах Михаласа [27] и Снийдерса и Ламерса [28]. Расчеты выполнены лишь для одного значения содержания (солнечного) $I_{\text{ge}}(\text{MgII}) = 7,4$ в сетке моделей $8000 \leq T_{\text{эф}} \leq 35\,000 \text{ K}$ и $2,5 \leq I_{\text{gg}} \leq 4,0$. Используя не-ЛТР-расчеты [27, 28] и учтя возможную неточность из-за неполноты теоретических расчетов, мы оценили, что содержание магния в β Сер будет в пределах $7,2 \leq I_{\text{ge}}(\text{MgII})_{\beta\text{Сер}} \leq 7,4$. Наши же расчеты при предположении ЛТР на основании модели Куруца согласно выбранной модели дают значение $I_{\text{ge}}(\text{MgII}) = 7,6$. Таким образом, окончательно можно считать, что содержание магния в атмосфере β Сер, по-видимому, близко к солнечному.

е) Кремний. В спектре β Сер нам удалось надежно определить эквивалентные ширины четырех линий SiIII и двух — SiIV, три из них были использованы для оценки содержания кремния на основании не-ЛТР-расчетов Кампа и Леннона [31], выполненных ими для содержания $I_{\text{ge}}(\text{Si}) = 7,0 \div 8,0$. Результаты этих определений, а также, для сравнения, наших оценок на основании модели Куруца при предположении ЛТР представлены в табл. 6. Как видно из табл. 6, существует довольно большая неопределенность в полученных значениях $I_{\text{ge}}(\text{Si})$ для не-ЛТР-случая, тогда как для случая ЛТР согласие в содержании кремния по разным линиям хорошее. Учитывая то, что λ 4568 имеет самую малую эквивалентную ширину, считаем оценку содержания кремния по этой линии самой надежной, т.е. $I_{\text{ge}}(\text{Si})_{\beta\text{Сер}}$, по-видимому, близко к солнечному.

ж) Кальций. Оценка содержания кальция в атмосфере β Сер сделана нами по линии λ 3933 K CaII, для которой Михаласом [32] были выполнены ЛТР- и не-ЛТР-рас-

Т а б л и ц а 6
Определение содержания кремния в атмосфере β Сер

$\lambda, \text{Å}$	$\lg\epsilon [29, 30]$
SiII	
4553	> 7,6
4568	~ 7,4
SiIV	
4089	> 7,4

Т а б л и ц а 7
Содержание химических элементов в атмосфере β Сер и Солнца

Элемент	$\lg\epsilon_{\beta\text{Сер}}$	$\lg\epsilon_{\odot} [11]$	Элемент	$\lg\epsilon_{\beta\text{Сер}}$	$\lg\epsilon_{\odot} [11]$
HeI	~11,0	10,90	MgII	7,40	7,55
СI	8,20	8,62	SiII	~7,40	7,55
NI	8,00	7,94	SiIV		
OII	8,95	8,83	CaII	6,40	6,39

четы для содержания, близкого к солнечному. Михалас отмечает, что для В-звезд в диапазоне эффективных температур 15 000 К–27 500 К отклонения от ЛТР оказывают пренебрежимый эффект на эквивалентную ширину К-линии CaII. Согласно расчетам Михаласа для β Сер мы получили содержание кальция $\lg\epsilon(\text{K CaII})_{\beta\text{Сер}} \approx 6,4$, а по нашим расчетам на основании модели Куруца оно оказалось равным $\lg\epsilon(\text{K CaII}) = 6,3$, т.е. значения близкие между собой и солнечным содержанием.

В табл. 7 собраны полученные нами оценки содержаний элементов $\lg\epsilon_{\beta\text{Сер}}$ для β Сер, здесь же приведены $\lg\epsilon_{\odot}$ для Солнца согласно [11]. Сравнение данных табл. 7 позволяет предполагать, что содержание каждого из наблюдаемых в β Сер элементов с большей или меньшей степенью надежности близко к содержанию таковых на Солнце. Подобный результат получен Петерс [11] для пульсирующей типа β Сер— γ Рег.

6. Масса и возраст

На основании полученных нами для β Сер эффективной температуры $T_{\text{эф}} = 27\,900$ К и ускорения силы тяжести $\lg g = 3,6$ и эволюционных треков, рассчитанных для исходного химического содержания $Y = 0,28$ и $Z = 0,02$ [33, 34] и интерполированных Любимковым [8] с шагом $0,1 M_{\odot}$ на плоскости $T_{\text{эф}}, \lg g$ мы оценили массу и возраст звезды $M/M_{\odot} = 16,0$ и $t = 9,2 \cdot 10^6$ лет.

7. Заключение

Представляет интерес эволюционный статус β Сер среди других В-звезд. Любимковым [8, 35] были получены зависимости, которые указывают на увеличение содержания гелия и азота с возрастом звезды для ранних В-звезд, что автор рассматривает как указание на вынос в поверхностные слои В-звезд продуктов CNO-цикла, происходящий уже на стадии главной последовательности. Согласно нашим оценкам содержания гелия и азота и возраста звезда β Сер хорошо вписывается в корреляции [8, 35], что позволяет считать, несмотря на нестационарность атмосферы, ее эволюционное положение подобным положению нормальных В-звезд.

Выводы наших исследований следующие.

1. Результаты наблюдений спектра β Сер в 1984 и 1987 гг. показали: эквивалентные ширины W_{λ} линий водорода и сильных линий гелия меняются в течение периода пульсаций, но какой-либо закономерности этих изменений обнаружить не удалось. Вероятно, есть изменения в W_{λ} слабых линий, но они не обнаруживаются по нашим спектрам, поскольку не превышают ошибки определений W_{λ} ; по-видимому, нет изменений в величинах W_{λ} линий в спектре β Сер в течение длительных промежутков времени (годы).

2. Определены эффективная температура $T_{\text{эф}} = 27\,900$ К и ускорение силы тяжести $\lg g = 3,60$, а также масса $M/M_{\odot} = 16,0$ и возраст $t = 9,2 \cdot 10^6$ лет.

3. Сделаны оценки содержания семи элементов в атмосфере β Сер, на основании которых можно считать, что содержание гелия, углерода, азота, кислорода, магния, кремния и кальция близки к солнечному содержанию.

4. Для β Сер выполняется корреляция содержания гелия и азота с возрастом, подобно той, что была получена для ранних В-звезд в [8, 35].

В заключение автор благодарит Л.С. Любимкова за обсуждение результатов и Н.И. Яворскую за помощь в обработке материала наблюдений.

Декабрь 1988 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gray D.F. // *Astron. J.* 1970. Vol. 75. P. 958–961.
2. Stebbins J., Kron G.E. // *Astrophys. J.* 1954. Vol. 120. P. 189–195.
3. Fitch W.S. // *Ibid.* 1969. Vol. 158. P. 269–280.
4. Wilson R., Sedden H. // *Observatory.* 1956. Vol. 76. P. 145–149.
5. Понов В.С. // *Перемен. звезды.* 1970. Т. 17, № 2. С. 142–156.
6. Goldberg B.A., Walker A.H., Odgers G.J. // *Astron. and Astrophys.* 1974. Vol. 32. P. 355–362.
7. Campos A.J., Smith M.A. // *Astrophys. J.* 1980. Vol. 238. P. 250–265.
8. Любимков Л.С. // *Астрофизика.* 1984. Т. 20. С. 475–493.
9. Сахибуллин Н.А. // *Астрон. журн.* 1987. Т. 64. С. 291–305.
10. Moore Ch.E. // *Contrib. Princeton Univ. Observ.* 1945. N 20. P. 1–96.
11. Peters G.J. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1976. Vol. 30. P. 551–565.
12. Карпов В.Г. // *Lick Bull.* 1933. Vol. 16. P. 159–175.
13. Baker E.A., Greaves W.M.H., Wilson R. // *Edinburgh Publ.* 1956. Vol. 1, N 6. P. 115–149.
14. Miczaika G.R. // *Astron. Nachr.* 1949. Vol. 277. P. 31–32.
15. Hauck B., Mermilliod M. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1980. Vol. 40. P. 1–32.
16. Mihalas D. // *Astrophys. J.* 1972. Vol. 176. P. 139–152.
17. Kane L., Mc Keith P.L., Dufton P.L. // *Astron. and Astrophys.* 1980. Vol. 84. P. 115–122.
18. Becker S.R., Butler K. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1988. Vol. 74. P. 211–225.
19. Eber F., Butler K. // *Astron. and Astrophys.* 1988. Vol. 201. P. 232–246.
20. Рачковская Т.М. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1987. Т. 76. С. 3–10.
21. Dufton P.H., Kane L., Mc Keith C.D. // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1981. Vol. 194. P. 85–93.
22. Dufton P.L., Durrant A.C., Durrant C.J. // *Astron. and Astrophys.* 1981. Vol. 97. P. 10–15.
23. Auer L.H., Mihalas D. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1973. Vol. 25. P. 433–462.
24. Lennon D.J. // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1983. Vol. 205. P. 829–838.
25. Dufton P.L., Hibbert A. // *Astron. and Astrophys.* 1981. Vol. 95. P. 24–31.
26. Becker S.R., Butler K. // *Ibid.* 1988. Vol. 201. P. 232–246.
27. Mihalas D. // *Astrophys. J.* 1972. Vol. 177. P. 115–128.
28. Sijnders M.A., Lamers H.J.G.L.M. // *Astron. and Astrophys.* 1975. Vol. 41. P. 245–257.
29. Kamp L.W. // *Astrophys. J.* 1973. Vol. 180. P. 447–468.
30. Kamp L.W. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1978. Vol. 36. P. 143–171.
31. Lennon D.J., Lynas-Gray A.E., Brown D.J.E., Dufton P.L. // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1986. Vol. 222. P. 719–729.
32. Mihalas D. // *Astrophys. J.* 1973. Vol. 179. P. 209–220.
33. Becker S.A. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1981. Vol. 45. P. 475–505.
34. Brunish W.M., Truran J.W. // *Astrophys. J.* 1982. Vol. 256. P. 247–258.
35. Любимков Л.С. // *Астрофизика.* 1977. Т. 13. С. 139–151.

О ПЕРЕМЕННОСТИ ЭМИССИИ В СПЕКТРАХ НЕКОТОРЫХ Ве-ЗВЕЗД:
 φ ПЕРСЕЯ, θ СЕВЕРНОЙ КОРОНЫ, ψ ПЕРСЕЯ

Т.С. Галкина

Приводятся результаты спектральных наблюдений трех Ве-звезд: φ Персея, θ Северной Короны, ψ Персея, проведенных на 122-см рефлекторе Крымской обсерватории с дифракционным спектрографом, с дисперсиями 30 и 36 Å/мм в областях H_{α} и λ 3700 – H_{β} .

Подтверждено усиление нестабильности эмиссии в спектре φ Персея, отмечавшееся ранее [1], вблизи фаз $0^{P.3}-0^{P.5}$ (около момента соединения).

Высказано предположение, что коротковременные изменения (в шкале минут и часов) в интенсивности эмиссии, наблюдаемые иногда в спектрах некоторых Ве-звезд, связаны с определенными фазами долговременной переменности. Как, например, в случае φ Персея, когда относительная интенсивность V и R компонентов эмиссионных линий быстро изменяется от значений $V/R > 1$ к $V/R < 1$.

Отмечается, что эквивалентные ширины W_{λ} и глубины r_0 абсорбционных линий H_{α} и H_{β} в спектре θ CrB уменьшились в июле 1985 г. в 1,44 раза в сравнении с 1980 г., что указывает на увеличение эмиссии в этих линиях. Вклад эмиссии в водородные линии, как показывает профиль линии H_{γ} , увеличивается к 1988 г. По-видимому, θ Северной Короны вступает в активную Ве-фазу после нормальной В-фазы в 1980–1985 гг.

Анализ спектров Ве-звезды ψ Персея показал переменность эмиссионных линий H_{α} и H_{β} . В то же время радиальные скорости по компонентам линии H_{α} за время наблюдений с сентября 1986 г. по февраль 1988 г. показали стабильность. Для V, A и R компонентов найдены средние значения v_r , равные соответственно -73 ± 5 ; 7 ± 2 и 84 ± 2 км/с.

ON VARIATION OF THE EMISSION IN THE SPECTRA SOME Be-STARS: φ PERSEI, θ CrB (CORONAE BOREALIS), ψ PERSEI, by T.S. Galkina. The results of spectroscopic observations of three Be stars: φ Per, θ CrB and ψ Per obtained with 122 sm reflector of the Crimean observatory equipped with a grating spectrograph giving the linear dispersion 30 and 36 Å/mm in region H_{α} and λ 3700 – H_{β} are reported.

The increase of the instability of emission noted earlier in the spectrum of φ Per [1] near phases $0^{P.3}-0^{P.5}$ (near conjunction) is confirmed.

It is suggested that perhaps the short-time changes (several hours and minutes) in the intensity of emission sometimes observed in the spectra of some Be stars are connected with the certain phases of the long-time variability. For instance, as in the case of φ Per near conjunction, the relative intensity of V and R components of emission lines changes rapidly from values $V/R > 1$ to $V/R < 1$.

It is noticed, that the W_{λ} and r_0 of the absorption lines H_{α} and H_{β} in the spectrum of θ CrB decrease by 1,44 times in July 1985 in comparison with 1980, that indicates the increase of emission in these lines.

The contribution of emission in hydrogen lines as shows the profile of H_{γ} -line is increased to 1988. The θ CrB, evidently, again enter into an active Be-phase after normal B phase in 1980–1985.

The analysis of the spectra of the Be-star ψ Persei showed the variability of emission lines H_{α} and H_{β} . While the radial velocity from the measurements of the V, A, R-components of H_{α} -line for September 1986 – February 1988 showed stability.

For the V, A, R-components the following values of radial velocity: -73 ± 5 , 7 ± 2 , 84 ± 2 km/s are found.

Представляемый в статье материал является продолжением начатых в 1980 г. спектральных наблюдений избранных Ве-звезд в соответствии с международной программой фотометрических и спектральных наблюдений этих звезд.

Несмотря на расширение спектрального диапазона наблюдений в ультрафиолетовую и инфракрасную области и применение новой техники наблюдений, дающей возможность изучать более тонкие эффекты с высоким временным разрешением, явление типа Ве до настоящего времени остается загадочным. Неясным остается вопрос происхождения протяженной атмосферы с медленным движением и более низкой, чем у фотосферы, ионизацией, с которой связывали происхождение эмиссии в линиях Бальмера.

В поисках решения этих вопросов, нам представляется, нужны более длинные однородные ряды как спектральных, так и фотометрических наблюдений.

φ Персея. Проведенные нами наблюдения и анализ спектров этой звезды в 1981

Т а б л и ц а 1
Наблюдения φ Персея и параметры эмиссионных линий H_{α} и H_{β}

Дата	J.D. 2447...	Фаза, доли P	W_{λ} , Å	I_V	I_R	I_V/I_R	$\Delta\lambda(I/2)$ км/с	b , км/с	$(v \sin i)_{об}$, км/с
H_{α}									
22.09.87	061,488	0,285	49,2	5,9	5,1	1,16	423	1292	96
22.09.87	061,515		31,2	4,4	3,8	1,14	416	1262	83
26.09.87	065,447	0,316	50,2	6,0	5,35	1,12	431	1485	86
	065,468		48,1	5,4	5,05	1,07	446	1366	93
16.02.88	208,175	0,443	56,2	5,8	7,15	0,81	379	1281	—
	208,194		45,5	5,1	6,00	0,85	408	1188	—
H_{β}									
22.09.87	061,537	0,285	2,21	1,45	1,43	1,01	391	602	96
26.09.87	065,492	0,317	2,16	1,53	1,46	1,06	321	561	78
	065,510		2,79	1,49	1,61	0,93	401	602	89

Т а б л и ц а 2

Дата	J. D.	Фаза, доли P	v_p , км/с		
			V	A	R
	2447...				
22.09.87 г.	061,501	$0^P,285$	-75	29	136
26.09.87 г.	065,458	0,316	-75	31	127
16.02.88 г.	208,185	0,443	-104	-9	88

и 1986–1987 гг. [1, 2] подтвердили наличие периодических, с периодом 126,696 дней, изменений лучевой скорости и отдельных параметров эмиссионных линий H_{α} и H_{β} , показали асимметрию кривых лучевой скорости и относительной интенсивности фиолетового и красного компонентов эмиссионных линий H_{α} и H_{β} . Обратила на себя внимание большая крутизна нисходящей ветви этих кривых (фазы $0^P,3-0^P,5$). В этих фазах периода около момента соединений наблюдаются заметные изменения в ядрах эмиссионных линий водорода H_{α} и H_{β} , появляется многокомпонентная структура, что указывает на усиление неустойчивости в атмосфере, которое может быть вызвано или неравномерной плотностью оболочки, или потоком вещества между компонентами.

В 1987–1988 гг. были проведены повторные наблюдения φ Персея в фазах $0^P,285-0^P,443$ около момента соединения. Данные наблюдений приведены в табл. 1. В первом, втором и третьем столбцах соответственно: дата, юлианский день и фаза в долях периода. Фазы подсчитаны по элементам Хикока, как и в [2], $T_0 = 2\,424\,473,500 + nP$. Спектрограммы, полученные с дисперсией 30 и 36 Å/мм для области H_{α} и $\lambda\lambda\ 3700-H_{\beta}$, обработаны по ранее принятой методике [2]. По приведенным к уровню локального континуума записям профилей эмиссионных линий H_{α} и H_{β} оценены эквивалентная ширина, ширина на уровне континуума "в", ширина профилей на уровне половины интенсивности $\Delta\lambda(I/2)$, интенсивности V и R компонентов и их отношение (V/R), а также скорость $(v \sin i)_{об}$ вращения поглощающей части оболочки. Эти данные приведены в 4–10-м столбцах табл. 1.

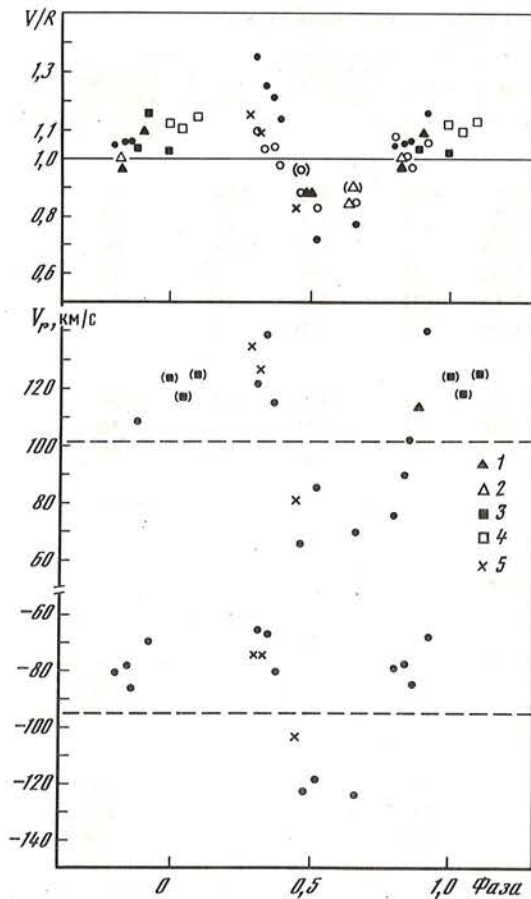
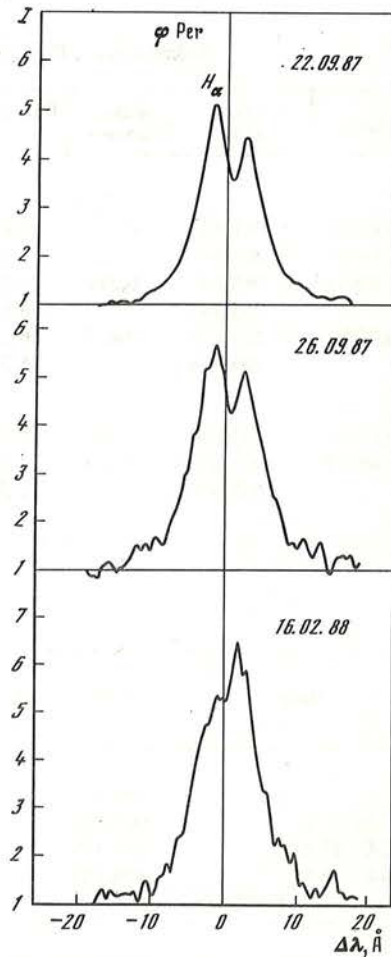


Рис. 1. Изменения относительной интенсивности эмиссионных V и R компонент линий H_{α} (заполненные кружки) и H_{β} (светлые кружки) по наблюдениям 1986 г. 1, 2 — 1985 г.; 3, 4 — 1981 г., 5 — 1987–1988 гг.

Рис. 2. Профили эмиссионной линии H_{α} в 1987 и 1988 гг.



По компонентам эмиссионной линии H_{α} была измерена лучевая скорость. Результаты измерений приведены в следующей таблице.

Результаты измерений названных параметров эмиссионных линий H_{α} и H_{β} были сопоставимы с полученными ранее [2]. Как показывает рис. 1, в новом цикле наблюдений видна такая же картина переменности и лучевой скорости и относительной интенсивности фиолетового и красного компонентов. В интервале фаз $0^P,3-0^P,5$ отношение V/R изменяется от $V/R > 1$ до $V/R < 1$ и лучевая скорость показывает крутой спад к отрицательным значениям.

На рис. 2 и 3 приведены профили эмиссионных линий H_{α} , H_{β} и линий поглощения $HeI \lambda 4471$, H_I — от H_{γ} до H_8 . У фазы $0^P,3$ в ядрах эмиссионных линий водорода H_{α} и H_{β} появляется слабая структура, глубже становятся центральные ядра у абсорбционных линий, свидетельствуя о нарастании нестабильности около момента соединений.

Более ярко картина изменений в ядре эмиссионных профилей H_{α} наблюдалась в сентябре 1986 г., когда в интервале восьми дней удалось зафиксировать момент перехода относительной интенсивности компонентов V/R от значения больше 1 к V/R

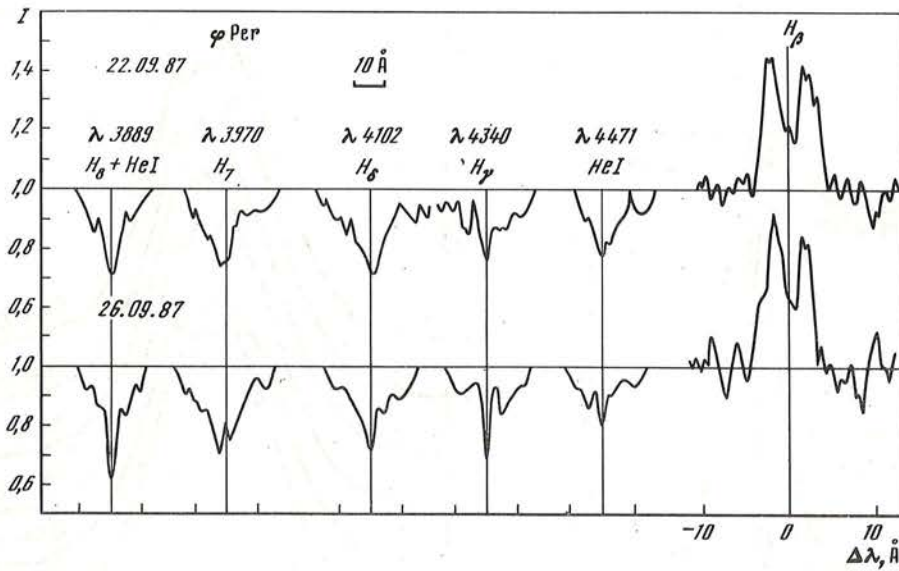


Рис. 3. Профили эмиссии в H_{β} и линий поглощения HeI $\lambda 4471$, и H γ от H_{γ} до H_{δ} для двух ночей 22.09.1987 и 26.09.1987 гг.

меньше 1 (рис. 4). Здесь показаны профили линии H_{α} с 9 сентября по 29 сентября. Легко видеть, как изменяется профиль линии H_{α} в ядре за сравнительно короткий промежуток времени от двухкомпонентного с преобладанием интенсивности фиолетового компонента к многокомпонентному (вблизи момента соединения) с меняющейся относительной интенсивностью компонент от $V/R > 1$ к $V/R < 1$. Относительно реальности структуры профиля H_{α} , наблюдаемой 21 сентября, тогда возникло сомнение: не ошибки ли это?

Теперь, год спустя, наши наблюдения удалось сравнить с наблюдениями французских авторов (X. Хуберт и др. [3]), полученными ими в ту же дату 21/22 сентября 1986 г., с весьма высоким разрешением 0,18 и 0,70 Å. Приведенные ими профили (рис. 5) показывают сложную структуру со значительными изменениями в ядре и от ночи к ночи и в интервале 30 мин в ночь 21/22.09. Сопоставление профилей линии H_{α} , полученных в одну и ту же ночь нами и X. Хуберт и др., не оставляет сомнений в реальности картины профиля, наблюдаемой нами.

Авторы [3] ставили задачу поиска быстрой переменности у Ве звезд γ Кассиопеи, α Андромеды и ϕ Персея. Им удалось обнаружить заметные изменения (12% в интенсивности и 6% в эквивалентной ширине) в интервале 30 мин профиля H_{α} в спектре ϕ Персея за 21/22 сентября.

Поиски коротковременной переменности по аналогии с другими типами переменных звезд начали предприниматься и исследователями Ве-звезд. Успехи в этом направлении исследований пока небольшие, не часто удается обнаружить коротковременную переменность у звезд типа Ве. Нам представляется, что одной из причин этому может быть то, что коротковременные изменения в спектрах звезд Ве могут случаться в фазах повышенной активности в оболочке звезды или двойной системы.

θ Северной Короны. В сравнении с ϕ Per θ CrV показывает иной характер переменности. Она не обнаруживает пока признаков двойственности. С момента ее открытия (1922 г.) как звезды типа Ве она претерпела переходы от Ве к Ве-shell и обратно к нормальной В-звезде. Наблюдения 1922, 1928 и 1930 гг. показали в спектре θ CrV эмиссию в линиях водорода вплоть до H_{δ} . В промежуточные годы (1923–1925 гг.) спектр ее наблюдался нормальным абсорбционным.

Наблюдения последующих лет до 1979 г. не показывали ни сильной эмиссии, ни

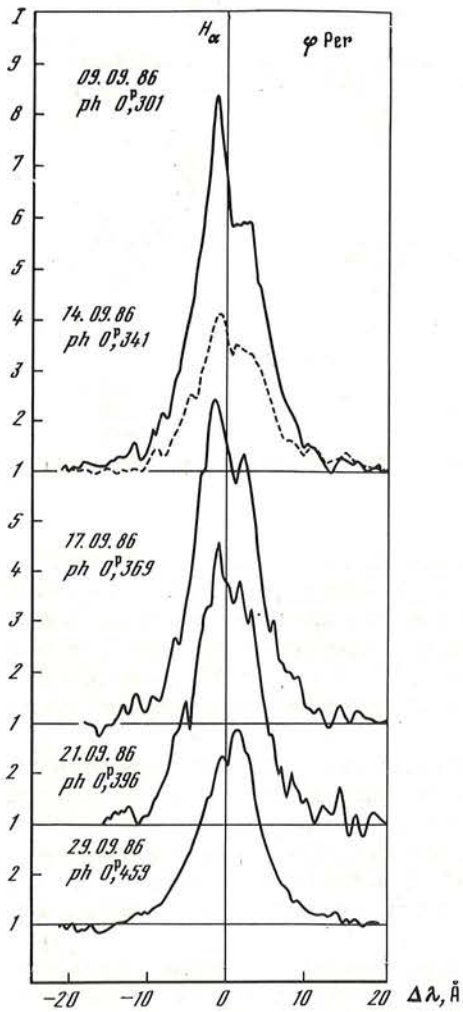


Рис. 4. Профили линии H_{α} по наблюдениям в сентябре 1986 г.

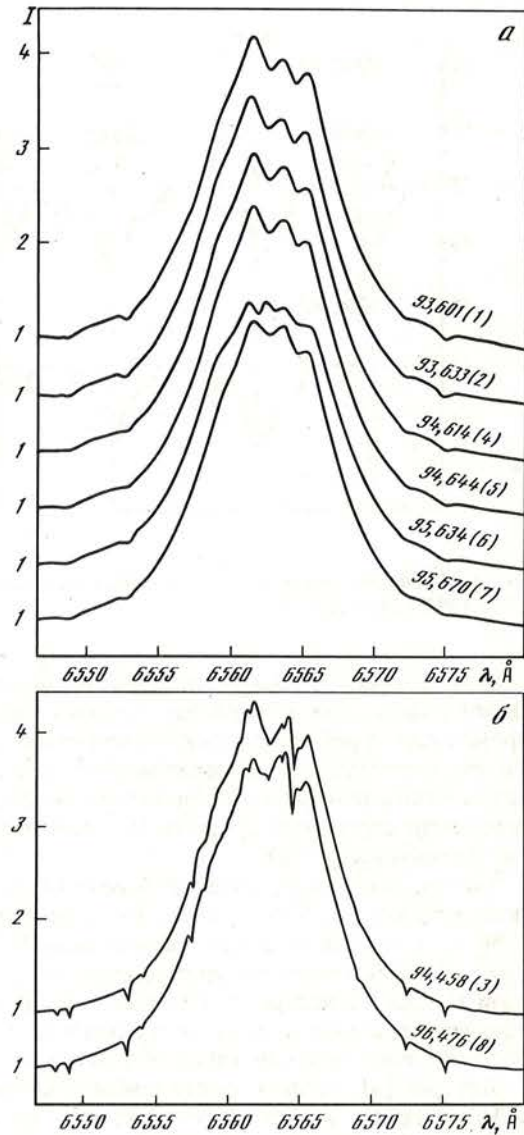


Рис. 5. Профили H_{α} в разные моменты наблюдений с 20 по 24 сентября 1986 г. [3]
 а — моменты 1, 2, 4, 5, 6, 7; б — моменты 3, 8

shell-характеристик. С начала 1979 г., по данным Позкерта [4], θ CrV находилась в слабой Be-shell-фазе, которая продолжалась до середины 1980 г. К октябрю 1980 г., как сообщили Андрия и Ференбах [5], shell-характеристики исчезли. Наши наблюдения [1] в апреле—июле 1980 г. подтвердили этот результат. С 1980 по май 1985 г. регулярные наблюдения в видимом диапазоне спектра вели В. Дюозон и др. [6]. Согласно их данным, θ CrV до мая 1985 г. находилась в нормальной В-фазе.

Наши наблюдения в 1985 г. продолжили цикл наблюдений Дюозон и др. Наблюдения были проведены с 30 июня по 18 июля с дисперсиями 30 и 36 Å/мм в областях H_{α} и видимой. Данные наблюдений приведены в табл. 3. Здесь же приведены и оценки экви-

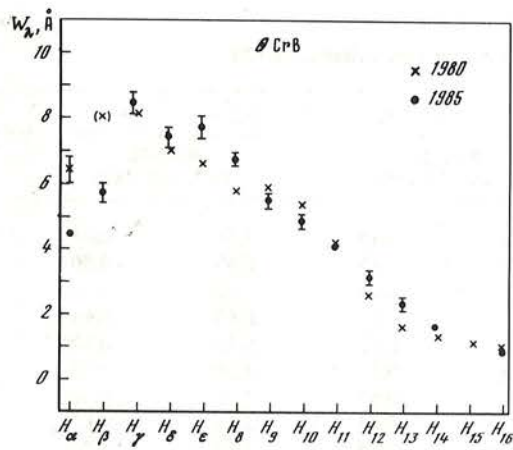


Рис. 6. Изменение эквивалентных ширин линии водорода в спектре θ CrB со временем

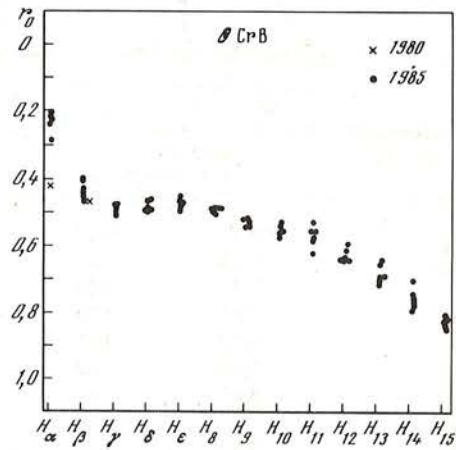


Рис. 7. Глубины линий водорода в спектре θ CrB в 1980 и 1985 гг.

валентной ширины W_λ (Å), ширины в крыльях b , ширины на половине интенсивности ($\Delta\lambda(I/2)$) и глубины линий H_α и H_β (столбцы 3–6). Оценки эквивалентных ширин и глубин остальных линий водорода, гелия и MgII приведены в табл. 4 для каждой даты наблюдений как среднее из двух. В двух последних столбцах табл. 4 – средние значения эквивалентной ширины для каждой линии из всех наблюдений с вероятной ошибкой среднего. После этого было проведено сравнение полученных значений эквивалентных ширин W_λ (Å) и глубин r_0 с полученными в 1980 г. На рис. 6 и 7. можно видеть ход изменения эквивалентной ширины и глубины водородных линий с номером линии для двух сезонов наблюдений. Наибольшие изменения от сезона к сезону показали линии H_α и H_β , их эквивалентные ширины к 1985 г. уменьшились в 1,44 раза. Уменьшилась и

Таблица 3
Наблюдения θ CrB и параметры линий поглощения H_α и H_β

Дата 1985 г.	J. D. 2446...	W_λ , Å	r_0	$\Delta\lambda(J/2)$, км/с	b , км/с
H_α					
30.06	247,328	7,60	0,47	830	1336
2.07	249,365	4,32	0,21	1040	1336
8.07	255,262	4,88	0,28	669	1545
10.07	257,292	4,47	0,22	861	1545
15.07	262,396	4,47	0,23	965	1545
18.07	265,292	4,22	0,20	936	1560
Среднее		4,47±0,11			
H_β					
30.06	247,372	6,63	0,46	743	2030
2.07	249,295	5,55	0,39	764	1954
8.07	255,357	5,16	0,40	713	1710
10.07	257,335	6,39	0,45	789	1884
15.07	262,431	6,58	0,44	774	2067
18.07	265,333	5,88	0,42	784	1934
Среднее		5,70±0,19			

Таблица 4

Эквивалентные ширины и глубины линий поглощения в спектре θ CrB

Линия H β или λ , Å	W_{λ} , Å	r_0	W_{λ} , Å	r_0	W_{λ} , Å	r_0
	30.06.85 (J. D. 247,370)		2.07.85 (J. D. 249,295)		8.07.85 (J. D. 255,357)	
H γ	9,47	0,47	8,03	0,48	7,56	0,51
H δ	7,23	0,48	7,70	0,46	6,67	0,50
H ϵ	7,43	0,48	6,99	0,44	7,36	0,46
H ζ	7,02	0,50	6,07	0,48	6,60	0,49
H η	6,13	0,54	5,66	0,51	5,18	0,52
H θ	5,60	0,52	4,98	0,53	4,30	0,55
H ι	5,04	0,57	4,12	0,55	3,31	0,58
H κ	3,20	0,64	3,13	0,64	2,98	0,63
H λ	2,82	0,64	2,09	0,69	1,99	0,70
H μ	1,95	0,70	1,53	0,79	1,30	0,78
H ν	0,94	0,85	1,29	0,81	1,05	0,82
H ξ	1,03	0,89	0,96	0,82	0,62	0,82
HeI						
2 3 P 0 - 4 3 D						
4471	1,22	0,87	1,20	0,84	1,26	0,84
4026	1,14	0,84	1,27	0,81	0,76	0,89
3820	0,76	0,87	0,66	0,86	0,67	0,89
HeI						
2 1 P 0 - 4 1 D						
4388	0,59	0,90	0,69	0,92	0,72	0,90
4143	0,67	0,90	1,06	0,89	0,80	0,89
4009	0,72	0,87	0,30	0,94	1,35	0,87
3927	0,42	0,91	0,33	0,93	0,27	0,92
HeI						
2 3 P 0 - 4 3 S						
4121	0,35	0,93	0,43	0,90	0,19	0,95
3934	0,42	0,92	0,44	0,93	0,35	0,92
MgII						
4481	0,74	0,91	0,92	0,90	0,64	0,92

* Вероятная ошибка среднего.

глубина линии H α , что указывает на усиление эмиссии в этих линиях. Структура профилей H α и H β , как показывают рис. 8 и 9, довольно сложная, изменяющаяся от даты к дате. Ясно видно, что профили H α и H β искажены эмиссией и, как показало сравнение с наблюдениями 1980 г., вклад эмиссии увеличивается. Усиление вклада эмиссионного компонента в линиях H α и H β указывает на то, что θ CrB начинает вступать в фазу Ве. Как будет дальше развиваться эта фаза, сказать трудно, поскольку у нас наблюдений до 1988 г. не было. В 1988 г. наблюдения θ CrB были продолжены. К сожалению, получено всего шесть спектров θ CrB и только в видимой области, без H α . На рис. 10 показаны профили линии H γ . Здесь можно видеть слабую структуру в ядре H γ , чего не было видно на профилях 1985 г. Можно полагать, что этот факт является свидетельством нарастания активности θ CrB.

По полученным наблюдениям были оценены скорости вращения ($v \sin i$) θ CrB по линиям HeI λ 4026, λ 4471 и MgII λ 4481. Измерения были сделаны по записям профилей выбранных линий поглощения на каждой регистрограмме для всех шести ночей наблюдений. Для каждой линии сделано по 12 измерений. Значение $v \sin i$ по линиям HeI λ 4026 и λ 4471 из 24 измерений получилось равным 442 ± 9 км/с. Из измерений линии MgII λ 4481 (12 измерений) получено значение $v \sin i$, равное 342 ± 9 км/с.

$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	r_0	$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	r_0	$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	r_0	$\overline{W_{\lambda}}, \text{ \AA}$	σ^*
10.07.85 (J.D. 257,335)		15.07.85 (J.D. 262,431)		18.07.85 (J.D. 265,333)			
7,93	0,49	8,04	0,50	9,03	0,47	8,34	$\pm 0,32$
6,83	0,49	8,24	0,49	7,63	0,46	7,38	0,16
7,49	0,49	8,36	0,46	8,51	0,46	7,69	0,17
6,01	0,48	7,30	0,48	7,16	0,48	6,69	0,15
5,30	0,52	5,34	0,52	5,19	0,54	5,47	0,10
4,31	0,55	5,30	0,51	4,38	0,57	4,81	0,15
3,51	0,52	4,53	0,55	3,68	0,62	4,03	0,18
2,58	0,64	3,85	0,59	3,37	0,61	3,19	0,12
2,24	0,65	2,56	0,72	2,32	0,69	2,34	0,08
1,67	0,74	1,86	0,77	1,76	0,76	1,68	0,06
0,92	0,84	1,69	0,71	1,56	0,80	1,24	0,09
—	—	—	—	1,10	0,80	0,93	0,07
1,04	0,86	1,17	0,88	1,19	0,84	1,18	0,02
1,00	0,86	1,46	0,82	1,30	0,83	1,16	0,07
0,66	0,85	1,09	0,86	0,61	0,89	0,76	0,05
0,81	0,91	0,83	0,88	0,74	0,89	0,73	0,02
0,70	0,91	0,87	0,92	0,84	0,88	0,82	0,06
0,64	0,90	0,65	0,90	1,03	0,87	0,78	0,15
0,29	0,92	0,34	0,92	0,48	0,90	0,36	0,02
0,33	0,89	0,22	0,93	0,55	0,92	0,36	0,05
0,45	0,88	0,38	0,93	0,54	0,87	0,43	0,02
0,53	0,91	0,69	0,91	0,54	0,90	0,68	$\pm 0,04$

Значение $v \sin i$, полученное по линиям HeI, значительно выше найденного нами по наблюдениям 1980 г. (365 км/с) и значения, приведенного в работе Т.Р. Стоekli и В. Баскомба [7]. Сравнены и полуширины линий HeI и MgII на половине их интенсивности с приведенными в [7]. Сравнение этих величин также показало расхождение для линии HeI $\lambda 4471$: 316 ± 13 км/с по нашим данным и 242 ± 7 по данным Баскомба [7], тогда как для линии MgII $\lambda 4481$ для полуширин на половине интенсивности получилось хорошее согласие: 265 ± 12 и 258 ± 13 км/с соответственно в предлагаемой работе и в [7].

Нам представляется, что расхождения для $v \sin i$ по линиям HeI являются реальными изменениями полуширины линии со временем, обусловленными вкладом вещества близлежащего к звезде и быстровращающегося или вкладом вторичного компонента.

По линиям водорода H_{γ} , H_{δ} , H_{ϵ} и H_{ζ} были измерены лучевые скорости. Результаты измерений приведены в следующей таблице.

Как видим из таблицы, найденные значения v_r показывают флуктуации от даты к дате и определенные по разным элементам; в частности, водород и гелий показывают разные значения лучевой скорости из измерений одного и того же спектра.

Таблица 5

Дата	v_r , км/с	Дата	v_r , км/с
8.07.85 г.	26 ± 3 (4 линии H_1 на двух спектрограммах)	18.07.85 г.	-2 ± 5 (4 линии H_1)
15.07.85 г.	-3 ± 5 (4 линии H_1)	18.07.85 г.	32 (по линии HeI $\lambda 4471$)

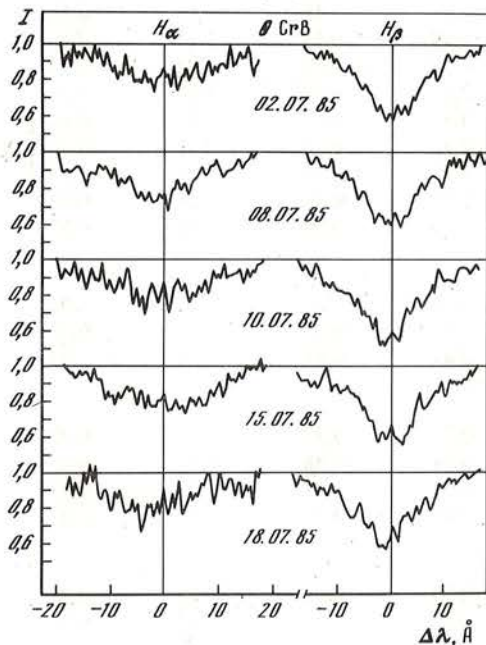


Рис. 8

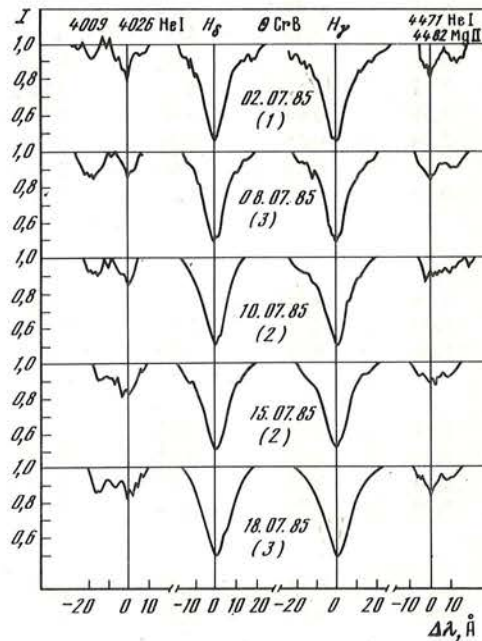


Рис. 9

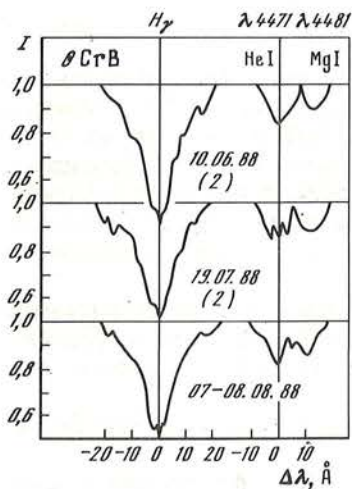


Рис. 10

Рис. 8. Профили линий поглощения H_α и H_β в спектре θ CrB в разные моменты наблюдений 1985 г.

Рис. 9. Профили линии поглощения водорода H_γ , H_δ и HeI в спектре θ CrB в разные моменты наблюдений в 1985 г.

Рис. 10. Профили линий H_γ и HeI $\lambda 4471$ в спектре θ CrB в 1988 г.

Таблица 6
Наблюдения ψ Per в 1986–1988 гг.

Дата	J. D.	Область спектра	Дата	J. D.	Область спектра
1986 г.	2446...		18.11	753,410	H α
17.09	691,556	H α	18.11	753,433	H α
17.09	691,565	H α	26.11	761,304	λ 3700–H β
21.09	695,528	H α	1987 г.	2447...	
21.09	695,542	H α	22.09	061,488	H α
29.09	703,544	H α	22.09	061,515	H α
29.09	703,562	H α	22.09	061,537	H α
6.10	710,499	λ 3700–H β	26.09	065,492	λ 3700–H β
6.10	710,513	H α	26.09	065,510	λ 3700–H β
6.10	710,537	H α	26.09	065,538	H α
6.10	710,556	H α	26.09	065,559	H α
6.10	710,572	H α	1988 г.		
18.11	753,372	λ 3700–H β	16.02	208,226	H α
18.11	753,391	λ 3700–H β	16.02	208,245	H α

Таблица 7
Параметры эмиссионных линий H α и H β в спектре ψ Per

Дата	J. D.	W_λ (Å)	I_V	I_R	I_V/I_R	$\Delta\lambda(I/2)$, км/с	b , км/с
H α							
1986 г.	2446...						
29.09	703,544	36,8	6,3	6,0	1,05	312	1040
29.09	703,562	28,5	5,3	5,3	1,00	304	921
6.10	710,537	85,0	11,1	11,1	1,00	327	1025
6.10	710,556	96,7	16,0	16,2	0,99	327	728
18.11	753,410	71,9	10,1	10,6	0,95	327	921
18.11	753,433	66,7	9,1	9,1	1,00	312	995
1987 г.	2447...						
26.09	065,548	57,1	7,9	8,6	0,92	297	1200
1988 г.							
16.02	208,236	50,1	8,4	9,0	0,93	327	1232
H β							
1986 г.	2446...						
29.09	703,583	1,27	1,44	1,48	0,97	261	351
6.10	710,499	1,81	1,54	1,71	0,90	241	361
6.10	710,513	1,68	1,83	1,68	1,01	251	411
18.11	753,372	0,99	1,31	1,33	0,98	251	381
	753,391	1,26	1,35	1,40	0,96	301	361
26.11	761,304	1,05	1,41	1,46	0,97	281	361
1987 г.	2447...						
26.09	065,589	2,00	1,40	1,65	0,85	200	311

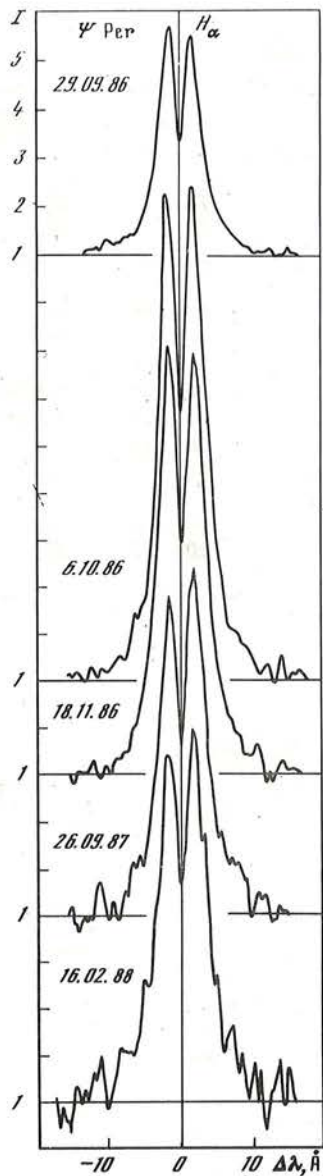
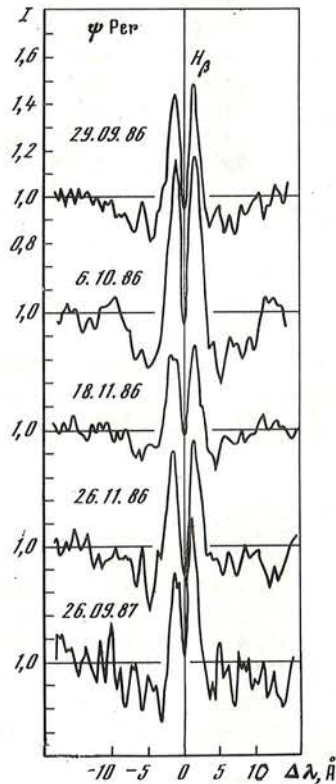


Рис. 11. Профили линии водорода H_{α} в спектре ψ Per в разные моменты наблюдений в 1986–1988 гг.

Рис. 12. Профили линии H_{β} в 1986 и 1987 гг. в спектре ψ Per



Вопросы фазового состояния звезды, скорости вращения, лучевых скоростей пекулярного объекта θ СтВ требуют продолжения наблюдений ее на большем интервале времени как спектральных, так и фотометрических.

ψ Персея. ψ Per относится к группе быстровращающихся Ве-звезд с сильной эмиссией в линиях водорода, которая указывает на довольно мощную протяженную оболочку, окружающую звезду. Изучение спектра этой звезды в видимой области представляется важным для понимания природы оболочки.

Наблюдения ψ Per проводились в сентябре–ноябре 1986 г., в сентябре 1987 г. и в феврале 1988 г. Данные наблюдений приведены в табл. 6. В табл. 7 и 8 приведены параметры эмиссионных линий H_{α} , H_{β} и эквивалентные ширины абсорбционных линий H I, He I и Mg II для каждой ночи наблюдений. Оценки параметров эмиссионных линий H_{α} и H_{β} (эквивалентная ширина эмиссии, интенсивность V- и R-компонентов,

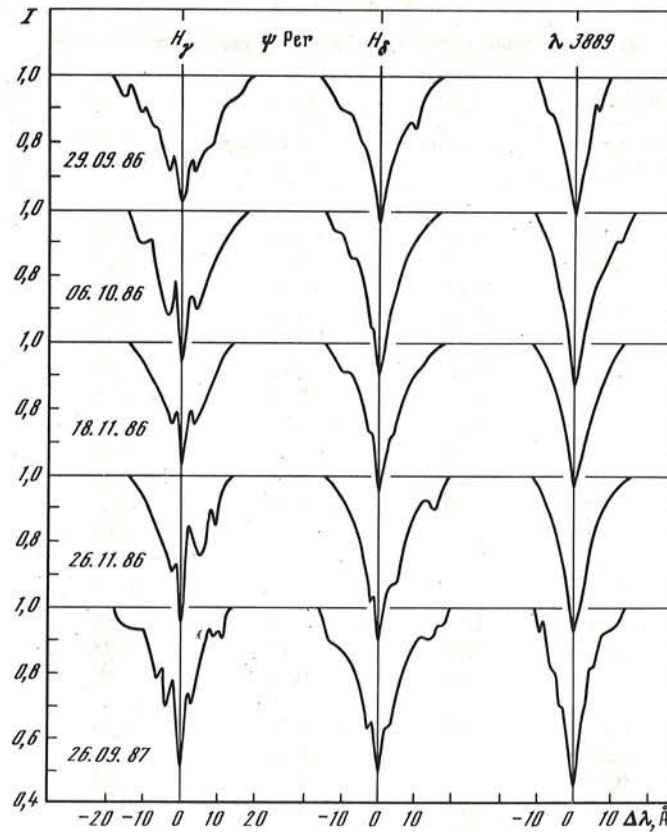


Рис. 13. Профили линий поглощения водорода H_γ , H_δ , H_ϵ в разные моменты наблюдений в спектре ψ Per

их отношение, ширина профилей на половине интенсивности и ширина в крыльях) приведены в табл. 7 для каждого наблюдения отдельно. Эквивалентные ширины линий поглощения приведены усредненными для каждой даты.

На рис. 11 и 12 показаны профили эмиссионных линий водорода H_α и H_β . Эти записи приведены к уровню континуума. Нуль по оси абсцисс соответствует несмещенному положению длины волны H_α , равному $6562,82 \text{ \AA}$, то же и для H_β .

Из рассмотрения таблицы и записей профилей H_α и H_β видно, какие изменения претерпевает интенсивность эмиссии в этих линиях. Эмиссия в линиях водорода имеет двухкомпонентную структуру с мощным резким абсорбционным ядром. У линии H_α наблюдаются широкие абсорбционные крылья наряду с резкой центральной абсорбцией. Как видно на рис. 13, резкие абсорбционные ядра наблюдаются и в последующих линиях водорода. Двухкомпонентная эмиссия, но не достигающая уровня континуума, четко видна в линии H_γ , а иногда и H_δ . Приведенные данные указывают на наличие довольно плотной, по-видимому, неоднородной протяженной оболочки вокруг звезды ψ Per.

Как уже отмечалось в начале, ψ Персея относится к группе быстровращающихся звезд. Скорость вращения ее, по данным [7], по линии He I $\lambda 4471$ оценивается в пределах 275–305 км/с. Наши оценки по двум линиям He I $\lambda 4026$ и $\lambda 4471$ за время наблюдений с сентября 1986 г. по сентябрь 1987 г. дают значения $v \sin i$, изменяющиеся в диапазоне от 323 до 396 км/с со средним значением 365 ± 14 км/с, и по линии Mg II $\lambda 4481$ среднее значение $v \sin i$ найдено равным 298 км/с по всем наблюдениям, а диапазон изменений $v \sin i$ от 250 до 327 км/с.

Таблица 8
Эквивалентные ширины линий поглощения в спектре ψ Per

Линии H I или λ , Å	W_{λ} (Å)	W_{λ} (Å)	W_{λ} (Å)	W_{λ} (Å)	W_{λ} (Å)
	29.09.86 г. $n = 1$	6.10.86 г. $n = 2$	18.11.86 г. $n = 2$	26.11.86 г. $n = 1$	26.09.87 г. $n = 2$
H _γ	5,32	5,30	3,60	4,26	5,15
H _δ	5,39	5,07	4,35	5,71	7,00
H _ε	5,70	4,93	4,80	4,42	5,34
H ₆	3,70	4,98	3,91	4,71	4,75
H ₅	—	4,48	3,61	4,57	3,94
H ₄	—	4,00	3,42	3,75	3,78
H ₃	—	3,19	2,30	3,10	2,78
H ₂	—	2,47	1,58	1,90	2,38
H ₁	—	1,97	1,38	1,68	1,90
H ₀	—	1,25	1,10	1,16	1,36
H ₋₁	—	1,56	0,75	0,72	0,99
H ₋₂	—	1,20	—	0,63	1,33
He I					
2 ³ P ^o —4 ³ D					
4471	1,14	1,10	1,20	1,19	1,13
4026	1,07	0,89	1,19	0,98	0,86
3820	—	0,68	0,60	0,83	0,48
2 ¹ P ^o —4 ¹ D					
4388	0,47	1,00	0,76	0,53	0,63
4143	0,38	0,91	0,40	1,22	0,90
4009	0,50	0,50	0,50	0,52	0,85
3927	0,25	0,38	0,40	0,33	0,38
2 ³ P ^o —4 ³ S					
4121	0,15	0,32	—	0,32	0,43
3934	0,27	0,38	0,43	0,26	0,25
4481	0,65	0,53	0,61	0,39	0,76

Таблица 9

Дата	Число наблюдений	v_r , км/с		
		V	A	R
17.09.86 г.	2	-72	12	78
21.09.86 г.	2	-64	14	86
29.09.86 г.	2	-79	7	90
6.10.86 г.	3	-79	4	87
18.11.86 г.	2	-74	7	88
26.09.87 г.	2	-68	4	85
16.02.88 г.	2	-74	-2	76
Среднее	15	-73±5	7±2	84±2

По каждой спектрограмме для семи ночей измерены лучевые скорости по компонентам линии H_{α} . В следующей таблице приведены полученные оценки лучевой скорости ψ Per по фиолетовому, абсорбционному и красному компонентам линии H_{α} . Приведенные значения исправлены за вращение Земли.

Как показывает таблица, за время наблюдений не замечены существенные изменения лучевой скорости, измеренной по компонентам эмиссионной линии H_{α} .

В заключение выражаю искреннюю благодарность старшему лаборанту Н.И. Яворской за помощь в обработке наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Галкина Т.С. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1986. Т. 74. С. 23.
2. Галкина Т.С. // Там же. 1988. Т. 79.
3. Hubert H., Dogostinor B., Hubert A.M., Floquet M. // Proc. X Europ. Reg. Astron. Meet. IAU. Prague, 1987. Vol. 5. P. 45.
4. Poeckert R. // IAU Circ. 1979. N 3365.
5. Andriolat J. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1982. Vol. 48. P. 93–136.
6. Doazan V., Marlborough J.M., Morossi C. et al. // Astron. and Astrophys. 1986. Vol. 158. P. 1–13.
7. Thomas R. Stocklly, Buscombe W. // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1987. Vol. 227. P. 801.

УДК 523.842.3 + 524.3–43

ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НОВОЙ 1934 г. DQ HERCULIS

Е.С. Дмитриенко

Определены физические характеристики Новой 1934 г. DQ Her. При решении задачи были использованы *UBVRI*-кривые блеска DQ Her, полученные в 1982–1986 гг. в Крымской астрофизической обсерватории, а также опубликованные спектральные данные. Найдены функции распределения наблюдаемой яркости невозмущенного горячим пятном аккреционного диска вокруг белого карлика в *UBVRI*-полосах спектра. Отмечены возможные причины различия этих функций у кривых с разным внезапным блеском. Рассмотрен вопрос о влиянии уровня блеска, от которого ведется отсчет глубины затмения невозмущенного горячим пятном аккреционного диска, на выбор большой полуоси вторичного компонента R_2^0 и угла i наклона орбитальной плоскости к картинной. Предельным изменением этого уровня, обусловленным хаотическими колебаниями блеска, будут соответствовать допустимые интервалы значений $R_2^0 \simeq (0,39 \div 0,41)a$ и $i \simeq 79 \div 84^\circ$. Радиус области излучения аккреционного диска в среднем по *UBVRI* составляет 35–43% от радиуса орбиты a . В случае, когда полуамплитуда лучевых скоростей белого карлика $K_1 = 149$ км/с, его масса $M_{wd} \simeq (0,70 \div 0,73)M_{\odot}$; $a \simeq (1,03 \div 1,04) \cdot 10^{11}$ см, $i \simeq 79 \div 82^\circ$, $R_2^0 \simeq (0,41 \div 0,40)a$, отношение масс компонентов $M_2/M_{wd} \simeq 0,65 \div 0,62$ (M_2 при этом, согласно эмпирической зависимости $M_2 - P$ для взрывных переменных, бралась равной $0,456 M_{\odot}$).

PHYSICAL PROPERTIES OF NOVA 1934 DQ HERCULIS, by E.S. Dmitrienko. Physical parameters of Nova 1934 DQ Her are determined on the basis of the published spectral data and *UBVRI* light curves obtained at the Crimean Astrophysical Observatory in 1982–1986. The distribution functions of the observed *UBVRI* brightness of the unperturbed by the hot spot accretion disk enveloping the white dwarf are obtained. Plausible reasons for the difference of functions of the curves belonging to different uneclipsed light are discussed. The significance of the light level being referred to for the computation of the eclipse depth of the unperturbed accretion disc on the choice of the major semiaxis of the secondary component R_2^0 and the orbital inclination angle i are considered. The limiting variations of the level in question determined by the light flickering, would correspond to the allowed range of values $R_2^0 \simeq (0,39 \div 0,41)a$ and $i \simeq 79 \div 84^\circ$. The averaged *UBVRI* radius of the luminous part of the accretion disc is (35 ÷ 43)% of the orbit radius a . In case the semiamplitude of the primary radial velocity curve $K_1 = 149$ km/s, the mass of the white dwarf is $M_{wd} = (0,70 \div 0,73)M_{\odot}$; $a \simeq (1,03 \div 1,04) \cdot 10^{11}$ cm, $i \simeq 79 - 82^\circ$, $R_2^0 \simeq (0,41 \div 0,40)a$ and the mass ratio $M_2/M_{wd} \simeq 0,65 \div 0,62$ (M_2 being adopted the value $0,456 M_{\odot}$, according to the empirical relation $M_2 - P$ for cataclysmic variables).

1. Введение

Получение из наблюдений основных физических характеристик взрывных (катаклизмических) переменных является важным для понимания природы их активности. И главная роль здесь должна принадлежать изучению затменных систем, так как только у них имеется принципиальная возможность определения масс и радиусов компонентов, а также тонкой структуры затмеваемого объекта из наблюдений.

Новая 1934 г. DQ Her является первой среди катаклизмических переменных, двойственность которой была обнаружена еще в 1954 г. Уокером [1]. На ее кривых блеска имеются глубокие затмения главного компонента (белого карлика с аккреционным диском) вторичным — красным карликом. Затмения повторяются каждые 4 ч 39 мин. Сразу же после своего открытия Уокер попытался определить элементы орбиты системы с помощью имевшейся в то время классической методики решения кривых блеска [1]. Однако он вынужден был отказаться от своей попытки в силу несостоятельности классического подхода к взрывным звездам [1]. Дело в том, что фотометрические и спектроскопические особенности, вызванные присутствием мощных газовых потоков, существенно усложняют нахождение элементов орбиты таких объектов. Учет этих особенностей и применение к решению кривых блеска численных регуляризирующих методов, созданных на основе современной теории решения обратных задач, позволяют надежно определить из наблюдений основные параметры катаклизмических переменных. Описание методов регуляризации и результатов их применения к ряду пекулярных затменных систем, содержащих нейтронные звезды или звезды типа Вольфа—Райе, приведено в монографиях Гончарского и др. [2, 3].

К исследованию катаклизмических звезд численные методы решения обратных задач впервые были применены при решении кривых блеска DQ Her [4] и карликовой новой ZCha [5]. В [4] анализировались *UBV*-кривые блеска DQ Her 1954 г. и 1975 г., опубликованные Уокером [1] и Нельсоном, Ольсоном [6] соответственно. В 1982–1986 гг. для DQ Her автором совместно с Ефимовым и Шаховским [7] были получены кривые блеска в пяти спектральных интервалах, близких к стандартным системы *UBVRI* Джонсона. Здесь приводится анализ решений кривых блеска DQ Her 1982–1986 гг., выполненных при использовании регуляризирующих методов решения обратных задач. Для нахождения основных физических характеристик системы привлекались также спектроскопические данные и некоторые теоретические и эмпирические зависимости между ее параметрами.

2. Постановка задачи

Модель, схематическая кривая блеска катаклизмических звезд и постановка задачи приведены в [4, 5]. Полное описание метода интерпретации кривых блеска затменных взрывных систем дано в [7]. Напомним кратко его суть. А именно: проводится анализ кривых блеска с учетом как общих свойств катаклизмических переменных, так и индивидуальных особенностей рассматриваемого объекта. На основе такого анализа выбирается какой-либо участок кривой блеска в затмении. Априори задается геометрическая модель соответствующего этому участку затмеваемого источника. Выбирается также уровень блеска, от которого отсчитывается глубина затмения последнего. Искомым является распределение наблюдаемой яркости источника. Помимо нахождения этого распределения, решение кривой блеска позволяет установить связи между геометрическими параметрами системы. При наличии каких-либо сведений о ней в дополнение к кривым блеска появляется возможность найти эти параметры в отдельности.

В [8] показано, что наблюдаемые в 1982–1985 гг. *UBVRI*-кривые блеска DQ Her по ряду независимых характеристик их внезатменных участков можно разделить на три типа. Кривые блеска I типа — с минимальным уровнем блеска на орбитальных фазах $\Phi \simeq 0,50$ — наблюдались в 1984–1986 гг. Ко II типу принадлежат кривые блеска,

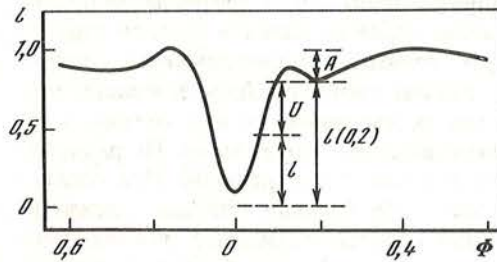


Рис. 1. Схематическая кривая интенсивности DQ Her

Ось ординат — интенсивность I в относительных единицах, ось абсцисс — орбитальная фаза Φ в долях орбитального периода

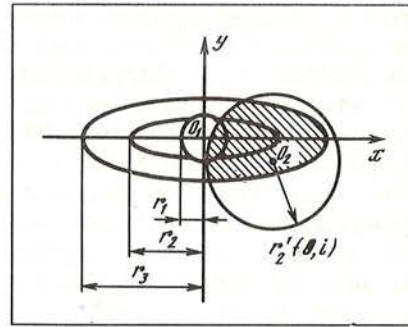


Рис. 2. Схема затмения "невозмущенного" главного компонента в проекции на картинную плоскость

O_1 и O_2 — центры белого и красного карликов соответственно; r_1 , r_2 , r_3 — радиусы зон; $r_2'(\theta, i)$ — радиус вторичного компонента

полученные в течение пяти ночей в 1982—1983 гг. Им соответствует среднее значение блеска при $\Phi \approx 0,50$. III тип кривых блеска — с максимальным незатменным блеском на фазах около 0,50 — наблюдался только один раз 19.07.1982 г. Из-за большой скважности наблюдений нельзя полагать, что система имеет только три состояния, зарегистрированные при этих наблюдениях. Однако представляет интерес тот факт, что, за исключением более высоких горбов после затмения, кривые блеска 1954 и 1975 гг. близки по форме к кривым II и I типов соответственно. В связи со сказанным выше приводимые здесь результаты будут относиться главным образом не к отдельным кривым блеска за какую-то определенную дату, а к I, II и III типам кривых.

Основным источником излучения в DQ Her является аккреционный диск (далее для краткости обозначаемый а.д.) вокруг белого карлика. Он образован за счет потери вещества вторичным компонентом. В месте удара струи этого вещества о диск имеется так называемое горячее пятно. На кривых блеска оно проявляется в виде горбов до и/или после затмения. На рис. 1 приведена схематическая кривая относительной интенсивности DQ Her (кривая зависимостей от орбитальной фазы мощности наблюдаемого излучения в какой-либо полосе частот, выраженной в относительных единицах). При $\Phi \approx 0,0 \div 0,08$ горячее пятно затмевается красной звездой. При $\Phi \approx 0,2$ и вплоть до $\Phi \approx 0,75$ оно скрывается от наблюдателя за а.д. Для решения задачи выбирался участок кривой на орбитальных фазах 0,0—0,08. Тем самым искомой являлась функция распределения наблюдаемой яркости $B(\xi)$ части а.д. без горячего пятна. Здесь ξ — расстояние от центра белого карлика. Информацию о горячем пятне можно получить из сравнения нисходящей и восходящей ветвей кривой затмения ($\Phi \approx 0,0 \div 0,90$ и $\Phi \approx 0,0 \div 0,10$ соответственно). В случае выбора участка кривой, для которого необходимо было бы учитывать изменение вклада горячего пятна в общее излучение, потребовалось бы усложнить геометрическую модель затмеваемого источника и увеличить количество неизвестных параметров. Однако при увеличении числа параметров начинает сказываться некорректность задачи [3]. Исследование влияния этого увеличения на результаты решения здесь не рассматривается, поэтому берется затмеваемый источник с наиболее простой геометрией. Назовем "невозмущенным" аккреционный диск, распределение яркости которого такое же, как и у части диска без горячего пятна. Выход последней из затмения наблюдается на фазах 0,0—0,08. Особенности физических свойств катаклизмических переменных (см., например, обзоры [9—10]) позволяют сделать следующие предположения относительно структуры невозмущен-

ного а.д. с белым карликом в центре — невозмущенного главного компонента. В первом приближении эту структуру можно представить как трехзонную: центральная зона содержит в себе белый карлик и внутреннюю границу а.д. — центральный источник; внешняя зона наиболее подвержена влиянию горячего пятна и газовой струи; третья зона является промежуточной между двумя первыми. Вполне приемлемо поэтому при решении задачи каждую зону охарактеризовать своим средним значением яркости. Поле изофот центральной зоны, которая рассматривается как сферическая с радиусом r_1 , задается в виде семейства концентрических окружностей. Их радиусы ξ не зависят от угла i наклона орбитальной плоскости к картинной. Для остальных двух зон поле изофот берется в виде эллипсов. Их большие полуоси ξ лежат в следующих пределах: $r_1 \leq \xi \leq r_2$, $r_2 \leq \xi \leq r_3$ — для средней и внешней зон соответственно (см. рис. 2). Пусть θ — угол относительного поворота компонентов, равный $\Phi \cdot 360^\circ$. Примем, что красный карлик имеет эллипсоидальную форму. В рассматриваемом узком интервале орбитальных фаз (0,0–0,08) это приближение вполне оправдано. Для простоты вычислений проекцию красного карлика на картинную плоскость в момент времени, соответствующий углу θ , берем кругом переменного радиуса $r'_2(\theta) = r_2^0 \sqrt{1 - e^2 \cos^2 \theta \sin^2 i}$, где r_2^0 — большая полуось вторичного компонента, e — эксцентриситет его максимального сечения. В отличие от r_2^0 величина e должна слабо зависеть от отношения масс компонентов и бралась, согласно [11], равной $0,57 \div 0,60$. Задачу можно решать в общем случае на всей области допустимых значений параметров r_2^0 и i . Но мы ограничимся рассмотрением значений, найденных в [4] при решении *UBV*-кривых блеска DQ Her в 1954 и 1975 гг. по той же методике: $75^\circ \leq i \leq 90^\circ$, $0,33 \leq r_2^0 \leq 0,46$. Угол i менялся от 75° до 89° с шагом 1° , r_2^0 — от 0,33 до 0,46 с шагом 0,02; r_2 и r_3 — от 0,1 до 0,5, а r_1 — от 0,05 до 0,40 с шагом 0,01. Все линейные размеры приводятся в долях радиуса относительной орбиты компонентов a . Множество изменения значений параметров r_1 , r_2 , r_3 и r_2^0 задается неравенствами $0 < r_1 \leq r_2 \leq r_3 < 1 - r_2^0$.

Поскольку рассматривается система с глубокими затмениями (т.е. со значениями i , близкими к 90°), то проекция невозмущенного главного компонента на картинную плоскость — квазиэллиптическая фигура с очень большим сжатием, равным $\cos i$. В силу этого распределение яркости должно слабо зависеть от конкретных значений геометрических параметров в широком диапазоне их изменений.

Функция распределения наблюдаемой яркости $B(\lambda, \xi)$, полученная из решения кривой относительной интенсивности, также будет выражена в относительных единицах. Яркость $F(\lambda, \xi)$ в абсолютных единицах определится соотношением

$$F(\lambda, \xi) = B(\lambda, \xi) E_0(\lambda) \cdot 10^{-0,4m(\lambda)} D^2/a^2, \quad (1)$$

где $E_0(\lambda)$ — освещенность у поверхности Земли, создаваемая звездой нулевой величины [12]; $m(\lambda)$ — внезатменный блеск в звездных величинах, принимаемый за энергетическую единицу; λ — эффективная длина волны рассматриваемого спектрального интервала; D — расстояние до системы. Полученное из решения кривых интенсивности распределение яркости в зависимости от условий поглощения в дискообразной оболочке (а значит, и от угла i) в той или иной мере будет отличаться от реального распределения яркости по поверхности невозмущенного главного компонента. К настоящему времени еще не созданы модели а.д. катаклизмических переменных, в которых учитывался бы эффект самопоглощения. В связи с этим пока нет возможности по наблюдаемому распределению яркости восстановить ее истинное распределение. Поэтому оценки температур, полученные из функции $F(\lambda, \xi)$, могут носить лишь грубый иллюстративный характер. Особенно это будет относиться к яркостной температуре излучения главного компонента. Далее функция $F(\lambda, \xi)$ будет использована для построения зависимостей показателей цвета невозмущенной дискообразной оболочки от расстояния до ее центра.

Как следует из рис. 1, при $\Phi \approx 0,40 \div 0,50$ наблюдается подъем интенсивности, при $\Phi \approx 0,7$ имеет место ее уменьшение. На фазах около 0,2 практически у всех *UBVRI*-кри-

вых интенсивности DQ Her в 1982–1986 гг. наблюдается характерный изгиб в сторону уменьшения интенсивности (см. рис. 1). Такая форма кривых говорит о возможности существования неоднородного распределения яркости главного и/или вторичного компонентов. А именно: яркость части а.д., выходящей из затмения при $\Phi \approx 0,0 \div 0,08$, может быть меньше, чем яркость той его области, излучение которой наблюдается при $\Phi \approx 0,3 \div 0,5$. Нельзя также игнорировать возможность влияния излучения главного компонента на обращенную к нему сторону вторичного компонента. Правда, показатели цвета, например, на фазах около 0,45, где, как правило, имеется наибольший подъем интенсивности, практически такие же, как и на фазах видимости максимумов горбов [7]. А это свидетельствует о том, что форма кривых интенсивности при $\Phi \approx 0,3 \div 0,5$ обусловлена главным образом неравномерным распределением яркости главного компонента. Из-за возможности существования такой неравномерности уровень относительной интенсивности вне затмения, от которого ведется отсчет глубины затмения части а.д., невозмущенной горячим пятном, нельзя выбрать однозначно. Поэтому при решении кривой интенсивности на фазах 0,0–0,08 вводится еще параметр A , от которого зависит отсчет глубины затмения $U(\theta)$ (см рис. 1)

$$U(\theta) = 1 - A - I(\theta). \quad (2)$$

Здесь за 1 принята интенсивность излучения, наблюдаемого на фазах около 0,45, в долях которой выражаются наблюдаемые интенсивности $I(\theta)$ на фазовых углах θ . Отсчет глубины затмения, таким образом, будет приводиться от уровня относительной интенсивности, отстоящего от "единичного" на величину A .

3. Определение физических характеристик DQ Her

Параметр A менялся в пределах от 0 до $1 - I(\theta'')$ с шагом 0,05, а в некоторых случаях – 0,01. Здесь θ'' соответствует началу выхода из затмения горячего пятна. Момент этого выхода можно определить из каких-либо модельных предположений о системе и/или из спектральных данных; по показателям цвета, когда привлекается информация сразу о двух или нескольких спектральных диапазонах, и т.д. В случае $UBVRI$ -кривых интенсивности DQ Her в 1982–1986 гг. высота горбов до затмения существенно больше, чем после него. В силу этого можно пренебречь излучением горячего пятна при $\Phi \approx 0,2$ и ожидать, что истинное значение параметра A должно быть близким к величине $1 - I(0,2)$, где $I(0,2)$ – минимальная относительная интенсивность для $\Phi \approx 0,2$.

При решении кривых интенсивности DQ Her в 1982–1986 гг. (в отличие от 1954 и 1975 гг., когда светимость небулярной оболочки была еще значительной) интенсивность L_1 излучения невозмущенного главного компонента будет удовлетворять условию

$$L_1 \approx 1 - A - L_2 - L_s, \quad (3)$$

где L_s и L_2 – относительные интенсивности визуального спутника, попадавшего в диафрагму, и вторичного компонента системы. При решении кривых интенсивности L_1 получается путем интегрирования функции $B(\xi)$ по площади проекции невозмущенного главного компонента на картинную плоскость. Согласно [13], распределение энергии в инфракрасном диапазоне спектра вторичного компонента DQ Her соответствует звезде главной последовательности M 3,8 – M 5. Имеется несколько различных оценок расстояния D до системы, например, в [14–15] и др. В совокупности все эти оценки охватывают интервал значений от 260 до 400 пк. Здесь D принимается равным 300 пк. Из-за сравнительно малой абсолютной светимости красного карлика ошибки в расстоянии практически не скажутся на величине правой части соотношения (3) в UB и могут достигать 1% в V , 3 и 6% соответственно в R и I от единичной интенсивности. L_s , согласно оценкам видимого блеска спутника [13], для всех пяти фильтров не превышает 2%. Тем самым величина правой части выражения (3) должна определяться главным образом величиной разности $1 - A$, так как в большинстве случаев

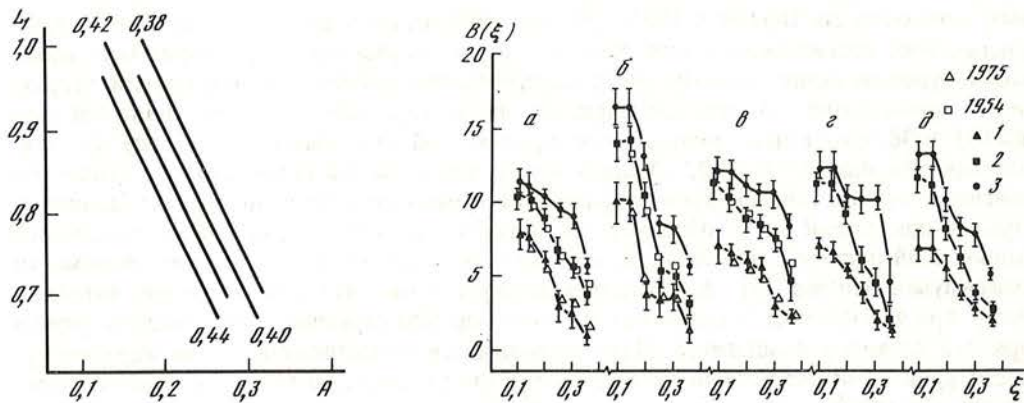


Рис. 3. Зависимости $L_1(A)$ для $r_2^0 = 0,38; 0,40; 0,42; 0,44$ в случае $i = 80^\circ$ и $e = 0,57$, полученные при решении U -кривых интенсивности DQ Her 28.07.1984 г. Светимость невозмущенного главного компонента L_1 (ось ординат) и параметр A (ось абсцисс) выражены в долях внезатменной интенсивности на фазах около 0,45

Рис. 4. Распределения относительной яркости $B(\xi)$ по проекции невозмущенного горячим пятном аккреционного диска на картинную плоскость для $0,1 \leq \xi \leq 0,35$ в случае кривых интенсивности DQ Her I, II и III типов (обозначены цифрами 1, 2 и 3 соответственно) для $UBVRI$ -фильтров (рис. а, б, в, г, д) соответственно) при $i = 80^\circ, e = 0,57, r_2^0 = 0,40$ и $A \approx 1 - l(0,2)$

На оси ординат — функции $B(\xi)$, единичным значениям которых соответствуют звездные величины $14,436^m$ в U, $14,21^m$ в B, $13,96^m$ в V, $13,556^m$ в R и $13,283^m$ в I. На оси абсцисс — радиусы в долях a . Длина вертикальных линий соответствует различию $B(\xi)$ при изменении A на $\pm 5\%$.

для рассматриваемых кривых интенсивности $1 - l(0,2)$ достигает 0,25–0,30 в UBV и 0,10–0,20 в RI . На сравнительно большом интервале изменений параметров i и r_2^0 ($75^\circ \leq i < 90^\circ, 0,33 \leq r_2^0 \leq 0,46$) результаты решения задачи оказались практически не зависящими от величины r_1 в пределах ее изменения от 0,05 до 0,30. Ошибки L_1 составляют не более 1% от самой величины L_1 , в то время как при изменении параметра r_2^0 на $\pm 0,02$ относительное изменение L_1 будет в среднем около $\mp 5\%$. На рис. 3 в качестве примера приведены зависимости $L_1(A)$ для $r_2^0 = 0,38; 0,40; 0,42; 0,44$ в случае $i = 80^\circ$, полученные при решении U -кривых интенсивности DQ Her 28.07.1984 г. Аналогичные зависимости справедливы и для BVI -кривых интенсивности на эту дату, а также для всех остальных исследуемых $UBVRI$ -кривых DU Her в 1982 г. При значениях A , отличающихся от разности $1 - l(0,2)$ не более чем на 10–15% от единичной интенсивности, в случае одновременного изменения параметров i и r_2^0 таким образом, что, например, $\Delta i = \pm 2^\circ$, а $\Delta r_2^0 \approx \mp 0,02$, зависимости $L_1(A)$ практически одинаковы. Поэтому график $L_1(A)$ на рис. 3 будет также соответствовать и вариантам $r_2^0 = 0,36; 0,38; 0,40; 0,42$ при $i \approx 82^\circ; r_2^0 = 0,40; 0,42; 0,44$ и $0,46$ при $i \approx 78^\circ$ и т.д. для всех исследуемых нами значений r_2^0 и i .

Из совместного анализа результатов решения кривых интенсивностей в пяти спектральных интервалах $UBVRI$ получаются достаточно сильные ограничения на области допустимых значений параметров A, r_2^0 и i . Учитывая, что практически для всех кривых интенсивностей DQ Her параметр A должен быть близок по величине к разности $1 - l(0,2)$, можно установить связь между параметрами r_2^0 и i . Светимость невозмущенного главного компонента определяется двумя независимыми способами. Первый — интегрированием функции $B(\xi)$ по площади его проекции на картинную плоскость. Именно так вычисляется L_1 , приведенная на рис. 3. Второй способ — нахождение L_1 из выражения (3), когда известны относительные интенсивности визуального спутника системы и ее вторичного компонента. Из сопоставления значений L_1 , полученных при решении кривых интенсивностей и из условия (3), следует, что для предель-

Параметры DQ Her, полученные на основе спектральных данных
при $M_2 = 0,456 M_\odot^*$

i	q	M_{wd}/M_\odot	$a \cdot 10^{-11}$, см	$r_{2\xi}$	$r_{2\eta}$	i	q	M_{wd}/M_\odot	$a \cdot 10^{-11}$, см	$r_{2\xi}$	$r_{2\eta}$
$K_1 = 149$ км/с						$K_1 = 136$ км/с					
90°	0,617	0,740	1,042	0,407	0,420	90°	0,499	0,914	1,090	0,387	0,440
85	0,623	0,732	1,040	0,408	0,419	85	0,503	0,906	0,088	0,388	0,439
80	0,641	0,712	1,034	0,410	0,416	80	0,517	0,883	1,082	0,390	0,437
75	0,673	0,678	1,025	0,415	0,411	75	0,540	0,845	1,072	0,394	0,433
70	0,722	0,632	1,010	0,421	0,405	70	0,576	0,793	1,057	0,400	0,426

* M_2 определялась из эмпирической зависимости $M_2 - P$ для катаклизмических переменных, приводимой, например, в [10].

ных значений разности $1 - I(0,2)$, обусловленных хаотическими колебаниями интенсивности, $r_2^0 = 0,39 \div 0,41$ и $i = 79 \div 84^\circ$. Усредненным значением $1 - I(0,2)$ соответствуют $r_2^0 = 0,40$ и $i = 80 \div 82^\circ$.

Еще одно соотношение между r_2^0 и i можно установить, зная функцию масс системы f_1 и принимая, что вторичный компонент заполняет свою полость Роша. Одновременно с этим, используя третий закон Кеплера, можно вычислить и радиус относительной орбиты компонентов a в предположении, что масса вторичного компонента M_2 удовлетворяет известной для взрывных переменных эмпирической зависимости [10]

$$M_2 \approx 0,38 (P/4)^{1,22} M_\odot. \quad (5)$$

Здесь P — орбитальный период в часах, M_\odot — масса Солнца. Отметим, что в нашей задаче можно принять массу главного компонента M_1 равной массе белого карлика M_{wd} . Значения параметров DQ Her представлены в таблице в случаях $f_1 = 1,33 \cdot 10^{32}$ г ($K_1 = 149$ км/с согласно [16]) и $f_1 = 1,006 \cdot 10^{32}$ г ($K_1 = 136$ км/с согласно [17]). В таблице $r_{2\xi}$ — большая полуось максимального сечения полости Роша вторичного компонента, а $r_{1\eta}$ — малая полуось максимального сечения полости Роша белого карлика. Здесь не рассматривается вопрос об эксцентricности а.д. и принимается, что $r_3 \leq r_{1\eta}$. Согласно теории полости Роша [11], $r_{1\eta} \leq 0,60$. Вторичный компонент не должен выходить за предел поверхности Роша, поэтому полагаем $r_2^0 \leq r_{2\xi}$. Для $q \leq 1$ (что характерно для катаклизмических переменных) $r_{2\xi} \leq 0,45$ [11]. Как следует из таблицы, основные ошибки в параметрах системы могут быть вызваны неопределенностью ее спектроскопических данных. Так, при $\Delta i \approx 5^\circ$ Δr_2^0 не превосходит 0,006 для одного и того же значения K_1 , в то время как при изменении K_1 на 13 км/с разность между двумя величинами $r_{2\xi}$ при одном и том же угле i достигает 0,02. В случае решения кривой интенсивности такая разность в больших полуосях вторичного компонента будет соответствовать изменению i на $2-3^\circ$ (это изменение происходит с обратным знаком).

Проекция на луч зрения скорости вращения внешнего края а.д. на радиусах 0,40–0,41, если принять $K_1 = 149$ км/с, будет около 440–450 км/с. Этот результат находится в согласии с тем, что, по наблюдениям Янга и Шнейдера [18], внешняя граница области а.д., излучающей в линии He II 4686 Å, имеет составляющую скорости вращения вдоль луча зрения около 400 км/с. В случае $K_1 = 136$ км/с наблюдаемая скорость принадлежала бы зоне излучения с радиусом $r_3 \geq 0,67$. Это означало бы, что $q = M_2/M_1 \leq 0,1$, $r_2^0 \geq 0,26a$, $M_{wd} \geq 4,5 M_\odot$ (при M_2 , согласно [5], равной $0,456 M_\odot$), что противоречит результатам решения задачи и пределу Чандрасекхара для масс белых карликов. Таким образом, анализ результатов решений кривых интенсивности свидетельствует о том, что наиболее вероятным для DQ Her из двух наблюдаемых является значение $K_1 = 149$ км/с.

Случай трехзонной структуры невозмущенного главного компонента рассматривался как первое приближение, когда функция распределения яркости искалась на

классе кусочно-гладких, неотрицательных функций. Из полученного решения следует, что яркость $B(\xi)$ убывает к краю а.д., в силу чего решение кривых интенсивности проводилось также и во "втором" приближении, когда функция $B(\xi)$ предполагалась неотрицательной и невозрастающей к краю. Результаты этого решения при $0,1 \leq \xi \leq 0,35$, $i = 80^\circ$, $r_2^0 = 0,40$ и $e = 0,57$ для трех типов $UBVRI$ -кривых интенсивностей DQ Her 1982–1986 гг. представлены на рис. 4. Там же приведены $B(\xi)$, полученные из решения усредненных за несколько ночей наблюдений UBV -кривых системы в 1975 и 1954 гг. Все функции $B(\xi)$ выражены в одних и тех же энергетических единицах, которым соответствуют следующие звездные величины: $13,436^m$ в U ; $14,21^m$ в B ; $13,96^m$ в V ; $13,556^m$ в R и $13,283^m$ в I . Выше уже говорилось, что за исключением более высоких горбов, иногда появляющихся после затмения на кривых интенсивности в 1954 и 1975 гг., эти кривые можно отнести к I и II типам соответственно. В пользу такого предположения свидетельствует и тот факт, что, как следует из рис. 4, распределение яркости $B(\xi)$ для кривых интенсивности в 1954 г. и II типа в 1982–1983 гг., а также для кривых в 1975 г. и I типа в 1984–1986 гг. практически одинаковы.

Согласно рис. 4 различия между функциями $B(\xi)$ в зависимости от типа кривой интенсивности во всех пяти спектральных интервалах подобны друг другу. Самая большая яркость характерна для кривых III типа, имеющих самый высокий уровень внезатменной интенсивности. Наиболее резко функции $B(\xi)$ для кривых интенсивности III типа и кривых II и I типов отличаются при $\xi = 0,25 \div 0,30$. Так, например, яркость невозмущенного а.д. на расстоянии 0,25 от его центра для кривых III типа превышает яркость для кривых II и I типов соответственно в 1,3–1,8 и 2,3–3 раза в совокупности по всем полосам частот $UBVRI$.

При $\xi \approx 0,10 \div 0,15$ и $\xi \approx 0,35$ различие между функциями $B(\xi)$ становится менее выраженным, чем при $\xi \approx 0,20 \div 0,30$ в случае кривых интенсивности II и III типов. Однако оно продолжает быть существенным для кривых I и II типов при $\xi \approx 0,10 \div 0,15$. Так, на $\xi \approx 0,15$ превышение яркости для кривых II типа над яркостью для кривых I типа достигает в среднем по $UBVRI$ приблизительно 80%. Таким образом, переходы DQ Her между состояниями с кривыми интенсивности I, II и III типов соответствуют возрастанию наблюдаемой в $UBVRI$ яркости практически всего невозмущенного горячим пятном а.д. При этом в случае кривых III типа наибольшее повышение яркости приходится на зону а.д. с радиусами ξ от 0,25 до 0,30. Рассматриваемые изменения яркости могут обуславливаться:

- 1) увеличением мощности излучения центрального источника (за счет каких-либо процессов в белом карлике и/или в а.д.);
- 2) появлением или усилением мощности излучения каких-либо других источников излучения, помимо центрального, в результате, например, образования горячего пятна при столкновении двух газовых потоков, обтекающих а.д. с противоположных сторон (возможность такого образования рассматривается, например, в [19]), или вследствие изменения режима аккрекции и т.д.

Распределение яркости для обоих исследуемых нами приближений о структуре невозмущенного главного компонента при $0,15 \leq \xi \leq 0,30$ достаточно хорошо согласуются друг с другом. Однако при $\xi < 0,15$ и $\xi > 0,3$ они могут существенно различаться. Это обусловлено тем, что в случае монотонных функций $B(\xi)$ площади областей перекрытия проекций компонентов на картинную плоскость вычислялись с меньшей точностью, чем в случае трехзонной модели (подробно об этих вычислениях см., например, [2]). Поэтому параметры системы определялись из решений кривых относительной интенсивности, когда $B(\xi)$ искалась на классе кусочно-гладких неотрицательных функций. В силу сказанного выше значения показателей цвета а.д. в зависимости от расстояния до его центра определяются по монотонным функциям не очень надежно и здесь не приводятся. Их более точный расчет предполагается выполнить в дальнейшем, когда площади перекрытия будут рассчитываться аналитическим путем, в отличие от того, как сделано здесь. Информация о распределениях показателей цвета в случае трехзонной модели, несмотря на большую точность решений, чем при монотонных функ-

циях $B(\xi)$, также не может быть достаточной в силу весьма приближенного отражения этой моделью существующей стратификации излучения а.д. (см., например, [4]). Здесь лишь отметим, что показатели цвета $U-B$, $V-R$ и $V-I$ ведут себя для кривых всех трех типов сходным образом — в центре диска на радиусах около 0,15 они на $0,4^m-0,5^m$ больше, чем во внешней его области на радиусах около 0,30. Показатель цвета $B-V$, наоборот, при $\xi \approx 0,15$ меньше примерно на $0,5^m-0,7^m$, чем при $\xi = 0,30$. На $\xi = 0,15$ показатели цвета, исправленные на межзвездное поглощение, в среднем по результатам решений кривых интенсивностей трех типов в случае, приведенном на рис. 4, следующие: $(U-B)_0 \approx -0,60^m \pm 0,1^m$; $(B-V)_0 \approx 0,2^m \pm 0,1^m$; $(V-R)_0 \approx 0,35^m \pm 0,05^m$; $(V-I)_0 \approx 0,61^m \pm 0,05^m$.

Оценки параметров DQ Her, полученные разными авторами, носят противоречивый характер. Например, в [17] $M_1 \approx 0,9M_\odot$, $q \approx 0,67$, $M_2 \approx 0,6M_\odot$, $a \approx 11,2 \cdot 10^{10}$ см; а согласно [18] $M_1 \approx 0,45M_\odot$, $q \approx 0,70$, $M_2 \approx 0,32M_\odot$, $a \approx 9,0 \cdot 10^{10}$ см. При этом даваемые авторами ошибки величин существенно меньше, чем их различие между собой. Это различие является следствием неопределенности спектральных данных, на которых оценки были основаны. Использование, помимо спектральных характеристик системы, результатов решения ее многоцветных кривых блеска позволило получить более надежные значения параметров DQ Her и существенным образом уменьшить неопределенности в них, вносимые ошибками спектральных данных. Однако последние все же сказываются на величинах массы белого карлика и отношения масс компонентов (см. табл. 1). На параметр a они влияют в меньшей степени, в силу того что он по третьему закону Кеплера пропорционален кубическому корню из суммы $M_1 + M_2$.

4. Выводы

Совместный анализ результатов решения $UBVRI$ -кривых блеска DQ Her в 1982–1986 гг., спектроскопических данных и модельных представлений о системе позволил определить ее важные физические характеристики. Ниже приведены основные параметры DQ Her в случаях полуамплитуды лучевых скоростей главного компонента $K_1 = 149$ км/с [16] (цифры без скобок) и $K_1 = 136$ км/с [17] (цифры в скобках). Первое значение K_1 является более вероятным. Полученные величины массы M_{wd} свойственны углеродно-кислородным белым карликам. Масса красного карлика вычислялась по эмпирической зависимости M_2-P для катаклизмических переменных [10].

M_{wd}/M_\odot	0,70–0,73 (0,87–0,90)	$R_2^0 \cdot 10^{-10}$, см	4,24 (4,24)
$q = M_2/M_{wd}$	0,65–0,62 (0,52–0,50)	i , град	79–82 (80–84)
$a \cdot 10^{-11}$ см	1,03–1,04 (1,08–1,09)	$r_3 = R_3/a$	0,35–0,43 (0,35–0,43)
$r_2^0 = R_2^0/a$	0,41–0,40 (0,39)	$R_3 \cdot 10^{-10}$, см	9,6–4,45 (3,8–4,67)

Функция $B(\xi)$ распределения наблюдаемой яркости по проекции невозмущенного аккреционного диска на картинную плоскость для всех изученных $UBVRI$ -кривых интенсивности DQ Her убывает к краю диска. В $UBVRI$ они ведут себя сходным образом для кривых одного и того же типа. При переходах DQ Her от состояния с кривыми интенсивности I типа к состоянию с кривыми II типа и от последнего к состоянию с кривыми III типа функции $B(\xi)$ возрастают в $UBVRI$ практически по всему невозмущенному аккреционному диску: от 0,10–0,15 и вплоть до $\xi \approx 0,35 \div 0,40$. Однако в случае кривых III типа увеличивается в основном яркость средней и внешней зон диска, в то время как превышение яркости в случае кривых II типа над яркостью, соответствующей кривым I типа, является более равномерным на всех расстояниях $\xi \approx 0,10 \div 0,35$. Это может свидетельствовать о том, что переходы между состояниями DQ Her с кривыми интенсивности I и II типов и между состояниями с кривыми II и III типов обусловлены появлением или усилением мощности излучения разных источников.

Здесь проведен анализ *UBVRI*-кривых интенсивности (блеска) DQ Her. Однако для выявления возможных изменений светимости белого карлика и внутренней границы аккреционного диска при переходах системы в состояния с различными типами кривых интенсивности необходимо иметь наблюдения в более коротковолновом диапазоне спектра. Анализ кривых блеска DQ Her в далекой инфракрасной области мог бы способствовать получению дополнительных сведений о вторичном компоненте системы.

Выражаю глубокую признательность Н.М. Шаховскому за полезные замечания.

Октябрь 1987 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Walker M.F. // *Astrophys. J.* 1954. Vol. 123. P. 68–89.
2. Гончарский А.В., Черепашук А.М., Ягола А.Г. Численные методы решения обратных задач астрофизики. М.: Наука, 1978. 336 с.
3. Гончарский А.В., Черепашук А.М., Ягола А.Г. // Некорректные задачи астрофизики. М.: Наука, 1985. 362 с.
4. Дмитриенко Е.С.; Черепашук А.М. // *Астрон. журн.* 1980. Т. 57. С. 749–761.
5. Дмитриенко Е.С., Матвиенко А.Н., Черепашук А.М., Ягола А.Г. // Там же. 1984. Т. 61. С. 310–322.
6. Nelson M.R., Olson E.C. // *Astrophys. J.* 1976. Vol. 207. P. 195–200.
7. Дмитриенко Е.С. Исследование затменно-двойных взрывных звезд DQ Геркулеса и Z Хамелона: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Тарту, 1987. 172 с.
8. Дмитриенко Е.С. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1987. Т. 76. С. 62–70.
9. Vogt N. // *Astron. Ges. Mitt.* 1982. N 57. S. 79–118.
10. Patterson J. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1984. Vol. 54. P. 443–493.
11. Цесевич В.П. Затменные переменные звезды. М.: Наука, 1971. 227 с.
12. Jonson H.L. // *Commun. Lunar and Planet. Lab.* 1965. Vol. 3. P. 73–77.
13. Schneider D.P., Greenstein J.L. // *Astrophys. J.* 1979. Vol. 233. P. 935–945.
14. Baade W. // *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 1940. Vol. 52. P. 386–389.
15. Boyarchuk A., Mustel E.R. // *Astrophys. and Space Sci.* 1970. Vol. 6. P. 183–204.
16. Greenstein J.L., Kraft R.F. // *Astrophys. J.* 1959. Vol. 130. P. 99–109.
17. Hutchings J.B., Cowley A.P., Crampton P. // *Ibid.* 1979. Vol. 232. P. 500–509.
18. Joung P., Schneider D.F. // *Ibid.* 1980. Vol. 238. P. 955–963.
19. Иванов Л.Н. // *Астрофизика.* 1987. Т. 27. С. 159–195.

УДК 524.3563

ПРИРОДА КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЙ БЛЕСКА RW Aur. II. КОЛОРИМЕТРИЧЕСКИЕ И ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

П.Ф. Чугайнов, М.Н. Ловкая

В течение 14 ночей проведены фотоэлектрические *UBVRI*-наблюдения RW Aur продолжительностью от 3 до 9 ч с временным разрешением 24 с. Исследованы изменения блеска с периодами от 10 мин до нескольких часов. Как показывает статистический анализ, в большинстве случаев корреляция между изменениями величин U , V , I существует, даже если число измерений не превышает 10. Однако отношения $\Delta U/\Delta V$, $\Delta I/\Delta V$ значительно изменяются от ночи к ночи и в течение ночи за интервалы времени настолько малые, как 40 мин. Показано, что изменения блеска, наблюдаемые в течение ночи, не могут быть объяснены вспышками, подобными вспышкам звезд типа UV Cet. Эти изменения частично могут быть объяснены изменениями площади яркого пятна, но такая модель не объясняет кратковременных отклонений от суперпозиции двух планковских распределений. По двум различным наборам спектров колебаний статистические оценки расстояния по частоте между последовательными пиками получились одинаковыми, что указывает на возможность объяснения короткопериодических колебаний p -модами.

THE NATURE OF SHORT-PERIODICAL LIGHT VARIATIONS OF RW Aur. II. COLORIMETRIC AND FREQUENCY CHARACTERISTICS, by P.F. Chugainov, M.N. Lovkaya. Photoelectric *UBVRI*-observations of RW Aur continuing for 3–9 hours with the temporal resolution of 24s have been carried

out during 14 nights. The light variations with periods from 10 min to several hours are studied. A statistical analysis shows that in most cases the correlation between variations of the U , V , I magnitudes exists even if the number of measurements does not exceed 10. However the ratios $\Delta U/\Delta V$, $\Delta I/\Delta V$ change considerably from night to night and during the night for time intervals as small as 40 min. It is shown that light variations observed during the night cannot be explained by flares similar to flares of UV Cet-type stars. These variations can be partially explained by changes of the area of a bright spot but such a model does not explain short-term deviations of the spectral energy distribution from a superposition of two Plank distributions. The statistical estimates of the frequency spacing of peaks obtained from two different sets of spectra of oscillations are the same indicating a possibility to explain the short-term variations by p -modes.

В настоящее время имеются многочисленные наблюдения колебаний блеска молодых звезд, в частности звезд типа Т Тау, с периодами от секунд до часов (см. [1–3] и приведенную там литературу). Выдвигаются довольно противоречивые предположения: эти колебания представляют собой наложение многих всплесков [4] или являются глобальными колебаниями типа p -мод [1], или являются квазипериодическими колебаниями, период которых непостоянен и зависит от того, в какой фотометрической полосе проводятся наблюдения [3].

Нами получены ряды непрерывных фотоэлектрических $UBVRI$ наблюдений RW Aur, звезды типа Т Тау, на основе которых исследуются частотные и колориметрические характеристики колебаний с периодами от минут до часов. В части I данного исследования были рассмотрены наблюдения 1983–1986 гг. По ним были построены спектры мощности, в которых в пределах периодов 10–83 мин был выделен ряд пиков, возможно, являющихся p -модами. Было выделено также колебание с периодом 156 ± 5 мин. Здесь нами рассматриваются наблюдения RW Aur, полученные в 1986–1988 гг. По ним исследуются характеристики взаимосвязи колебаний в полосах U , V , I и зависимость этих характеристик от блеска звезды в данную ночь. Исследование спектра колебаний, как и ранее, показывает его сходство со спектром p -мод. Однако частоты колебаний, наблюдаемых в разные ночи, различаются.

1. Наблюдения

Наблюдения RW Aur проводились на 5-канальном фотоэлектрическом фотометре, установленном на 125-см телескопе АЗТ-11, блеск звезды измерялся одновременно в полосах $UBVRI$ с разрешением 24 с. Методика наблюдений была такой же, как в [1], их общая продолжительность составляла несколько часов в ночь, причем через каждые 10–20 мин измерения RW Aur прерывались для того, чтобы произвести измерение звезды сравнения BD + 30°790.

Ряд	Дата	UT	N_s	V	$B-V$	b_{UV}	b_{IV}
R 9	13–14.11.86	22 ^h 02 ^m –03 ^h 39 ^m	619	11,23	0,88	0,870±0,021	0,615±0,007
R10	14–15.11.86	18 54 –03 44	1070	11,07	0,81	1,115±0,017	0,565±0,007
R11	21–22.11.86	19 10 –03 47	931	10,62	0,63	0,915±0,055	0,630±0,014
R13	18–19.01.87	16 53 –21 38	513	11,55	1,06	1,269±0,100	0,809±0,026
R17	13–14.03.87	16 31 –21 26	524	10,42	0,64	1,371±0,043	0,453±0,014
R19	08–09.04.87	17 06 –20 14	305	10,55	0,60	0,198±0,100	0,511±0,037
R20	06–07.09.87	00 31 –03 12	324	10,05	0,51	0,929±0,129	0,554±0,037
R21	07–08.09.87	23 26 –03 25	486	10,10	0,62	0,928±0,032	0,490±0,009
R23	10–11.12.87	17 34 –18 13	343	10,64	0,68	0,813±0,022	0,591±0,020
		19 03 –22 07					
R24	05–06.01.88	17 10 –00 59	954	10,32	0,71	1,662±0,028	0,676±0,009
R25	06–07.01.88	15 51 –16 59	483	10,10	0,56	1,454±0,050	0,480±0,015
		21 08 –23 24					
		00 19 –00 58					
R26	04–05.02.88	18 37 –22 39	388	9,77	0,50	0,921±0,030	0,559±0,010
R27	24–25.02.88	17 58 –22 48	538	10,71	0,71	1,497±0,049	0,467±0,024
R28	27–28.03.88	17 13 –20 40	407	10,27	0,66	1,300±0,031	0,527±0,016

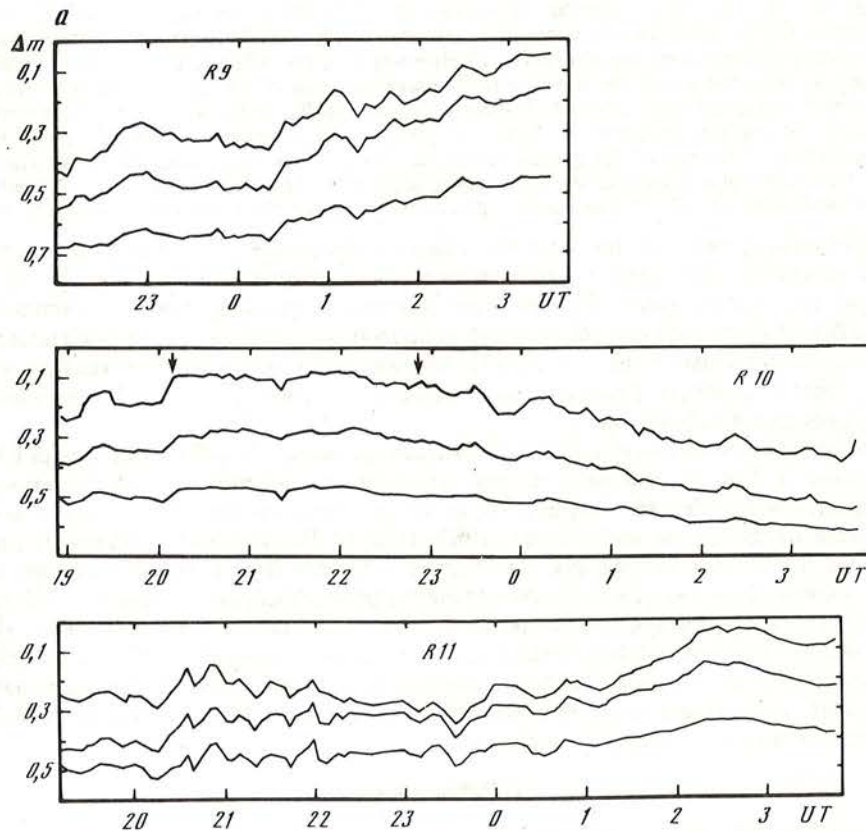
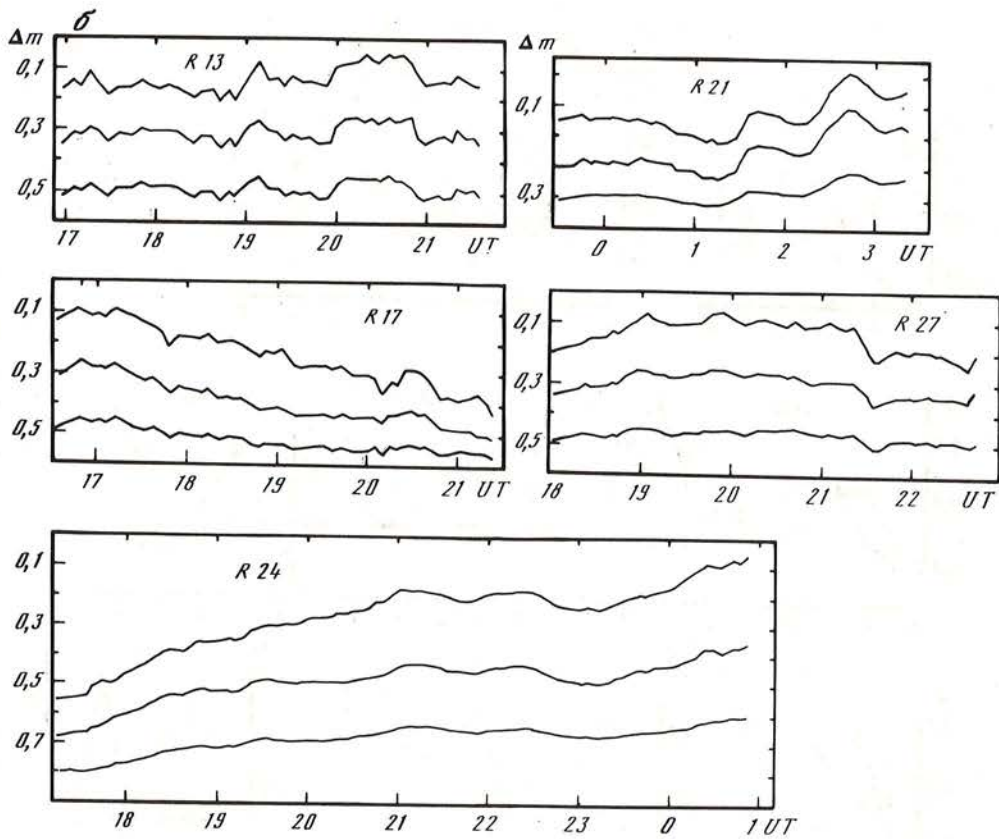


Рис. 1. Изменение величин U, V, I
 а — по массивам R9, R10, R11; б — по массивам R13, R17, R21, R24, R27. Верхние кривые — величины U , средние — величины V , нижние — величины I

Журнал наблюдений RW Aug приведен в таблице, в которой указаны также число измерений N_s , величина V и показатель цвета ($B-V$) в данную ночь, значения коэффициента b_{UV} и b_{IV} , о которых будет сказано далее. Кривые блеска RW Aug в полосах U, V, I в инструментальной системе приведены на рис. 1.

Мы нашли среднеквадратичные ошибки звездных величин U, V, I для RW Aug σ_1 и звезды сравнения σ_2 и по ним определили среднеквадратичные ошибки разностей величин этих двух звезд, которые, как оказалось, составляли обычно несколько тысячных зв. вел. для полос V, I и около $\pm 0,01^m$ для полосы U . Лишь для тех ночей, когда блеск RW Aug был наиболее слабым, эти ошибки достигали $\pm 0,01^m$ для полос V, I и $\pm 0,015^m$ для полосы U . Для того чтобы показать соотношение между σ_1 и σ_2 , приводим их значения для полос U, V, I в те ночи, когда блеск RW Aug достигал крайних значений. Крайние значения ошибки σ_1 соответственно для полос U, V, I были следующими: $0,0033^m$; $0,0030^m$ и $0,0030^m$ при $V = 9,8$ и $0,0140^m$, $0,0085^m$ и $0,0037^m$ при $V = 11,6$. Ошибка σ_2 была в пределах $0,0021^m - 0,0024^m$ почти независимо от полосы. Следует отметить некоторую неуверенность определения значений σ_1 и σ_2 из-за того, что распределение отклонений величин от среднего не всегда бывает гауссовским. Однако это не могло существенно повлиять на определение σ_1 и σ_2 , так как для дальнейшего рассмотрения были отобраны только те ночи наблюдений RW Aug, в которые прозрачность была очень устойчивой (этим объясняются пропуски в нумерации массивов в таблице).



2. Взаимосвязь колебаний в разных полосах

Для того чтобы проверить, насколько связаны между собой изменения потоков излучения, соответствующих различным участкам спектра, мы сопоставили для восьми ночей наблюдений кривые изменений величин U, V, I (рис. 1). Оказалось, что повторяемость деталей кривых в общем довольно хорошая.

Более строго корреляция между U, V, I была определена нами следующим образом. Мы разбивали весь массив наблюдений за одну ночь на группы, содержащие $K = 10, 20, \dots, N_s$ членов, расположенных по времени последовательно, и находили для каждой группы эмпирическую линию регрессии

$$Y_i = a + b(x_i - \bar{x}), \quad \bar{x} = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k x_i, \quad a = \bar{y} = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k y_i,$$

$$b = \frac{\sum_{i=1}^k (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sum_{i=1}^k (x_i - \bar{x})^2},$$

где x_i — величины V ; y_i — величины U или I .

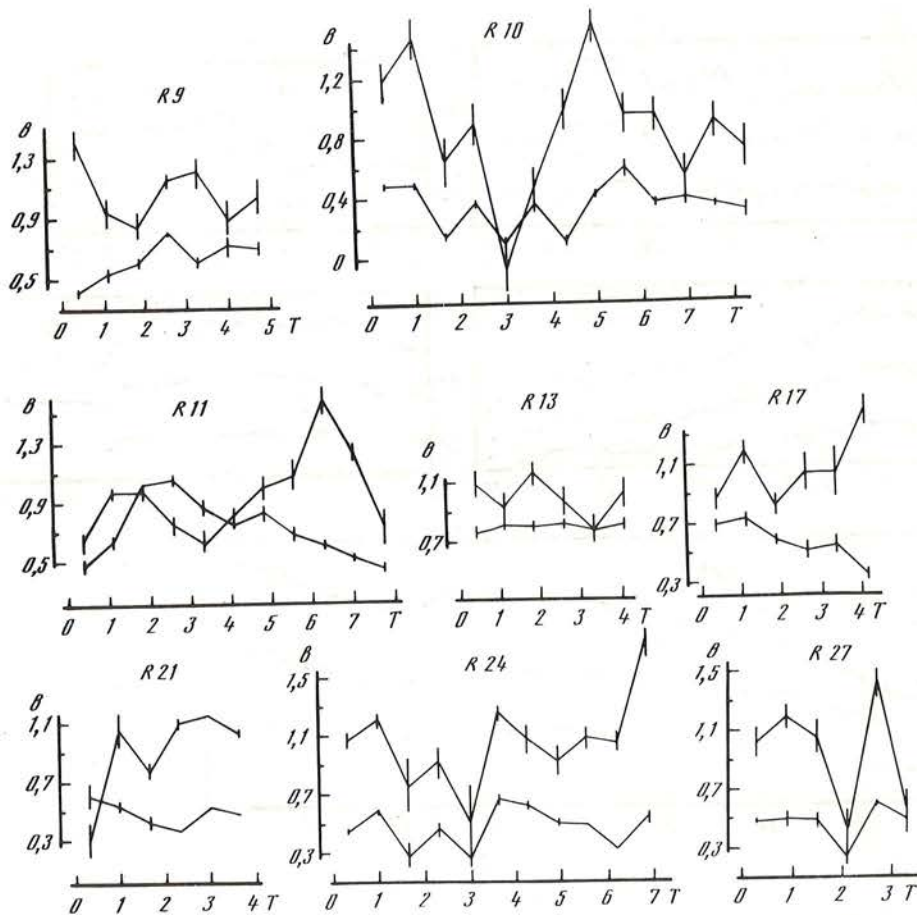


Рис. 2. Изменение величин b_{UV} , b_{IV} по массивам R9, R10, R11, R13, R17, R21, R24, R27. Нижние кривые – величины b_{IV} . По горизонтальной оси – время в часах

Тогда (см. [5]) в качестве оценки для дисперсии σ^2 имеем

$$s^2 = \frac{1}{k-2} \sum_{i=1}^k (y_i - Y_i).$$

Можно считать, что оценки a и b распределены нормально со средними α и β и дисперсиями σ^2/k и $\sigma^2/\sum_{i=1}^k (x_i - \bar{x})$. Величина $t = (b - \beta)/S_b$, $S_b = S/[\sum_{i=1}^k (x_i - \bar{x})^2]^{1/2}$ обладает распределением Стьюдента с $k - 2$ степенями свободы. Гипотезу о том, что между x и y нет никакой связи, можно проверить, положив $\beta = 0$.

Оказалось, что гипотеза об отсутствии корреляции для большинства групп имеет уровень значимости, не превышающий 0,1 уже при $k = 10$. При рассмотрении связи как между U и V , так и между I и V для большинства массивов величина t оказывается положительной для 90–95% групп с $k = 10$, т.е. корреляция положительна. Однако для массивов R10, R24, R27 относительная доля групп с $k = 10$, для которых t неположительно, для величин U, V и I, V составляет соответственно 30 и 23, 23 и 21, 25 и 13%. В целом и для этих массивов нулевая гипотеза маловероятна, однако можно подозревать, что для них более часто, чем для остальных массивов, положительная корреляция пропадает или в отдельные моменты становится отрицательной. В случае массива R10

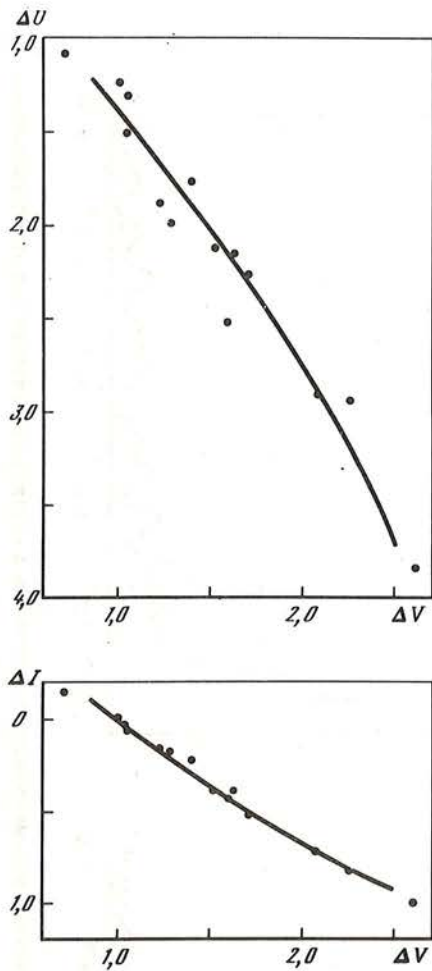


Рис. 3. Соотношения между осредненными за ночь величинами ΔU , ΔV , ΔI

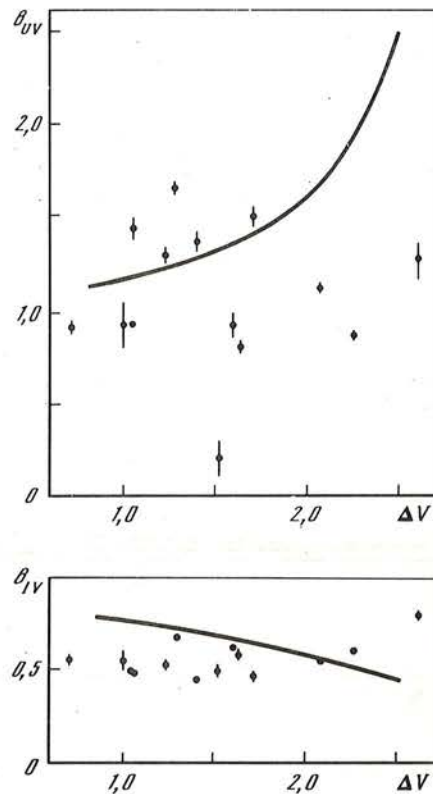


Рис. 4. Соотношения между осредненными за ночь величинами b_{UV} , b_{IV} , ΔV

выделяется интервал от 20^h до 23^h UT, в котором нарушение положительной корреляции было особенно частым. Этот интервал выделен стрелками на рис. 1. Как видно из рис. 1, изменения блеска в этом интервале были сравнительно небольшими, так что нарушения положительной корреляции могут быть связаны с малыми случайными отклонениями от среднего, которые могли быть вызваны ошибками наблюдений.

Средние значения отношений $b_{UV} = \Delta U/\Delta V$, $b_{IV} = \Delta I/\Delta V$, определенные для каждого из массивов R9–R28, изменяются довольно сильно, как видно из табл. 1. Мы исследовали также, как изменяются эти отношения в течение ночи. На рис. 2 показан ход со временем коэффициентов b , определенных по группам с $k = 80$, для массивов R9, R10, R11, R13, R17, R21, R24 и R27. Как видно из рис. 2, в ряде случаев изменения превышают утроенную среднеквадратичную ошибку его определения, т.е. их можно считать реальными. Однако на основе наших данных уверенно можно утверждать, что b_{UV} , b_{IV} изменяются от ночи к ночи и в отдельных случаях в течение ночи за время порядка нескольких часов. Более кратковременные изменения хотя и могут быть отмечены на рис. 2, но их реальность сомнительна, так как в этих случаях среднеквадра-

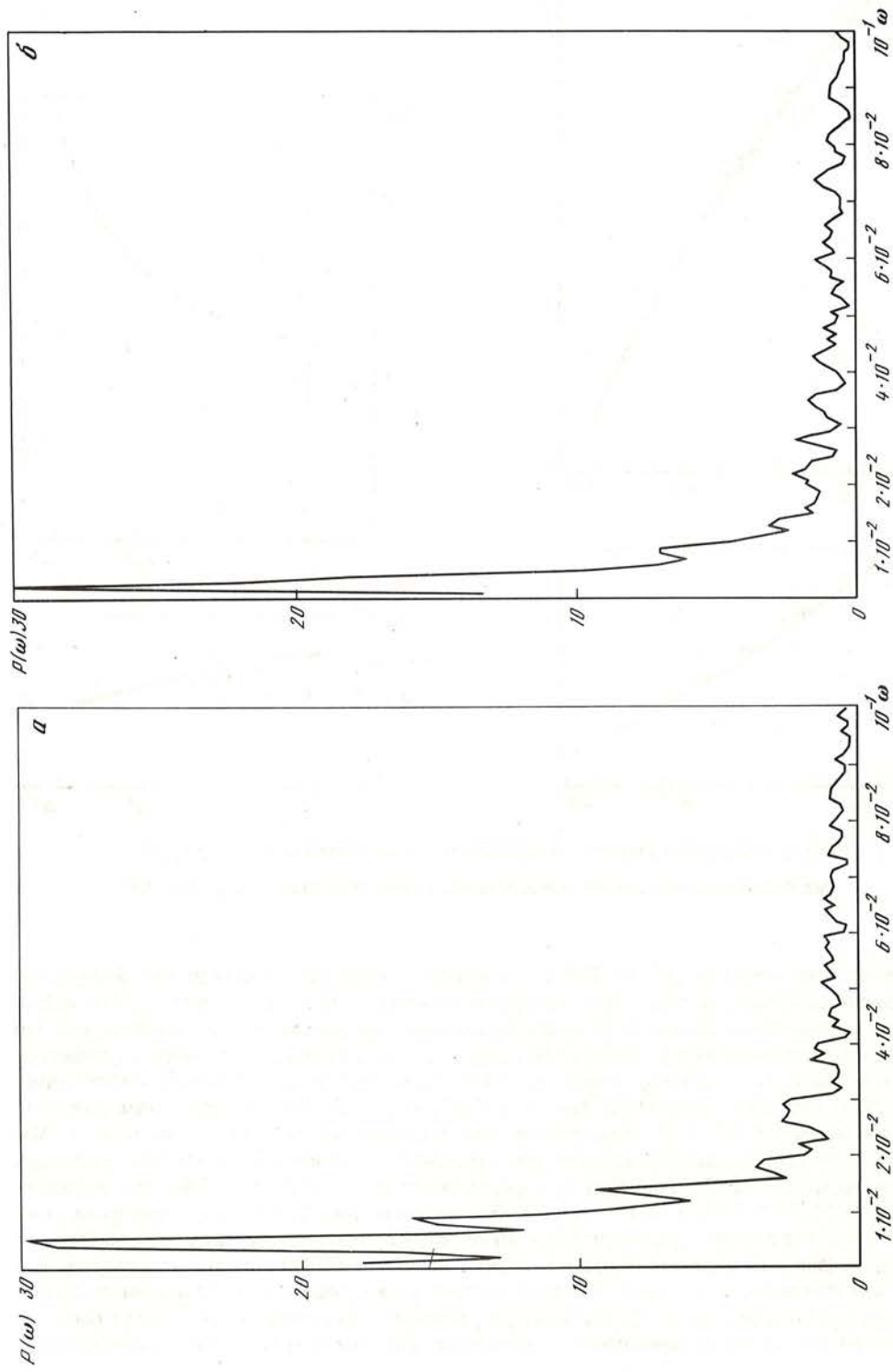


Рис. 5. Суммарные спектры колебаний
 а — для ночей, в которые блеск звезды был от среднего до максимального; б — для ночей, в которые блеск звезды был от минимального до среднего. Частота ω в мин^{-1}

тичная ошибка определения b сравнительно велика. Отметим также, что особенно большое изменение b_{UV} в массиве R10 совпадает по времени с уже отмеченным интервалом малых изменений блеска (см. рис. 1), и это, в частности, позволяет считать его нереальным.

Обнаружение изменчивости соотношений $\Delta U/\Delta V$ и $\Delta I/\Delta V$ имеет важное значение для выяснения природы короткопериодических изменений блеска RW Aur. Отметим, однако, что для $\Delta U/\Delta V$ наибольшие значения не превышают 1,5, а значения $\Delta I/\Delta V$ не меньше 0,2, так что $\Delta U/\Delta I$ в общем не превышают 5 (см. рис. 2). Поэтому наши наблюдения RW Aur не указывают на наличие вспышек, подобных вспышкам звезд типа UV Cet, для которых можно было бы ожидать значения $\Delta U/\Delta I$ порядка 10–100. Если же считать, что изменения блеска являются накладывающимися колебаниями, то изменчивость $\Delta U/\Delta V$, $\Delta I/\Delta V$ можно считать установленной только для сравнительно медленных колебаний.

Как показано в [6, 7], причиной переменности блеска звезд типа T Tau с сильными эмиссионными линиями в видимой и ближней инфракрасной областях можно считать появление на поверхности пятен, более горячих, чем окружающая их фотосфера. В предположении, что температура пятна $T_{SP} = 7000$ К, а температура фотосферы $T_{ST} = 5000$ К, в [6, 7] показано, что наблюдаемые у RW Aur средние значения b_{UV} , b_{IV} могут быть объяснены такой моделью. В [6, 7] рассматривались сравнительно медленные колебания блеска продолжительностью порядка дней и недель.

Рассмотрим, насколько согласуются колориметрические характеристики RW Aur, полученные по нашим наблюдениям, с моделью [6, 7]. Амплитуду изменения звездной величины, как и в [6, 7], представим как $m_\lambda = -2.5 \lg(1 - f[1 - B_\lambda(T_{SP})/B_\lambda(T_{ST})])$, где λ — длина волны; f — относительная доля диска звезды, покрытая пятнами. На основе этой формулы могут быть вычислены не только ΔU , ΔV , ΔI , но также и величины b_{UV} , b_{IV} . Значения температур мы примем такие же, как в [6, 7], $T_{SP} = 7000$ К, $T_{ST} = 5000$ К. На рис. 3 представлены соотношения между осредненными за ночь значениями ΔU , ΔV , ΔI . Они довольно хорошо согласуются с теоретической зависимостью. Отметим, однако, что модель не дает объяснения разброса точек на рис. 3, который намного больше, чем ошибки наблюдений. Кроме того, наблюдаемые полные изменения величин ΔU , ΔV , ΔI несколько больше, чем теоретические, но это может быть вызвано довольно грубым выбором температур T_{SP} , T_{ST} . На рис. 4 сопоставлена с наблюдениями теоретическая зависимость между b_{UV} , b_{IV} , ΔV для разных ночей. Рис. 4 более наглядно, чем рис. 3, показывает недостатки модели, которые, возможно, объясняются отклонениями спектрального распределения у RW Aur от предполагаемой моделью суперпозиции двух чернотельных распределений. Во всяком случае, модель не может объяснить наблюдаемую изменчивость b_{UV} , b_{IV} .

3. Частотные характеристики

Для каждой из ночей наблюдений отдельно для полос U , V , I нами был вычислен спектры колебаний по методике Скаргле [8], подробно описанной в [1]. При рассмотрении спектров, во-первых, оказалось, что независимо от того, к какой полосе они относятся, U , V или I , максимумы в спектрах одни и те же. Во-вторых, сравнивая спектры массивов R10, R11, R24, имеющие наибольшую достоверность вследствие большой продолжительности и большого числа наблюдений, с другими спектрами, можно отметить повторяемость от одной ночи к другой периодов 200–250 и 111 мин. В спектрах массивов R10, R11, R24 наибольшую амплитуду имеет колебание с периодом около 500 мин, которое, однако, не выделяется в других спектрах, вероятно, вследствие меньшей продолжительности. Колебание с периодом 156 мин, вероятно, в [1] было выделено нами ошибочно вследствие частичного слияния пиков с периодами 200–250 и 111 мин. Кроме указанных колебаний, в спектрах присутствуют многочисленные пики колебаний с меньшими амплитудами, но повторяемость соответствующих им частот от ночи к ночи плохая. Это видно из рис. 5, на котором представлены два

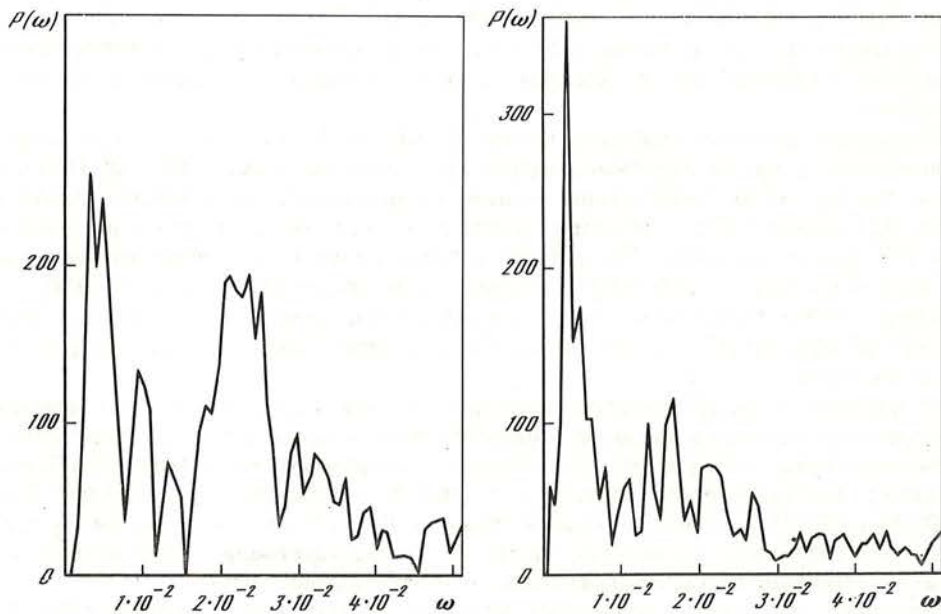


Рис. 6. Преобразование Фурье
 Слева — для суммарного спектра 1, справа — для суммарного спектра 2

суммарных спектра, соответствующих полосе V . Один из спектров представляет сумму спектров для ночей, в которые блеск звезды был в пределах от максимального до среднего, а второй спектр — сумма спектров для тех ночей, когда блеск был от среднего до минимального.

Как и в [1], мы предприняли попытку определить среднее расстояние по частоте между пиками в спектрах. Для каждого из суммарных спектров был найден представляющий его полином Чебышева пятого порядка, затем были найдены разности между исходными и вычисленными значениями и для них были вычислены преобразования Фурье, которые представлены на рис. 6. Как видно из рис. 6, в обоих случаях максимумы преобразований Фурье соответствуют одному и тому же значению частоты $3,2 \text{ мин}^{-1} = 53 \text{ мкГц}$. Если предположить, что пики в спектрах представляют собой p -моды, то теоретическая зависимость, представляющая последовательность частот, следующая:

$$\omega(n, l) = \Delta\omega_0(n + l/2 + \epsilon),$$

где $\omega(n, l)$ — частоты p -мод с различными n, l ; n — целые числа; $l = 0, 1, 2, 3$; ϵ — малый поправочный член; $\Delta\omega_0$ — постоянная величина для данной звезды. Таким образом, расстояние между последовательными пиками по частоте $\Delta\omega_1$ — величина, в 2 раза меньшая, чем постоянная $\Delta\omega_0$. Полученному нами $\Delta\omega_1 = 53 \text{ мкГц}$ соответствует $\Delta\omega_0 = 106 \text{ мкГц}$.

Теоретическое объяснение короткопериодических колебаний в предположении, что они являются p -модами, было дано в [1], где показано, что наблюдаемое $\Delta\omega_1$ почти независимо от принимаемой модели может быть объяснено при массе звезды $1,5 M_{\odot}$ и ее радиусе, несколько большем солнечного. Полученное здесь $\Delta\omega_1 = 53 \text{ мкГц}$ соответствует значению радиуса, равному приблизительно $1,5 R_{\odot}$.

4. Заключение

Изучение колориметрических и частотных характеристик позволяет сделать следующие выводы. Во-первых, короткопериодические изменения блеска RW Aur не представляют собой вспышки, подобные вспышкам звезд типа UV Cet. Во-вторых, хотя они и могут частично быть объяснены изменениями вклада излучения горячего пятна в общее излучение звезды, но в них проявляется также и другой механизм, вызывающий за время порядка десятка минут значительные изменения в спектральном распределении энергии. В-третьих, то, что по двум различным наборам спектров колебаний статистическая оценка среднего расстояния по частоте между последовательными пиками получилась одинаковой, указывает на возможность объяснения короткопериодических колебаний *p*-модами.

Декабрь 1988 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чугайнов П.Ф., Ловкая М.Н. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1988. Т. 78. С. 52.
2. Чугайнов П.Ф., Ловкая М.Н. // Там же. 1988. Т. 79. С. 63.
3. Andrews A.D. // *Astron. and Astrophys.* 1988. Vol. 210. P. 303.
4. Worden S.P., Schneeberger T.J., Kuhn J.R., Africano J.L. // *Astrophys. J.* 1981. Vol. 244. P. 520–527.
5. Хальд А. Математическая статистика с приложениями. М.: Изд-во иностр. лит., 1965. 664 с.
6. Vrba F.J., Rydgren A.E., Zak D.S., Schmelz J.T. // *Astron. J.* 1985. Vol. 90. P. 326–332.
7. Vrba F.J., Rydgren A.E., Chugainov P.F., Shakhovskaya N.I., Weaver W.B. // *Ibid.* 1989. Vol. 97. P. 483.
8. Scargle J.D. // *Astrophys. J.* 1982. Vol. 263. P. 835–853.

УДК 524.3–85, 524.3–44

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ОТ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД НА ЧАСТОТЕ 36 ГГц

Н.С. Нестеров

Приведены результаты наблюдений 28 рентгеновских, симбиотических и других нестационарных звезд, имеющих повышенную мощность радиоизлучения. Измерены плотности потоков от 15 объектов, превышающие 45 мЯн на частоте 36 ГГц. Средняя плотность потока от пекулярного объекта SS 433 составляла около 100 мЯн, амплитуда изменений не превышала 200 мЯн. У рентгеновского источника Cyg X-3 происходили изменения уровня излучения за характерное время от нескольких часов до нескольких дней с амплитудой, достигающей приблизительно 1 Ян.

THE RADIO EMISSION FROM SEVERAL STARS AT FREQUENCY 36 GHz, by N.S. Nesterov. The results of observations fulfilled in 1986–1987 are presented for 28 X-ray, symbiotic and other unstationary stars, known as radio sources. The flux densities exceeding 45 mJy at 36 GHz have been measured for 15 objects. The peculiar star SS 433 has average flux density level close to 100 mJy, the amplitude of its intensity variations do not exceed 200 mJy. X-ray source Cyg X-3 changes its emission power during characteristic time intervals from several hours to several days with amplitude exceeding 1 Jy sometimes.

У подавляющего большинства радиозвезд — звезд с зарегистрированным за последние два десятилетия радиоизлучением — или имеются протяженные оболочки, или реализуются механизмы генерации, дающие высокую яркостную температуру излучения. На сантиметровых и дециметровых волнах свойства радиозвезд исследованы довольно подробно вследствие высокой эффективности на этих волнах системы апертурного синтеза VLA. В миллиметровом диапазоне, где наблюдения возможны только на одиночных антеннах с существенно более низкими эффективными площадями и угловым разрешением, чем у VLA, эти объекты изучены хуже. По этой причине наблюдения звезд на миллиметровых волнах актуальны как для отслеживания эволюции оболочек по их радиоизлучению, так и для уточнения механизмов радиовсплесков, наблюдающихся у ряда активных звезд.

В 1986 г. 22-метровый радиотелескоп (РТ-22) Крымской астрофизической обсерватории АН СССР был оснащен высокочувствительным радиометром со средней частотой приема 36 ГГц (длина волны 8,3 мм), изготовленным в Институте космических исследований АН СССР: шумовая температура ≈ 300 К, флуктуационная чувствительность $\sim 0,03$ К при постоянной времени 1 с. Это позволило провести в 1986–1987 гг. наблюдения ряда известных радиозвезд на волне 8,3 мм. Подробное описание радиометра дано в [1]. Угловое разрешение РТ-22 на частоте 36 ГГц составляет $\theta_{0,5} = 1',6$.

Измерения плотностей потоков радиоизлучения от звезд проводились согласно методике, подробно изложенной в [2, 3]. При каждом наблюдении объекта выполнялись серии из 8–48 циклов ON–ON [3]. Каждый цикл ON–ON состоял из наведения на звезду сначала основным, затем опорным главными лепестками диаграмм направленности РТ-22, формирующихся при диграммнои модуляции и дающих в выходном сигнале приемника отклики на излучение источника противоположных знаков. Сигнал усреднялся в течение 30 с в каждом положении антенны, затем определялась разность между средними значениями сигнала, соответствующими этим двум положениям радиотелескопа. Среднеквадратичная ошибка среднего измеренного значения потока при 16 циклах ON–ON и при хорошей безоблачной погоде составляла около 35 мЯн; минимальный поток, который мог быть обнаружен в указанном случае, составлял, следовательно, около 105 мЯн (3σ).

Точность наведения радиотелескопа на объект контролировалась по результатам определения координат ряда сильных радиоисточников с малыми угловыми размерами. Ошибки наведения, определенные таким образом, не превышали $20''$ при среднеквадратичном отклонении данных от среднего значения $\sim 10''$. Измеренные значения антенных температур исправлялись за поглощение в атмосфере Земли и пересчитывались в плотности потоков с учетом результатов наблюдений калибровочных источников DR 21, 3C 274, NGC 7027 и планет Юпитер и Сатурн. Абсолютные потоки калибровочных источников на частоте наблюдений рассчитывались, согласно данным из [4], с точностью не хуже 3%.

Измеренные плотности потоков от наблюдавшихся звезд с обнаруженным излучением, т.е. с отношением сигнал/шум $S/\sigma \geq 3$, приведены в табл. 1. В ней указаны названия звезд и их оптические типы: E – звезды с эмиссионными линиями в оптическом спектре, X – рентгеновские звезды, OCH – возможные звездные остатки сверхновых [5]. Объекты, обнаруженные в обзоре галактической плоскости [6], обозначены в системе MAC, принятой для радиоисточников, с добавлением букв GT. В первой колонке табл. 1 даны даты наблюдений (год, месяц, число), во второй – Всемирное время (часы – минуты), а в третьей – измеренные плотности потоков и их среднеквадратичные ошибки. Для некоторых звезд приведены также средне взвешенные значения плотностей потоков, если результаты измерений позволяли с учетом ошибок считать излучение от них постоянным за все время наблюдений. В табл. 2 даны результаты наблюдений объектов, излучение от которых не было зарегистрировано ($S/\sigma < 3$). В этой таблице названия звезд указаны в первой колонке, их оптические типы – во второй, моменты наблюдений и результаты измерений – в третьей и четвертой колонках соответственно.

Результаты, представленные в табл. 1 и 2, в основном хорошо соответствуют данным, полученным на других частотах и приведенным, например, в [5–7]. Объекты HR 1099, SS 433 и Cyg X-3 давно известны как переменные. Характерное время развития всплесков на волне 8,3 мм у SS 433 и Cyg X-3 разное. У первого объекта наблюдаются небольшие всплески с амплитудой $\lesssim 200$ мЯн и с характерным временем развития в несколько дней, а у второго уровень излучения может изменяться на несколько часов, как показывают данные за 1 марта и 20 июня 1986 г. Рис. 1 иллюстрирует изменения потока от Cyg X-3 на волне 8,3 мм в 1986 г. На нем видно, что у этого объекта произошел всплеск, окончание которого мы наблюдали в начале 1986 г. Отмеченное различие в поведении SS 433 и Cyg X-3 находится в согласии с выводами, сделанными раньше в [8]. Данные, приведенные в табл. 1, свидетельствуют также о возмож-

Таблица 1

Момент наблюдений		Плотность потока, мЯн		Момент наблюдений		Плотность потока, мЯн	
Дата	UT			Дата	UT		
	GT0106+612				1910+052 (OCH)		
86.01.21	17-54	343 ± 51		86.01.22	11-49	175	24
03.01	16-48	352	47	29	11-55	173 ± 45	
	Среднее	348	35	09.21	18-09	240 ± 59	
	HR 1099 (RS CVn)				Vy 2-2 (E)		
86.01.16	19-17	-70	65	87.03.29	05-08	229	58
09.17	03-04	-70	71		HM Sge (E)		
	03-33	100	39	87.03.28	04-28	240	49
	02-04	17	41	04.03	03-16	255	39
18	04-00	170	49		Среднее	248	31
87.03.31	15-30	76	74		V 1016 Cyg (E)		
	Lk H _α 101 (E)			87.03.28	04-03	285	58
86.01.16	20-55	223	54	04.03	03-41	173	57
03.01	19-46	184	32	08.10	22-07	120	40
87.03.19	16-48	235	44		Cyg X-3 (X)		
	Среднее	214 ± 25		83.09.07	22-00	561	160
	α Ori (M2 I)			85.06.30	19-10	540	260
86.01.21	20-58	38	40	07.01	19-13	190	158
87.03.20	14-27	32	42	07.02	19-20	381	190
30	14-11	38	27	09.24	17-36	874	210
31	15-22	68	32		21-20	33	130
	Среднее	45 ± 15		25	13-50	192	225
04.02	18-14	21	48		22-27	81	108
27	17-17	46	53	26	20-27	240	160
	M1-11 (E)			27	22-28	48	112
86.01.22	21-30	223	48	86.01.10	14-54	1263	100
	IRC 10216 (E)				15-46	548	287
86.01.29	02-15	71 ± 20			16-52	738	198
30	00-30	12	34	11	15-42	406	120
87.03.28	19-05	37	33	16	12-45	610	66
	MWC 270 (E)			86.01.18	15-00	140 ± 44	
87.04.03	02-50	356	42	21	13-00	69	95
	RY Sct (E)			02.03	15-31	-66	84
86.06.24	23-43	198	36	06	12-50	47	43
09.11	16-44	265	46	03.01	10-06	198	36
09.22	16-46	202	48		11-24	271	31
87.04.03	02-23	194	65	02	06-20	349	113
	Среднее	215	25	06.09	22-46	102	86
	SS433 (OCH)			10	22-20	135	53
86.01.22	11-00	127	36	11	19-44	58	59
29	11-36	110	77		23-37	80	47
06.11	21-58	44	37	16	22-59	33	39
17	00-58	137	55	17	18-30	94	47
25	00-40	134	35	18	20-50	145	50
09.21	17-00	165	52	19	19-05	121	52
87.03.21	04-07	53 ± 46		20	02-50	64	36
28	05-31	248	38		19-04	10	41
04.01	02-46	45	38	87.03.18	22-03	146	29
08.08	20-27	138	79		05-15	200	48
				20	05-31	116	55

Т а б л и ц а 1 (окончание)

Момент наблюдений		Плотность потока, мЯн		Момент наблюдений		Плотность потока, мЯн	
Дата	УТ			Дата	УТ		
	Суд X-3 (X)				MWC 349 (E)		
21	03-26	-62	63	85.09.24, 28		544	121
29	03-37	259	58	12.28	15-37	353	174
30	04-14	243	58	86.01.18	15-38	523	34
04.02	02-17	152	80	02.06	13-51	595	73
24	02-08	154	63	03.01	11-47	644	33
08.08	19-31	256	56	06.11	19-57	584	61
09	18-34	172	45	87.08.08	19-04	517	44
19	19-04	7	55	09.09	16-29	585	84
87.09.09	17-19	201 ± 51		среднее за 1986-1987 гг.		575	20
	21-08	165	59				

Т а б л и ц а 2

Название объекта	Оптический тип	Момент наблюдений	$S \pm \delta$, мЯн	Название объекта	Оптический тип	Момент наблюдений	$S \pm \delta$, мЯн
GT0236+610		86.01.21, 03.01	34 ± 40	Суг X-2	X	86.09.22	74 58
GT0252+574		86.03.01	50 52	AG Peg	E	86.09.13, 21	31 17
0503+466	OCH	86.03.02	196 70			87.08.14	13 48
MWC120	E	86.01.18	-39 26	EV Lac	UV Cet	86.09.11, 19-21	-45 31
N Mon		86.01.18	-3 39			23-37	73 34
Sco X-3	X	86.09.22	-2 49			12 18-25	-9 50
MWC 957	E	86.06.25	-40 36			16 18-42	59 52
R Agl	E	86.06.25, 09.21	57 29			19 00-30	-53 45
CRL 2591	E	86.06.11	-22 80			22 18-56	132 46
N Суг 1975		86.06.12, 06.19	62 24			23-32	38 31

ной переменности излучения от звезд V 1016 Суг и MWC 349, что подтверждает результаты наблюдений на других волнах [7, 8].

На рис. 2 нанесены спектры радиоизлучения α Ori, RY Sct и M1-11, составленные по данным измерений из [9-11] для первой звезды и из [7, 12, 13] для последних двух. Из рис. 2 видно, что оболочка около M1-11 остается оптически непрозрачной на радиочастотах вплоть до $f = 36$ ГГц. Оболочка около RY Sct становится оптически прозрачной на частоте около 20 ГГц. Это означает, что она не примыкает к поверхности звезды и ее внутренний радиус составляет согласно [14], $r \approx 10^{13} d$ см, где d — расстояние (неизвестное) до звезды в килопарсеках.

Спектр радиоизлучения от α Ori (Бетельгейзе), сверхгиганта спектрального класса M2, интерпретировался в [11] как сумма излучения оболочки со спектральным индексом $\alpha = 0,6$ ($S \sim f^\alpha$) — пунктирная линия на рис. 2, — и хромосферы звезды ($\alpha = 2$, нижняя сплошная линия). Возможно, что, по крайней мере иногда, излучение от звезды зарождается только в оболочке и имеет спектральный индекс + 1,5, как это показано верхней сплошной линией на рис. 2. Согласно [15], указанный спектральный индекс соответствует профилю плотности в атмосфере звезды в виде $r^{-4,9}$, где

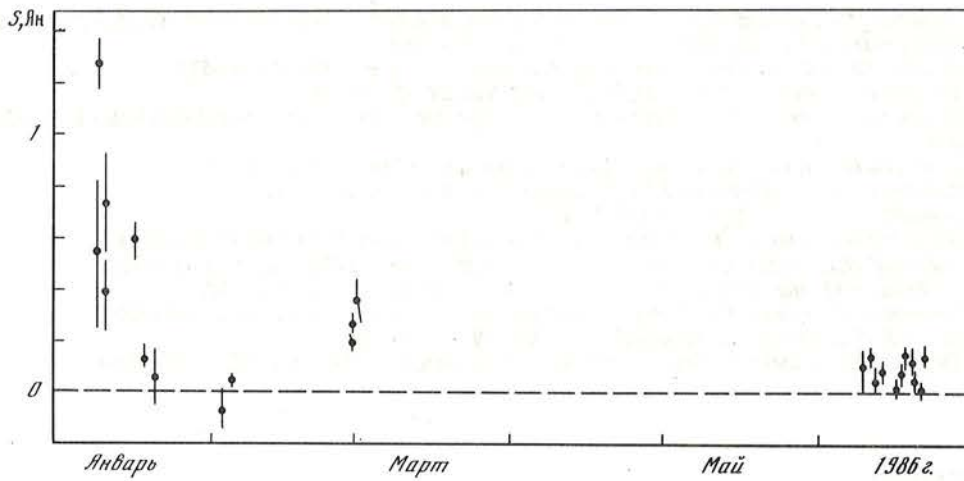


Рис. 1. Переменность радиоизлучения от рентгеновского источника Cyg X-3 в 1986 г.

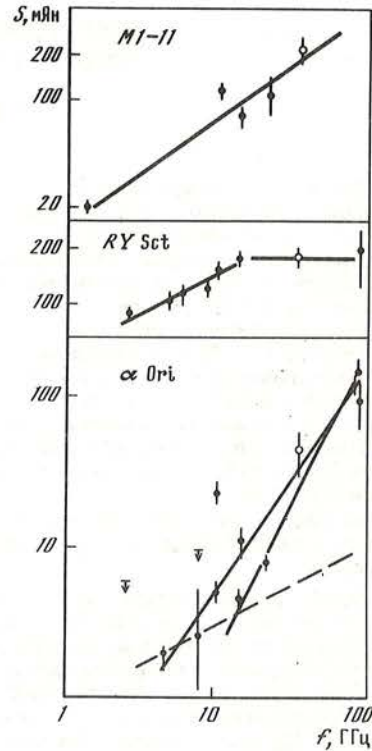


Рис. 2. Спектры радиоизлучения трех звезд, составленные по литературным данным (см. текст) Данные наших измерений нанесены открытыми кружками

r — расстояние от центра звезды. Недавно было обнаружено, что Бетельгейзе пульсирует с периодом около 420 сут [16], поэтому не исключено, что излучение от звезды переменное во времени. Возможно, что разброс точек на рис. 2 отражает переменность радиоизлучения звезды.

Ноябрь 1988 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Струков И.А., Скулачев Д.П. // Итоги науки и техники. Астрономия. М.: ВИНТИ, 1986. Т. 31. С. 37–73.
2. Ефанов В.А., Моисеев И.Г., Нестеров Н.С. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1979. Т. 60. С. 3–13; 1983. Т. 66. С. 205–209.

3. Мусеев И.Г., Нестеров Н.С., Никитин П.С., Стежка П.Н. // Там же. 1985. Т. 74. С. 171–176.
4. Мусеев И.Г., Нестеров Н.С. // Там же. Т. 73. С. 154–165.
5. Ryle M., Caswell J.L., Hine C., Shakeshaft J. // Nature. 1978. Vol. 276. P. 571–573.
6. Gregory P.C., Taylor A.R. // Astrophys. J. 1981. Vol. 248. P. 596–605.
7. Purton C.R., Feldman P.A., Marsh K.A. et al. // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1982. Vol. 198. P. 321–338.
8. Нестеров Ю.С. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1984. Т. 69. С. 71–78.
9. Kellermann K.I., Pauliny-Toth I.I.K. // Astrophys. J. 1966. Vol. 145. P. 953.
10. Seaquist E.R. // Ibid. 1967. Vol. 148. P. L 23.
11. Altenhoff W.J., Oster L., Wendker H.J. // Astron. and Astrophys. 1979. Vol. 73. P. L21–L23.
12. Altenhoff W.J., Braes L.L.E., Olton F.M., Wendker H.J. // Ibid. 1976. Vol. 46. P. 11–17.
13. Hjellming R.M., Blankenship L.C., Balick B. // Nature. 1973. Vol. 242. P. 84–85.
14. Schwartz P.R., Spencer J.H. // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1977. Vol. 180. P. 297–303.
15. Olton F.M. // Astron. and Astrophys. 1975. Vol. 39. P. 217–223.
16. Dupree A.K., Balinas S.L., Guimnan E.F. et al. // Astrophys. J. 1987. Vol. 317. P. L85–L89.

УДК 523.855

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 7469

Л.П. Метик, И.И. Проник

По спектрам, полученным на 6-м телескопе (БТА) с дисперсией 95 Å/мм, результатам проведенной на МТМ-500 BVR-фотометрии и литературным данным исследована структура околядерной области галактики NGC 7469.

Выявлены некоторые особенности, которые, возможно, обусловлены взаимодействием ее со спутником IC 5283 и звездообразной деталью, расположенной на конце западной спиральной ветви на расстоянии ~14" от ядра.

Радиоизображение (на волне ~6 см) центральной области галактики вытянуто в направлении на спутник IC 5283 и звездообразную деталь. Спектр и показатели цвета этой детали позволяют сделать предположение, что это – группировка звезд ранних спектральных классов ($M_V = -19^m$) и пылевых облаков (с $A_V = 3^m$), принадлежащая галактике NGC 7469. Подобные группировки ранее были обнаружены в сейфертовских галактиках NGC 1275, Маркарян 290 и 298.

Отмечено присутствие областей HII ударного возбуждения в части галактики, обращенной к спутнику IC 5283, аналогичных тем, которые наблюдаются в системе газа низкой скорости галактики NGC 1275.

Можно предположить, что наличие облаков газа ударного возбуждения, компактных группировок молодых звезд и пыли являются эволюционной особенностью некоторых сейфертовских галактик.

SOME PECULIARITIES OF SEYFERT GALAXY NGC 7469 STRUCTURE, by L.P. Metik and I.I. Pronik. The structure of the NGC 7469 galaxy circumnucleus region is investigated on the basis of spectra, obtained on the 6-m telescope (dispersion ~ 95 Å/mm), of BVR-photometry results, carried out on the МТМ-500 telescope (TV-plant), and of literary data.

Some peculiarities of the NGC 7469 structure caused, possibly, by interactions with IC 5283 satellite and starlike detail, situated on the edge of west spiral branch on the distance ~14" from the nucleus, are revealed. The galaxy central region radioimage (on $\lambda \approx 6$ cm) stretched out in direction towards the satellite IC 5283 and starlike detail.

The spectra and color-index of this detail permits to suppose, that this is a cluster of early type stars ($M_V = -19^m$) and dust clouds (with $A_V = 3^m$), belonged to NGC 7469 galaxy. The similar clusters were discovered in Seyfert galaxies NGC 1275, Markarian 290 and 298, investigated by us earlier. The presence of shock excitement of HII-regions, similar to that, which were observed in the "low-velocity" system gas of NGC 1275 galaxy, in the part of the NGC 7469, turned to the satellite IC 5283, was marked.

It permits to suggested, that the presence of shock excitement gaseous clouds and compact clusters of early type stars and dust are evolutionary characteristics of some Seyfert galaxies.

Родительские галактики, содержащие сейфертовские ядра, вызывают постоянный интерес. За период более 40 лет со времени их открытия Сейфертом [1] получено немало данных, свидетельствующих об особенностях этих галактик и их отличии от нормальных галактик того же морфологического типа.

Было обращено внимание на то, что в списке Сейферта преобладают спиральные системы ранних морфологических типов, и почти все они являются членами пар или групп галактик [2]. Высказано предположение, что ядра сейфертовского типа образовались на определенном этапе эволюции звездных систем, содержащих в основном звезды старого населения типа G и K [3]. Был обнаружен высокий градиент яркости центральных областей сейфертовских галактик [4, 5], который сочетается с наличием ультрафиолетового избытка этих областей [6]. Засов и Лютый предположили, что по крайней мере у части сейфертовских галактик в окрестностях их ядер существуют области интенсивного звездообразования [6]. Это предположение подтвердилось на большой выборке сейфертовских галактик как в оптической [5], так и в инфракрасной областях спектра [7]. Особенности морфологии и других характеристик сейфертовских галактик исследовались и другими авторами [8–11].

При анализе результатов многоцветной фотометрии восьми гигантских сейфертовских галактик большой поверхностной яркости мы заметили, что три из них — NGC 1275, Маркарян 290 и 298 — содержат яркие звездообразные объекты, не имеющие в спектрах ярких линий излучения и поглощения, связаны со структурой родительских галактик [12–17]. Впервые о такого рода объекте говорится в статье Стоктона [18], исследовавшего галактику Маркарян 298. Объект выявлен в вытянутой структуре галактики, которую обнаружили Амбарцумян и Шахбазян [19]. Естественно встал вопрос, не являются ли эти компактные образования эволюционной особенностью сейфертовских галактик. Для ответа нужны детальные морфологические, спектральные и фотометрические исследования большого числа сейфертовских галактик.

Мы приводим результаты такого рода исследований сейфертовской галактики NGC 7469.

Данные литературы. Галактика NGC 7469 = MCG 1–58–25 = Арп 298 — одна из самых ярких голубых галактик первого списка Сейферта [1], имеющая спутника — иррегулярную галактику IC 5283 (см. рис. 1). Расстояние между членами этой пары (Holm. 803) $1',2$ [20] или $23,5$ кпк. Красное смещение галактики NGC 7469 $Z = 0,0170$ [21], абсолютная величина ее $M_V = -21_m$ [22], морфологический тип — Sa [23]. Величина межзвездного поглощения в нашей Галактике в окрестностях NGC 7469 $A_V = 0^m,25$ [24]. $1''$ на расстоянии этой галактики соответствует 325 пк [21].

NGC 7469 имеет две спиральные структуры — внутреннюю яркую и внешнюю слабую размером соответственно $33''$ или 11 кпк и $100''$ или 33 кпк. Позиционный угол линии узлов равен 121° по [21] и 135° по [22]. Ядерная область галактики размером $6'' \times 7''$ слегка вытянута, и в ней отмечено несколько звездообразных деталей [25]. Исследованию ядра и околоядерной области NGC 7469 посвящено большое количество работ. Ядро этой галактики — типичный представитель SyI с большим ультрафиолетовым избытком, ярким X-излучением и широкими эмиссионными линиями, скорости последних достигают $10\,000$ – $15\,000$ км/с. Здесь мы рассмотрим особенности околоядерной области только в пределах внутренней спиральной структуры.

Центральное ядерное образование размером до $10''$ исследовалось спектрально и фотометрически в оптическом, инфракрасном и радиодиапазонах. Хьюмасон и др. [23] классифицировали это образование как F5, что свидетельствует о наличии в нем большого количества звезд ранних спектральных классов. Этот результат подтвердился и более поздними наблюдениями. В кольце, на расстоянии от 2 до $8''$ от ядра выявлено яркое свечение эмиссии CO в полосу $3,2 \mu$ [26], которое соответствует пыли, имеющей $T = 300$ К. Для нагрева пыли до такой температуры недостаточно непрерывного излучения центрального источника. Следует предположить, что в центральной области галактики имеются очаги звездообразования, содержащие голубые звезды.

Исследования в радиодиапазоне на волне ~ 6 см ($4,885$ ГГц) [27] показали, что в галактике NGC 7469 существует компактный, размером $\leq 0'',3$ радиисточник и диффузное гало размером $10''$. Первый относится к ядру галактики. Свечение радио-

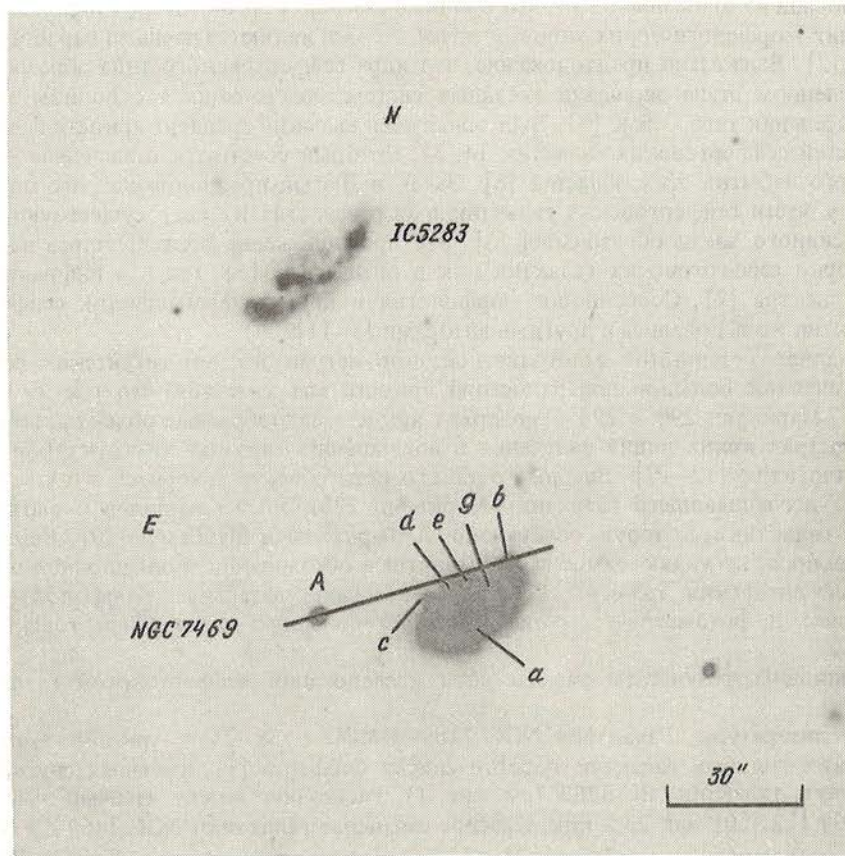


Рис. 1. Фотография галактики NGC 7469 и ее спутника IC 5283, из [21], полученная в прямом фокусе 120" телескопа без фильтра на эмульсии Eastmen Kodak 103a-O. Буквами обозначены детали: *a* — ядерная область; *b, c* — звездообразные; *d, e* — аморфные; *g* — выброс. Прямая *Ab* показывает направление щели спектрографа (см. текст). *A* — звезда для ориентации

гало, которое имеет нетепловую природу, связано, по-видимому, с остатками вспышек сверхновых в областях интенсивного звездообразования.

Наряду с молодыми голубыми звездами в центральной области галактики NGC 7469 обнаружено большое количество газовых туманностей разных механизмов возбуждения. Бербиджи отмечали [21], что эмиссионные линии H_{α} и $[NII] \lambda 6583 \text{ \AA}$ наблюдаются в центре этой галактики до расстояния $10''$ от ядра. Карты ярких областей в линиях $H_{\alpha} + [NII]$, 5007 \AA $[OIII]$ представлены в [28]. Свечение в этих линиях сочетается со свечением эмиссии H_2 на волне $2,12 \mu$ и CO на волне $2,6 \text{ мм}$ в области диаметром $7'',5$. Был сделан вывод, что свечение H_2 на таком пространстве возможно только в облаках, которые испытывают действие ударных волн, идущих от центрального источника или возникающих в результате взаимодействия с соседней галактикой. По яркости газа низкого возбуждения в линиях водорода в околоядерной области размером $8''$ был оценен нижний предел болометрической светимости группировки молодых голубых звезд — $1,1 \cdot 10^9 - 5,7 \cdot 10^{10} L_{\odot}$ [29]. Из этого следует, что сейфертовское ядро галактики NGC 7469 окружено гигантской областью звездообразования.

Обратимся к рис. 1, на котором видны детали структуры галактики NGC 7469. Внутренняя яркая спиральная структура более четко выражена в южной части галактики, противоположной спутнику IC 5283. Спиральные ветви кончаются на звездо-

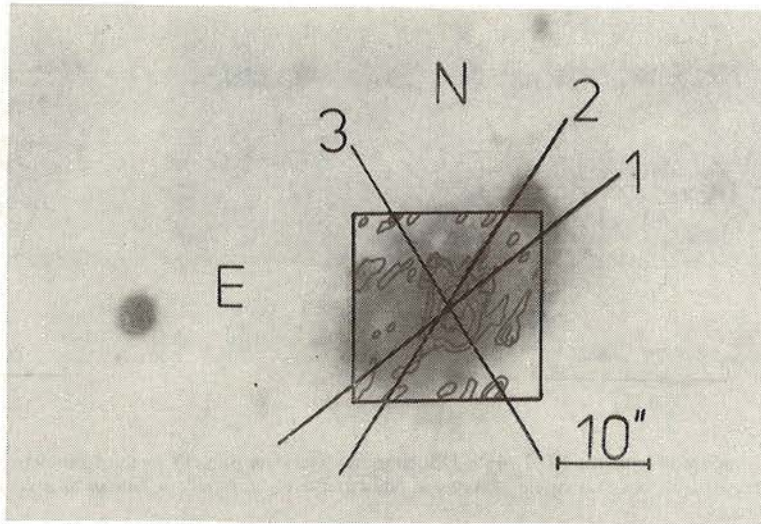


Рис. 2. Фотография NGC 7469 из [21] с нанесенными радиоизотопами (на волне 6 см из [27])
 Цифрами 1–3 показаны направления вытянутости радиоизображения

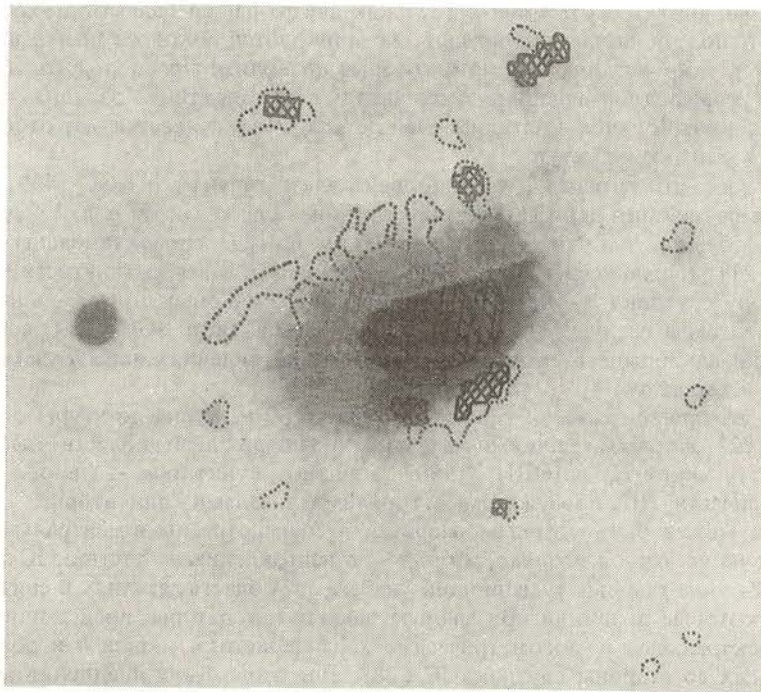


Рис. 3. Фотография NGC 7469 из [21]
 Отмечены границы зон Н II из [22] разных значений $I_{H\alpha}/I_{5007}$: больших – жирными линиями и заштрихованы, малых – пунктиром

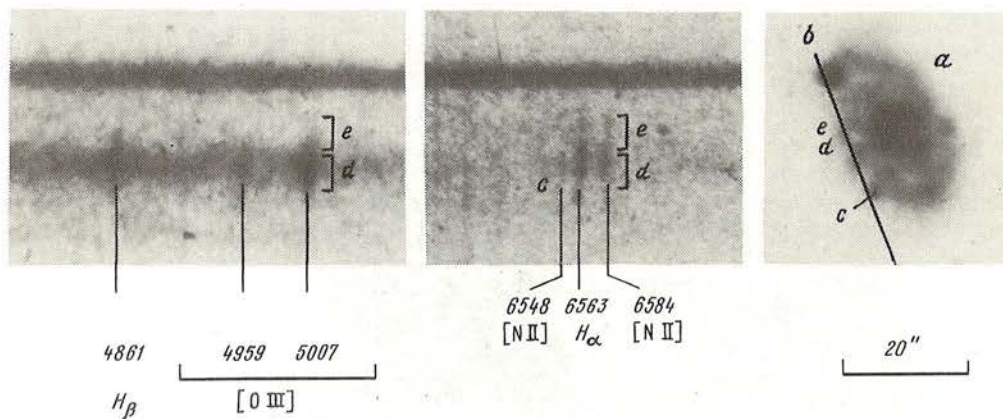


Рис. 4. Справа — прямой снимок NGC 7469. Обозначены (как на рис. 1) детали галактики и положение щели спектрографа, при котором получены спектры этих деталей: в центре в красном, слева — в синем диапазонах

образных деталях *b* и *c*, между которыми располагаются аморфные детали *d* и *e*. Похоже, что приливные силы спутника мешают образованию здесь регулярной спиральной структуры. Деталь *b* отмечена в [22] как звезда нашей Галактики, хотя никаких аргументов в пользу этого утверждения не приводится. В то же время в структуре галактики NGC 7469 есть особенности, которые позволяют предположить, что деталь *b* может быть компактной группировкой звезд этой галактики: западная спиральная ветвь делает крутой излом в сторону этой детали и заканчивается ею; от ядра *a* в сторону детали *b* направлен выступ *g*.

В пользу того, что деталь *b* — группировка звезд галактики NGC 7469, свидетельствует также радиокарта центральной области этой галактики. На рис. 2 радиоизофоты центральной области NGC 7469 на волне ~ 6 см из [27] спроектированы на прямой снимок из [21]. В радиоструктуре заметны три направления вытянутости: 1 — радиоджет в сторону спутника IC 5283, 2 — вдоль линии узлов галактики, 3 — в направлении на деталь *b*. Отсюда следует, что радиоисточники галактики NGC 7469 располагаются в направлении наибольшего скопления звезд и в направлениях, определяемых спутником IC 5283 и деталью *b*.

На рис. 3 на прямой снимок галактики NGC 7469 нанесены контуры областей HII по данным [22]. Жирными линиями выделены и заштрихованы области, где отношение интенсивностей линий H_{α} и [OIII] λ 5007 Å велико, пунктиром — где оно мало. Первые — это области HII, возбуждаемые горячими звездами, для вторых — механизм возбуждения может быть ударным. Первые — сосредоточены в центральной области галактики и на ее южной стороне, вторые — в направлении на спутник IC 5283. Интересно, что оба типа газовых туманностей "избегают" область детали *b*. В связи со всеми вопросами, которые возникли при анализе данных литературы, представляло интерес получить спектральные и фотометрические характеристики детали *b* и облаков газа, расположенных со стороны спутника IC 5283. Для этого были предприняты специальные наблюдения.

Наблюдения и их результаты. Спектры галактики NGC 7469 были получены 14.01. 1977 г. В.Л. Афанасьевым в прямом фокусе 6-м телескопа со спектрографом UAGS с применением ЭОП УМ 92. Положение щели спектрографа показано на рис. 1 и 4. Спектральный интервал 4000–7200 Å перекрывался при двух положениях дифракционной решетки. Рабочая дисперсия в этом интервале спектра ~ 95 Å/мм. Качество изображения при наблюдениях было $\sim 1''$,5, ширина щели спектрографа $0''$,8. Масштаб

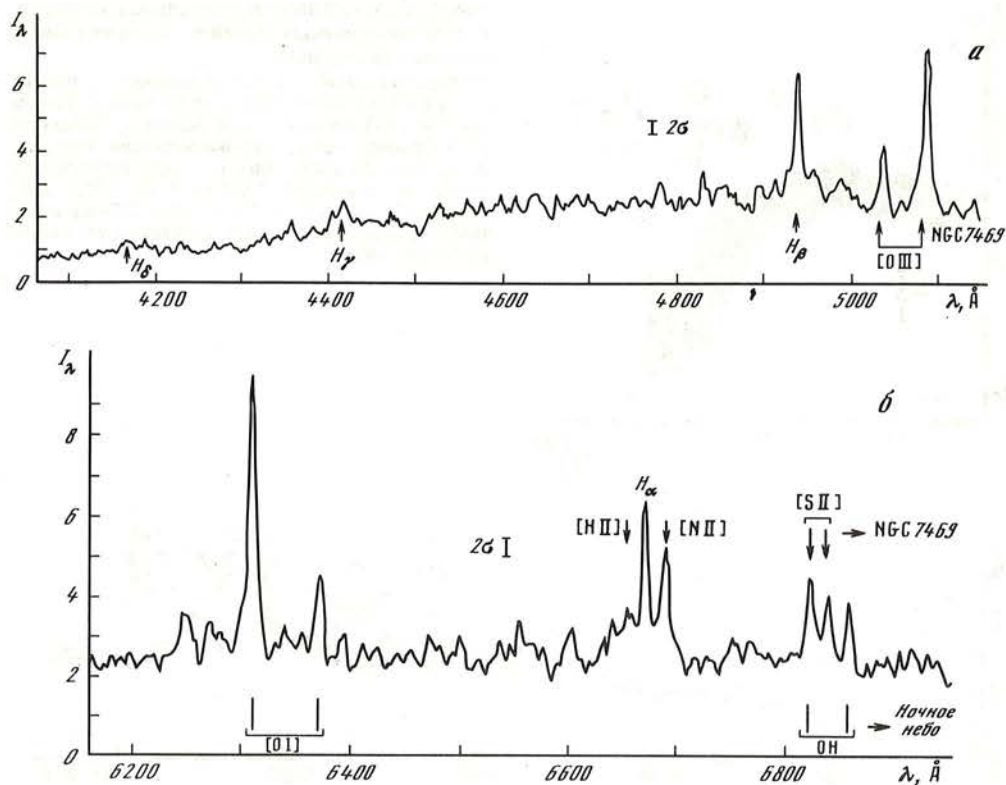


Рис. 5. Регистрограммы спектров детали d галактики NGC 7469 в синем (а) и красном (б) диапазонах

изображения на негативе $17''{,}5$ в 1 мм. Спектры сняты на пленке А600 с экспозицией 10 мин.

На рис. 4 приведены два участка спектра деталей галактики NGC 7469, b , c , d , e . В спектре детали b нет ни ярких линий излучения, ни ярких линий поглощения. Этим она похожа на компактные объекты, которые мы отметили в сейфертовских галактиках Маркарян 290, 298 и NGC 1275 [12–17]. Деталь c по спектру — типичная НII-область, возбуждаемая горячими звездами: линия H_{β} ярче линии [OIII], линия H_{α} ярче линии [NII]. Совсем другие соотношения интенсивностей разрешенных и запрещенных линий наблюдаются в спектрах деталей d и e : в них запрещенные линии [OIII] и [NII] почти сравнимы по яркости с соседними линиями водорода. Это особенно хорошо видно на регистрограммах спектров в интенсивностях, которые приведены на рис. 5. Главные детали спектра — яркие линии излучения H_{β} , [OIII], H_{α} , [NII] и линии [SII] λ 6717 и 6731 Å, наложенные на линии излучения ночного неба. В табл. 1 представлены относительные интенсивности линий излучения в спектре детали d , полученные по регистрограммам. Относительные интенсивности членов дублетов [OIII] и [NII] известны [30], наблюдаемые их отношения позволили нам оценить ошибку. В среднем по двум дублетам она равна $\pm 8\%$. Из табл. 1 следует, что газовые туманности, связанные с деталью d , по своим физическим условиям отличаются от обычных зон НII, в спектрах которых линии водорода ярче соседних запрещенных линий.

На рис. 6 мы сопоставили относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре детали d галактики NGC 7469, 92 областей НII из [31], газа низкой скорости сейфертовской галактики NGC 1275 [32, 33] и известной туманности — остатка вспышки

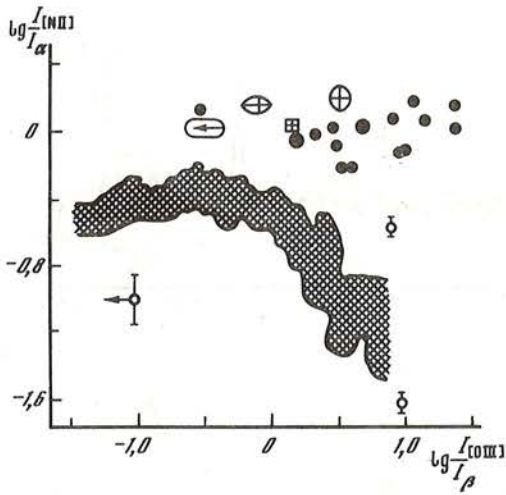


Рис. 6. Соотношения относительных интенсивностей эмиссионных линий в спектрах разных газовых образований

Заштрихованный участок и колечки — данные для 92 НII области спиральных ветвей галактик из [31], точки — для Петли в Лебеде из [34] (размер точки отражает количество равнозначных данных), овалы — для газа низкой скорости галактики NGC 1275 из [32, 33], квадрат — для детали *d* NGC 7469. Размер крестиков в овалах и квадрате соответствует ошибке наблюдения

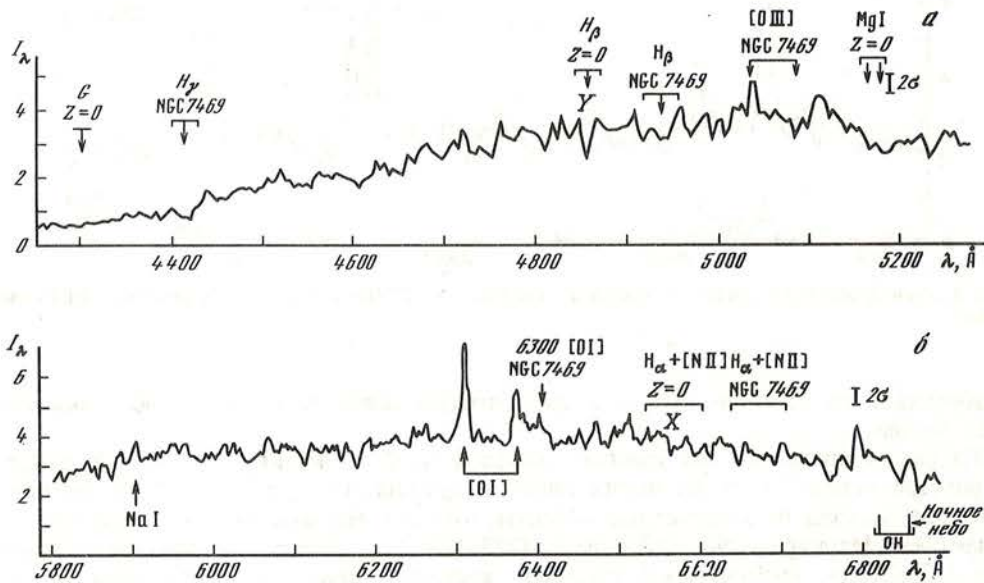


Рис. 7. Регистрограммы спектров детали галактики NGC 7469 в синем (а) и красном (б) участках. Отмечены линии ночного неба, а также области возможного расположения спектральных линий при $Z = 0$ и $Z = 0,0170$. X, Y — возможные положения линий H_{α} и H_{β} при $Z = 0$

сверхновой в нашей Галактике-Петли в Лебеде [34]. Можно видеть, что по относительным интенсивностям эмиссионных линий деталь *d* галактики NGC 7469 отличается от газовых туманностей спиральных и неправильных галактик и близка к газу низкой скорости галактики NGC 1275 и некоторым волокнам Петли в Лебеде. Возбуждение водорода в последней, по-видимому, происходит ударным механизмом [34], такой же механизм предложен в ряде работ [35–37] для газа низкой скорости галактики NGC 1275. Наблюдаемое сходство (см. рис. 6) относительных интенсивностей детали *d* NGC 7469, газа низкой скорости в NGC 1275 и волокон Петли в Лебеде может иметь и другое объяснение: в перечисленных образованиях существует некоторый избыток кислорода и азота по сравнению с содержанием этих элементов в обычных газовых туманностях.

Таблица 1

Относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре детали *d*

$I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$	Табличные значения [30]	Результаты наблюдений	$I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$	Табличные значения [30]	Результаты наблюдений
5007/4959	2,96	2,94	6583/6548	3,00	2,54
4949+5007/H β		1,45	6548+83/H α		1,08

Таким образом, результаты наших спектральных наблюдений позволяют предположить, что механизм свечения газа, расположенного во внутренней яркой спиральной структуре галактики NGC 7469, в части ее, обращенной к спутнику, — ударный (похожий на механизм свечения газа низкой скорости галактики NGC 1275), что ударные волны могут образоваться в результате приливного взаимодействия.

Регистрограммы спектров детали *b* приведены на рис. 7. Если не считать линии ночного неба, то на этих спектрах можно выделить три яркие группы эмиссионных линий около 5050, 5100 и 6800 Å. На рис. 7, так же как и на рис. 5, σ — это средние квадратичные ошибки одного измерения интенсивности, полученные по спектрам ночного неба [33]. Интенсивности линий отмеченных выше трех участков превышают величину 3σ .

В остальных участках спектр детали *b* изрезан более мелкими неоднородностями. Мы обратили внимание на то, что они особенно выразительны в голубой области спектра. При сравнении рис. 5 и 7 можно видеть, что в спектре детали *d* "флуктуации" яркости непрерывного спектра в областях, свободных от ярких эмиссионных линий, меньше, чем в спектре детали *b* (в синей области в 1,7 раза по нашим расчетам). Такой результат не может быть обусловлен флуктуациями, связанными с неоднородностью фотозумльсии и фотокатода ЭОП (которые входят в ошибку σ), так как плотности фотографического почернения D , как видно из рис. 4, в спектре детали *b* больше, чем в спектре детали *d*: $D_b \sim 1$, $D_d \sim 0,3-0,6$. В этом случае в спектре детали *d* фотометрические неоднородности должны были быть больше, чем в спектре *b*. Это обстоятельство позволяет предположить, что по крайней мере наиболее яркие из них в спектре детали *b* реальны. Мы сделали попытку отождествить их в двух предположениях: при $Z = 0$ (деталь *b* — звезда нашей Галактики) и $Z = 0,017$ (деталь *b* — группировка звезд галактики NGC 7469). Для этого на спектре были отмечены возможные положения наиболее ярких линий водорода, [OIII], полосы G, триплета MgI 5167–83 Å при разных красных смещениях. Как видно из рис. 7, надежного отождествления при принятых значениях z получить не удалось.

Важной характеристикой при выяснении природы объекта *b* может служить распределение энергии в непрерывном спектре его излучения. Из нашего спектрального материала его получить нельзя. Поэтому мы обратились к фотометрическим характеристикам объекта. В.В. Прокофьева и А.Н. Абраменко любезно предоставили нам возможность исследовать объект фотометрически в системе BVR, близкой к международной [38], на телескопе МТМ-500 с телевизионной аппаратурой. Подробно телевизионный метод фотометрического исследования звезд и протяженных объектов описан в [39].

Из серии снимков, полученных на МТМ-500 Е.П. Павленко и Л.М. Шариповой, отобрано 27 снимков галактики и 17 — скопления звезд NGC 188 (в даты: 29.08.1987 г., 13.09.1988 г. и 8.10.1988 г.). Скопление использовано в качестве стандарта [40–42].

Негативы были измерены на микрофотометре МФ-2. В результате получены следующие фотометрические характеристики объекта *b*: $V = 15^m,14 \pm 0^m,11$, $B-V = 1^m,05 \pm 0^m,11$, $V-R = 0^m,77 \pm 0^m,11$. На рис. 8 для сравнения представлены показатели цвета объекта *b*, нормальные показатели цвета звезд главной последовательности

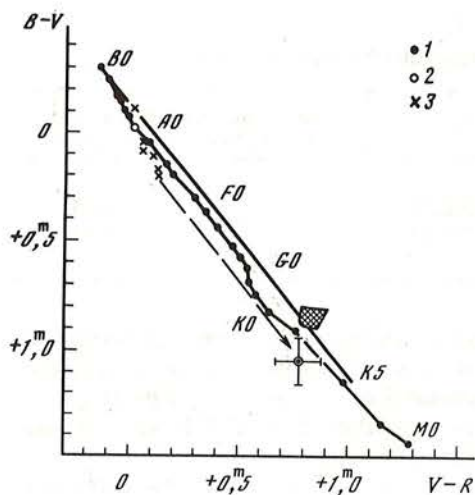


Рис. 8. Двухцветная диаграмма

1 — звезды главной последовательности из [42], 2 — деталь *b* галактики NGC 7469, заштрихованная область — детали SB, *ab* галактики NGC 1433 из [43], 3 — группа звезд типа O, B, A. Сплошной и прерывистой линиями показаны линии нарастающего покраснения для области Галактики Per II из [44]

по данным Страйжиса [43], показатели цвета деталей спиральной галактики с перемычкой NGC 1433 [44] типа SBab, группировок, состоящих из O, A, F звезд и линии покраснения, принятой для области Per II нашей Галактики.

Как видно из рис. 8, объект *b* по показателям цвета можно отнести к звездам K2–K5 главной последовательности либо более ранним, искаженным межзвездным поглощением. Но из спектра объекта *b* (рис. 7) этого не следует: нет в нем характерной для звезд этого типа (K2–K5) яркой бленды линий триплета MgI и полосы MgII (см. [43–45]). Для окончательного решения вопроса о природе объекта *b* необходимо получить его спектр в УФ-диапазоне.

Мы считаем, что объект *b* может быть покрасневшей звездой или группировкой звезд, принадлежащей галактике NGC 7469. Если это группировка звезд, то ее абсолютная величина $M_V = -19^m$, $E_{B-V} = 1^m$, $A_V = 3^m$, т.е. объект типа карликовых галактик. В его составе количество звезд типа G и K должно быть невелико, в противном случае объект расположился бы на рис. 8 справа от звезд главной последовательности. Среди голубых карликовых галактик объекты, содержащие небольшое количество звезд G и K, наблюдаются довольно часто.

Независимо от того, является ли деталь *b* звездой нашей Галактики или группировкой звезд галактики NGC 7469, в ее спектре могут наблюдаться эмиссионные линии последней. Это известный эффект подсветки, когда при фотографировании слабая эмиссия становится заметнее, если она проектируется на более яркую. Исходя из этого, в порядке дискуссии мы попытались отождествить три наиболее яркие группы линий в спектре (у λ 5050, 5100 и 6800 Å), подбирая для газа красное смещение таким образом, чтобы эти группы в спектре совпали по положению с линиями водорода или [OIII] в указанных выше участках спектра. При этом следует предположить, что в галактике NGC 7469 (как и в галактике NGC 1275) существуют, кроме основной (первой), связанной с самой галактикой, еще две системы газа с разными лучевыми скоростями.

Отождествление показано на рис. 9. К каждой группе ярких эмиссионных линий спектра (λ 5050, 5100, 6800 Å) можно подобрать слабые эмиссионные линии, которые дополняют спектр систем газа. Все они представлены на рис. 9 и в табл. 2. Получается, что сейфертовская галактика NGC 7469 может иметь три системы газа с такими скоростями: $z_1 = 0,0170$ (как у самой NGC 7469), $z_2 = 0,021$ и $z_3 = 0,036$. Структуру, размер и яркость второй и третьей систем газа галактики NGC 7469 можно было бы определить, а также проверить наше предположение о существовании систем газа по фотографиям галактики NGC 7469, полученным с интерференционными фильтрами, центрированными на яркие эмиссионные линии с учетом красного смещения газа каждой системы.

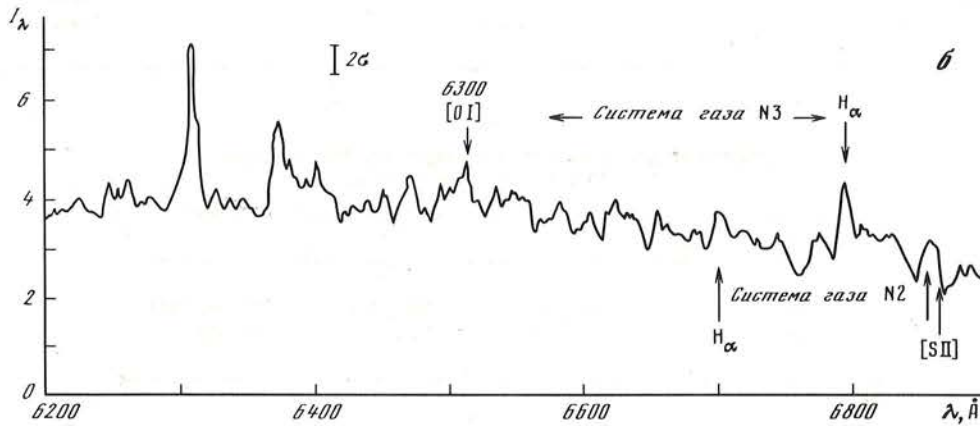
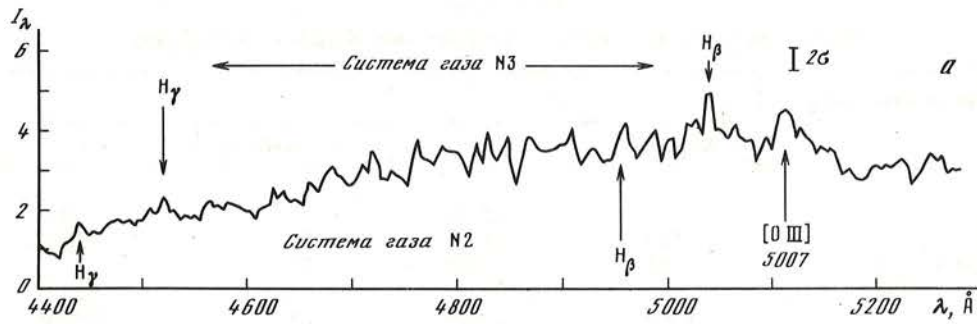


Рис. 9. Регистрограммы спектра объекта с предполагаемыми эмиссионными линиями систем газа разных лучевых скоростей галактики NGC 7469 (см. текст)
 а – в синем, б – красном диапазонах спектра

В табл. 3 приведены скорости систем газа сейфертовских галактик NGC 1275 и NGC 7469. Как видно, скорости почти одинаковые. Различаются системы относительными яркостями и морфологией. Первая система газа галактики NGC 1275 (размером с галактику) по структуре напоминает Крабовидную туманность. А у галактики NGC 7469 первая система газа состоит в основном, по-видимому, из обычных диффузных областей HII [28] и только туманности, расположенные в ее северной части, обращенной к спутнику IC 5283, возможно, имеют тоже (как и у NGC 1275) волокнистую структуру и связаны с деталями *d* и *e* (см. рис. 1).

Результаты, полученные для систем газа разных скоростей галактики NGC 7469, носят дискуссионный характер, но существование подобных систем газа в галактике NGC 1275 наводит на мысль, что газовые образования такого рода, возможно, характерны по крайней мере для некоторых сейфертовских галактик, их можно рассматривать как эволюционные особенности. В связи с этим следует напомнить, что газ низкой скорости галактики NGC 1275 (первая система газа) интерпретируют как охлаждающийся поток (cooling flow) из межгалактической среды скопления галактик, ядром которого является эта галактика [46]. Наши результаты не исключают возможности образования филаментарной структуры первой системы газа этой и других сейфертовских галактик ударными волнами, возникающими при взаимодействии центральной галактики со своим спутником. В случае NGC 1275 это может быть галактика, обнаруженная Минковским, движущаяся на NGC 1275 со скоростью 3000 км/с [47], а для NGC 7469 – ее спутник – иррегулярная галактика IC 5283.

Таблица 2
Красное смещение двух систем газа сейфертовской галактики NGC 7469

Эмиссионная линия	2		3	
	λ , Å наблюд.	z	λ , Å наблюд.	z
H γ	4438	0,0226	4519	0,0412
H β	4960	0,0204	5040	0,0368
5007 Å, [OIII]	5100	0,0207	Нет	—
6300 Å [OI]	Нет	—	6508	0,0330
H α	6700	0,0209	6783	0,0335
6717 + 31 Å, [SII]	6862	0,0205	Нет	—
z среднее		0,0210		0,0361
		$\pm 0,0004$		$\pm 0,0019$

Таблица 3
Лучевые скорости систем газа сейфертовских галактик
NGC 1275 и NGC 7469 (в км/с)

NGC	1	2	3
1275	5 200 [34]	8 200 [34]	10 100 [11]
7469	5 075 [17]	6 300	10 800

Мы благодарны В.Л. Афанасьеву за получение спектров галактики NGC 7469 на 6-м телескопе, Е.П. Павленко и Л.М. Шариповой за фотометрические наблюдения ее, проведенные на МТМ-500, В.И. Бурнашеву, В.В. Прокофьевой и А.Н. Абраменко за консультации, Е.А. Лиморенко, В.Т. Жоголевой и Л.И. Филатовой за помощь в подготовке рукописи к печати.

Ноябрь 1988 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Seyfert C.K. // *Astrophys. J.* 1943. Vol. 97. P. 128.
2. De Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A. // *Astron. J.* 1968. Vol. 73. P. 858–861.
3. Проник И.И. // *Астрон. журн.* 1972. Т. 49. С. 768.
4. Засов А.В., Лютый В.М. // Там же. 1973. Т. 50. С. 253.
5. Неизвестный С.И. Исследование фотометрических особенностей сейфертовских галактик: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Тарту, 1988. 183 с.
6. Засов А.В., Лютый В.М. // Письма в "Астрон. журн." 1981. Т. 7. С. 459.
7. Rodriguez Espinoza J., Rudy R., Jones B. // *NASA Conf. Publ.* 1987. N 2466. P. 669–674.
8. Hodge P.W. // *Astron. J.* 1968. Vol. 73. P. 846.
9. Shu H.J., Simkin S.M. // *Astrophys. J.* 1980. Vol. 238.
10. Павлова Н.Н. Деп. № 2831–81. Астрофиз. ин-т АН Казахской ССР. 1981.
11. Dahari O., de Robertis M. // *Astrophys. J.* 1988. Vol. 331. P. 727.
12. Метик Л.П., Проник И.И. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1976. Т. 55. С. 188.
13. Метик Л.П., Проник И.И. // Там же. 1977. Т. 56. С. 52.
14. Метик Л.П., Проник И.И. // *Астрофизика.* 1979. Т. 15. С. 37.
15. Проник И.И., Метик Л.П. // Там же. 1981. Т. 17. С. 19.
16. Метик Л.П., Проник И.И. // Там же. С. 629.
17. Pronik I., Metik L. // *New ideas in astronomy* / Ed. F. Bertola, J. Sulentic, B. Madore. Cambridge etc.: Cambridge Univ. press, 1988. P. 119.
18. Stockton A. // *Astrophys. J.* 1972. Vol. 173. P. 247.
19. Амбарцумян В.А., Шахбазян Р.К. // *Докл. АН АрмССР.* 1957. Т. 25. С. 185.

20. Holmberg E. // Ann. Observ. Lund. 1937. N 6. P. 114–158.
21. Burbidge E.M., Burbidge G.R., Prendergast K.H. // Astrophys. J. 1963. Vol. 137. P. 1022.
22. De Robertis M.M., Pogg R.W. // Astron. J. 1986. Vol. 91. P. 1026.
23. Humason M.L., Mayall N.U., Sandage A.R. // Ibid. 1956. Vol. 61. P. 97.
24. Weedman D. // Astrophys. J. 1973. Vol. 183. P. 29.
25. Barbieri C., di Rerego Alighieri S., Zambon M. // Astron. and Astrophys. 1977. Vol. 57. P. 353.
26. Cuti Roc M., Rudy R.M., Rieke G.H., Tokunaga A.T., Willner S.P. // Astrophys. J. 1984. Vol. 280. P. 521.
27. Ulvestad J.S., Wilson A.S., Sramek R.A. // Ibid. 1981. Vol. 247. P. 419.
28. Heckman T., Beckwith S., Blitz L., Skrutskie M., Wilson A. // Ibid. 1986. Vol. 305. P. 157.
29. Wilson A.S., Baldwin J.A., Sun Sze-Dung, Wright A.E. // Ibid. Vol. 310. P. 121.
30. Каплан С.А., Пикельнер С.Б. // Межзвездная среда. М.: Физматгиз, 1963. С. 140.
31. McCall M.L., Rybski P.M., Shields G.A. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1985. Vol. 57. P. 1.
32. Афанасьев В.Л., Проник И.И. // Астрофизика. 1980. Т. 16. С. 405.
33. Метик Л.П., Проник И.И. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1988. Т. 80. С. 76–83.
34. Fesen R.A., Blair W.P., Kirshner R.P. // Astrophys. J. 1982. Vol. 262. P. 171.
35. Burbidge E.M., Burbidge G.R. // Ibid. 1965. Vol. 142. P. 1351.
36. Rubin V., Ford W., Peterson C., Oort J. // Ibid. 1977. Vol. 211. P. 693.
37. Rubin V., Ford W., Peterson C., Lunds C. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1978. Vol. 37. P. 235.
38. Johnson H. // Astrophys. J. 1965. Vol. 141. P. 923.
39. Абраменко А.Н., Павленко Е.П., Прокофьева В.В. // Фотометрические и поляриметрические исследования небесных тел: Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1985. С. 184.
40. Sandage A.B. // Astrophys. J. 1962. Vol. 135. P. 333.
41. Eggen O.F., Sandage A.B. // Ibid. 1969. Vol. 158. P. 669.
42. Медведев В.Г., Павленко Е.П., Прокофьева В.В. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1985. Т. 73. С. 122.
43. Страйжис В.Л. // Многоцветная фотометрия звезд. Вильнюс: Моклас, 1977. С. 105.
44. Vuta R. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1986. Vol. 61. P. 631.
45. Буриаев В.И. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1983. Т. 67. С. 13.
46. Cowie L., Fabian A., Nilsen P. // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1980. Vol. 191. P. 399.
47. Minkowski R. // Proc. IAU Sump. N 4 / Ed. H.C. van de Hulst. Cambridge: Univ. press, 1957. P. 107.

УДК 520.84

К ВОПРОСУ О ПЕРЕМЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕПРЕРЫВНОМ И ЛИНЕЙЧАТОМ СПЕКТРЕ ЯДРА ГАЛАКТИКИ NGC 1275

Н.И. Меркулова, Л.П. Метик, И.И. Проник

В КАО АН СССР на телескопе АЗТ-11 наблюдались потоки излучения от ядра галактики NGC 1275 в области линии H_{β} , дублета [OIII] $\lambda 4959 + 5007 \text{ \AA}$ и непрерывного спектра (по отношению к звезде сравнения). Выходная щель спектрофотометра 80 \AA , входная диафрагма $10''$. Весь массив наблюдений за 35 ночей с 1982 по 1987 г. составил 379 измерений в каждом спектральном интервале, с временным разрешением полчаса. Анализ этих массивов показал: 1) стандартные отклонения всех трех совокупностей превышают ошибки наблюдений в 2–3 раза; 2) в декабре 1985 г. была вспышка в непрерывном спектре, на $0^m,26$, не отразившаяся на характере изменения потоков в линиях; 3) распределение величин, близкое к нормальному, которое может быть обусловлено случайными процессами, наблюдается только для потоков излучения в области H_{β} . Различный вид распределений массивов измерений для области дублета [OIII] и линии H_{β} позволяет заподозрить, что причины переменности у них разные.

ON THE NGC 1275 NUCLEUS VARIABILITY IN CONTINUOUS AND EMISSION LINES SPECTRUM by N.I. Merkulova, L.P. Metik, I.I. Pronik. The fluxes observations of the NGC 1275 nucleus were carried out in Crimean observatory with 1,25-m telescope AZT-11 in the spectral regions of H_{β} , [OIII] $\lambda 4959+5007 \text{ \AA}$ and continuum (with reference to the comparable star). The entrance diaphragm was $10''$, the slit of the spectrophotometer was 80 \AA . In total 379 observations in each spectral region were obtained during 35 nights from 1982 till 1987, with time resolution $0^h,5$. Analysis of all these data shows: 1) standard deviations of each statistical population exceeded the r.m.s. in 2–3 times; 2) the $0^m,26$ flare in continuum fluxes in December, 1985 was not detected in lines fluxes; 3) normal distribution of fluxes values, caused by accidental processes, are observed only for H_{β} line. Different character of fluxes values distributions for [OIII] and H_{β} lines permit us to suppose, that they have different causes of variations.

Для создания модели газовой оболочки ядер сейфертовских галактик важно знать характерное время переменности эмиссионных линий в спектре их излучения, а также характер этой переменности. Такие исследования проводятся для многих сейфертовских галактик, однако получаемые при этом ряды наблюдений позволяют судить лишь о таких характерных временах переменности, как годы, месяцы, в крайнем случае, недели [1]. Попытки получения плотных рядов наблюдений с возможно малым временным разрешением пока еще весьма редки. Следует упомянуть о наблюдениях на 6-метровом телескопе в 1977 г., когда в течение четырех ночей было получено 126 спектрограмм ядра галактики NGC 1275, обработка которых позволила заподозрить изменения эквивалентных ширин для всех наблюдавшихся эмиссионных линий за $2^d,3$ и за полчаса — для водородных линий [2–5].

С 1982 по 1987 г. проводились наблюдения потоков излучения от ядра галактики NGC 1275 в области линии H_β , дублета [OIII] $\lambda 4959 + 5007 \text{ \AA}$ и в соседнем участке непрерывного спектра в районе $\lambda 5200 \text{ \AA}$ (в дальнейшем обозначены I_1 , I_2 и I_3 соответственно) со спектрофотометром АСП-38, установленным на 1,25-метровом телескопе АЗТ-11. Входная диафрагма составляла $10''$, выходная щель имела ширину 80 \AA . Наблюдения проводились методом дифференциальной фотометрии по отношению к звезде сравнения S_2 из списка В.М. Лютого [6], расположенной на расстоянии $\sim 7'$ от галактики и измерявшейся нами в области $\lambda 5200 \text{ \AA}$. Продолжительность одного наблюдения, охватывающего галактику в трех спектральных диапазонах, фон неба и звезду сравнения, равна примерно полчаса. В каждом спектральном диапазоне делалось от 1 до 44 измерений за ночь. Непрерывный ряд наблюдений не превышал четырех ночей. Методика наблюдений и возможные инструментальные ошибки описаны в [7–9]. Отметим лишь следующее:

1. При каждом положении щели спектрофотометра от звезды сравнения накапливалось 5000–6000 квантов, от галактики в области непрерывного спектра — 1500–2000 квантов, в области дублета [OIII] — 3000–3500 квантов, а в области линии H_β — 2200–2700 квантов. Фон составлял примерно 40 квантов.

2. Поток излучения от галактики в области непрерывного спектра по отношению к потоку от звезды сравнения $I_c/I_* = I_3/I_*$ измерялся с точностью $\sigma \sim 5\%$, а разность относительных потоков между излучением в области линии H_β и в области континуума $(I_1 - I_3)/I_* \approx I_\beta/I_*$, принимаемая нами за поток в линии H_β , измерялась с точностью $\sigma \sim 11\%$. Аналогичная разность $(I_2 - I_3)/I_* \approx I_{[OIII]}/I_*$, принимаемая нами за поток в области дублета [OIII], измерялась с точностью $\sigma \sim 10\%$ [10].

Результаты наблюдений за 12 ночей с 12.11.1982 по 5.03.1984 г., представляющие собой 101 измерение потока от ядра галактики NGC 1275 в каждом спектральном диапазоне, опубликованы в [8]. За период с 15.01.1985 по 23.10.1987 г. было получено еще 278 измерений за 23 ночи. Таким образом, весь массив наблюдений с 1982 по 1987 г. составляет 379 измерений в каждом интервале спектра за 35 ночей. Почти все эти наблюдения (за исключением последних трех ночей) мы проанализировали, предварительно усреднив данные за каждую ночь, и отметили, что с увеличением потока в континууме растет поток в эмиссионных линиях [10].

Несмотря на большие ряды наблюдений, анализ затрудняется их чрезвычайной неоднородностью во времени. Как первый шаг такого анализа мы рассмотрели каждый из массивов I_c/I_* , I_β/I_* и $I_{[OIII]}/I_*$ в целом. На рис. 1, а–в приведены гистограммы этих величин, а в таблице — характеристики этих массивов: n — количество членов, m_1 — среднее по массиву, m_2 — дисперсия, $\sqrt{m_2}/m_1$ — стандартное отклонение, σ — ошибка одного измерения, оцененная в [7–9]. Видно, что стандартные отклонения всех трех совокупностей превышают ошибки наблюдений в 2–3 раза. Это говорит о том, что полученные распределения не определяются только ошибками наблюдений. Более того, распределение величин I_c/I_* оказалось двугорбым. При этом второй максимум, соответствующий более яркому состоянию континуума, свидетельствует о поярчении непрерывного спектра на $0^m,26$ и полностью относится к наблюдениям, выполненным в течение

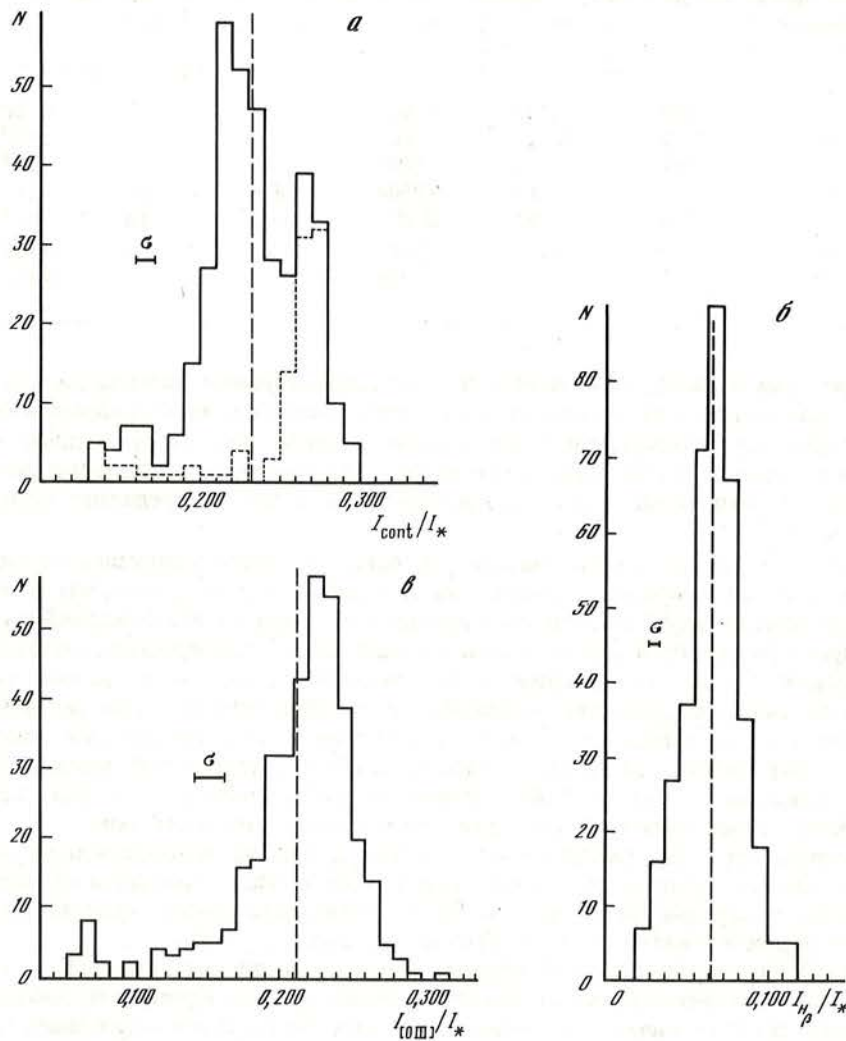


Рис. 1. Гистограммы распределения величин относительных потоков излучения от ядра галактики NGC 1275
 а — в непрерывном спектре, б — в области линии $H\beta$, в — в области дублета [OIII]
 Каждый массив составлен из 379 измерений. По оси ординат — количество событий

трех ночей в 1985 г: 06–07.12 — 44 измерения, 07–08.12 — 18 измерений и 08–09.12—30 измерений, т.е. всего 92 измерения.

Важно было проверить, не является ли эта особенность результатом инструментальной ошибки. Для этого мы провели сравнение наблюдений, выполненных в декабре 1985 г., с другими сезонами наблюдений. В ночи 03–04.12.1984 и 06–07.12.1984 г., когда для галактики было получено соответственно 22 и 44 измерения, условия наблюдений (прозрачность) были примерно одинаковыми. Оказалось, что хотя количество квантов, зарегистрированных при измерении звезды сравнения C_2 , в эти даты менялось примерно на 2,5%, средние за ночь значения потока для NGC1275 в непрерывном спектре изменились на 20%. Это позволяет нам считать реальными происшедшие изменения континуума.

Далее был проведен анализ полученных гистограмм величин I_c/I_* , I_{β}/I_* и $I_{[OIII]}/I_*$ с целью проверки предположения о нормальном распределении полученных рядов изме-

Анализируемая величина	n	m_1	m_2	$\sqrt{m_2/m_1}, \%$	$\sigma, \%$	Q
I_c/I_*	379	0,232	0,001	13,8	5	$6 \cdot 10^{-4}$
I_c/I_* (1985 г.)	92	0,271	0,002	16,5	5	10^{-36}
I_c/I_* (ост.)	287	0,219	0,0007	12,1	5	10^{-5}
I_β/I_*	379	0,063	0,0004	30,6	11	0,11
$I_{[OIII]}/I_*$	379	0,212	0,002	20,2	10	10^{-13}
$I_V(NGC1275)$	27	0,727	0,0005	3,2	2	0,014
$I_V(NGC7027)$	23	3,787	0,0016	1,1	2	0,15

рений. При этом необходимо отметить, что все анализируемые массивы данных представляют собой частные от деления двух массивов, распределенных по нормальному закону. В случае, если дисперсия величин, стоящих в знаменателе, мала (в нашем случае дисперсия величин $I_* \leq 1,5\%$), так что величина в знаменателе не принимает отрицательных значений, отношение двух переменных тоже будет распределено нормально (см. [11, с. 29–30]).

Предположив, что измеряемые массивы представляют собой независимые измерения случайных величин с априори неизвестными функциями распределения, мы проверили на всех массивах нулевую гипотезу H_0 о равенстве полученных из наблюдений распределений, характеризующихся своими средними значениями и дисперсиями, и нормальных распределений с теми же средними и дисперсиями. По программе, взятой из [12], проверялась гипотеза равенства ожидаемых и наблюдавшихся частот по критерию χ^2 Пирсона, а также вычислялся уровень значимости Q : если вычисленное значение Q мало ($Q < Q_0$), гипотезу H_0 следует отвергнуть. Обычно критическое значение Q_0 выбирают в пределах от 0,1 до 0,001. Количество наблюдений должно быть не менее 30–50. Вычисленные значения Q приводятся в последнем столбце таблицы.

Вероятность того, что распределение массива измерений в непрерывном спектре (рис. 1, а) является нормальным, очень мала ($\sim 0,06\%$). Не подчиняются нормальному закону также измерения, полученные в 1985 г. (пунктирная линия на рис. 1, а) а также остаточное распределение из 287 измерений непрерывного спектра.

Вид аналогичных распределений потоков излучения в линиях (рис. 1, б, в) отличается от только что рассмотренного: нет никакой двугорбости. Кроме того, наблюдения, выполненные в 1985 г. ничем не отличаются от остальных массивов наблюдений. Однако если для массива измерений в области линии H_β существует некоторая вероятность, равная 11% того, что это распределение является нормальным, не позволяющая нам отверг-

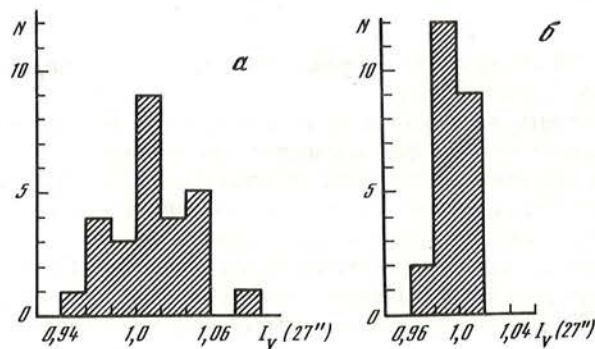


Рис. 2. Гистограммы распределения измерений в фильтре V по данным В.М. Лютого
а — для галактики NGC1275, б — для планетарной туманности NGC7027. Диафрагма 27

нуть нулевую гипотезу, то для массива измерений в области дублета [OIII] такая вероятность практически равна нулю.

Аналогичные распределения были нами построены для измерений в системе V , проводившихся В.М. Лютым в тот же период, что и наши. На рис. 2 показано распределение измерений, выполненных в диафрагме $27''$ для галактики NGC 1275, для планетарной туманности NGC 7027 (соответственно 27 и 23 измерения) [6]. Даже на примере столь малых выборок можно видеть, что распределение измерений галактики NGC 1275 вряд ли можно назвать нормальным, в то время как измерения планетарной туманности распределены нормально. Надо отметить, что в декабре 1985 г., когда наши наблюдения показали скачкообразное поярчение непрерывного спектра излучения ядра галактики NGC 1275, у В.М. Лютого измерений не было.

Таким образом, распределение измерений, близкое к нормальному, которое может быть обусловлено случайными процессами, можно предположить только в случае измерения потоков в области линии $H\beta$. Различный вид распределений массивов для потоков в области дублета [OIII] и в области линии $H\beta$ позволяет заподозрить, что причины переменности у них разные.

Авторы выражают глубокую благодарность В.М. Лютому за предоставление результатов наблюдений, Е.А. Лиморенко, В.Т. Жоголевой, Л.И. Филатовой — за помощь при подготовке статьи к печати.

Ноябрь 1988 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Pronik I.* // Observational evidence of activity in galaxies: Proc. IAU Symp. N 121 / Ed. E.Khachikian et al. Dordrecht, 1987. P. 169.
2. Меркулова Н.И., Проник И.И. // *Астрофизика*. 1983. Т. 19. С. 245.
3. Меркулова Н.И., Проник И.И. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории*. 1983. Т. 68. С. 93.
4. Меркулова Н.И., Проник И.И. // Там же. 1985. Т. 71. С. 160.
5. Меркулова Н.И., Проник И.И. // Там же. 1989. Т. 81. С. 124.
6. Лютый В.М. Оптическая переменность рентгеновских двойных и ядер галактик: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М., 1976. 244 с.
7. Меркулова Н.И. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории*. 1986. Т. 75. С. 175.
8. Меркулова Н.И., Проник И.И. // Там же. 1987. Т. 77. С. 135.
9. Меркулова Н.И., Метик Л.П., Проник И.И. // Там же. С. 144.
10. Меркулова Н.И., Метик Л.П., Проник И.И. // Там же. 1988. Т. 79. С. 133.
11. Идье В., Драйард Д., Джеймс Р., Рус М., Садуле Б. // *Статистические методы в экспериментальной физике*. М.: Атомиздат, 1976. С. 30.
12. Цветков А.Н., Епанечников В.А. // *Прикладные программы для микроЭВМ*. М.: Финансы и статистика, 1984. С. 118.

УДК 524.7

НАБЛЮДЕНИЯ НЕСКОЛЬКИХ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА ВОЛНАХ В ДИАПАЗОНЕ 3–4 ММ

Н.С. Нестеров, И.И. Зинченко, А.Г. Кисляков, А.В. Лапинов, И.Г. Моисеев

Приведены плотности потоков от восьми компактных внегалактических радиоисточников, измеренные в отдельные моменты времени в 1973–1987 гг. на одной из волн в интервале 3,3–4 мм. У двух всплесков 1983 и 1984 гг. в квазаре 3С 273 зависимость амплитуды от длины волны A (λ) в интервале волн 1–24 мм имела максимумы вблизи $\lambda = 6$ мм. Форма A (λ) на волнах длиннее 8 мм хорошо описывается в модели адиабатически расширяющегося облака релятивистских частиц, а на $\lambda < 8$ мм она лучше соответствует модели релятивистской струи, электроны в которой ускорены ударной волной.

THE OBSERVATIONS OF SEVERAL EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES AT 3–4 MM WAVELENGTHS, by N.S. Nesterov, I.I. Zinchenko, A.G. Kislyakov, A.V. Lapinov, I.G. Moiseev. The flux densities from 8 compact extragalactic radio sources measured at several random moments in 1973–1987 are presented. The observations were carried out on the 22-meter radio telescope of the Crimean Astrophysical

Observatory at one of wavelengths in the range from 3,3 to 4 mm. Amplitudes of two outbursts observed in quasar 3C 273 in 1983 and in 1984 have dependence on wavelength $A(\lambda)$ with the maximum occurred close to 6 mm wavelength. The model of quasar variable component as adiabatically expanding cloud of relativistic particles fits well the mentioned $A(\lambda)$ shape at $\lambda > 8$ mm, but the relativistic beam model with electrons accelerated by shock fits $A(\lambda)$ better at $\lambda < 8$ mm.

Параметры переменности излучения активных внегалактических радиоисточников довольно хорошо изучены на сантиметровых волнах благодаря длительным (с 1965 г.) наблюдениям, выполненным с адекватным перекрытием по времени на частотах 4,8; 8,0 и 14,5 ГГц [1]. Однако на частотах выше 15 ГГц ощущается явный недостаток наблюдательных данных, хотя именно этот диапазон (15–100 ГГц) представляется перспективным для исследования переменных источников, так как в нем начинают сказываться эффекты малой оптической толщи переменных компонентов в активных ядрах галактик, да и самих ядер непосредственно [2]. Поэтому даже единичные измерения плотностей потоков от вышеуказанных объектов в диапазоне 15–100 ГГц при объединении их с данными на других частотах могут дать существенно новую информацию о физических условиях в ядрах галактик и в их переменных компонентах.

Наблюдения галактики 3C 84 и квазара 3C 273 на волнах в диапазоне от 4 до 3,3 мм (75–90 ГГц) проводились нами эпизодически с 1973 г. при помощи 22-метрового радиотелескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. В 1987 г. в связи с повышением чувствительности применявшегося приемника список наблюдаемых объектов был расширен.

Плотности потоков от источников измерялись с помощью супергетеродинного модуляционного приемника, разработанного и изготовленного в Институте прикладной физики АН СССР для спектральных наблюдений молекулярных линий в диапазоне 2,6–4 мм. Приемник постоянно совершенствовался, поэтому его чувствительность изменялась от 0,2 К в первые моменты наблюдений до 0,05 К в наблюдениях после 1985 г., когда смеситель и первые каскады усилителя промежуточной частоты стали охлаждаться до 20 К с помощью установки замкнутого цикла. Шумовая температура радиометра стала составлять 400–500 К, полоса пропускания ~ 1 ГГц. Состав и параметры его в последнем варианте описаны в [3]. Угловое разрешение РТ-22 на указанных волнах составляло примерно $40''$.

Антенные температуры излучения от источников измерялись известными в радиоастрономии методами ON–ON или ON–OFF. В методе ON–ON определялась разность между средними значениями антенных температур при сопровождении источника в течение 20–100 с вначале так называемым основным, затем опорным главными лепестками диаграмм направленности РТ-22, формирующимися при диаграммной модуляции между различными направлениями, разнесенными в азимутальном направлении на $8'$. В результате модуляции осуществлялась фильтрация флуктуаций излучения атмосферы Земли. При использовании метода ON–OFF антенна отводилась от источника на соседнюю точку фона. Очевидно, что первый способ давал в 2 раза лучшее отношение сигнала к шуму, так как сигнал от источника при этом удваивался по сравнению с методом ON–OFF.

Антенные температуры исправлялись за поглощение в атмосфере Земли, которое определялось методом разрезов. В качестве калибровочных источников для дальнейшего пересчета антенных температур в плотности потоков наблюдались планеты Юпитер и Сатурн, для которых были приняты яркостные температуры 180 и 140 К соответственно [4]. Эффективная площадь РТ-22 составляла ~ 100 м² в зените (экстраполированное значение) и уменьшалось до 30 м² на зенитном расстоянии $\sim 60^\circ$. Зависимость эффективной площади от зенитного расстояния учитывалась при пересчете антенных температур в плотности потоков.

Наведение на источник осуществлялось с учетом систематических ошибок наведения РТ-22 согласно методике, изложенной в [5]. Точность установки антенны на заданные

Название источника	Эпоха наблюдений	Длина волны, мм	Плотность потока, Ян	Название источника	Эпоха наблюдений	Длина волны, мм	Плотность потока, Ян
3C 84	1976,414	3,97	31±3		1986,142	3,54	10,7±1,3
	1976,657	3,97	28±2		1986,786	3,54	18,2±2,2
	1976,668	3,41	25±3		1987,400	3,54	24,2±2,3
	1976,701	3,97	25±3		1987,422	3,52	21,0±0,8
	1983,114	3,39	48,0±1,9		1987,510	3,55	15,1±1,8
ОН 471	1983,136	3,39	3,3±1,0		1987,520	3,32	14,9±0,5
3C 273	1973,665	3,87	24,7±3,2	3C 279	1987,526	3,32	7,3±0,7
	1976,362	3,96	27,3±1,0	NRAO 530	1987,532	3,32	4,5±0,7
	1983,101	3,4	25,0±2,5	2145+067	1987,520	3,32	6,0±0,3
	1983,153	3,4	25,2±2,5	СТА 102	1987,532	3,32	1,2±0,2
	1984,362	3,41	52,2±3,2	3C 454.3	1987,518	3,32	7,0±0,6
	1985,332	3,54	22,7±0,6				

координаты контролировалась по наблюдениям сильных источников, включавших 3C 84 и 3C 273.

Применявшийся радиометр предназначался для спектральных измерений, и средняя принимавшаяся приемником длина волны сигнала изменялась в пределах от 3,3 до 4 мм в зависимости от того, какой источник молекулярных линий наблюдался непосредственно перед компактным внегалактическим объектом. В таблице приведены результаты наблюдений источников, названия которых даны в первой колонке, эпохи наблюдений — во второй, средняя регистрируемая длина волны — в третьей, а плотности потоков, усредненные за интервал примерно в неделю, вместе со среднеквадратичными ошибками измерений даны в четвертой колонке. Данные измерений в таблице показывают несомненную переменность излучения обоих источников — 3C 84 и 3C 273. Некоторое изменение длины волны измерений от эпохи к эпохе не играет существенной роли, так как спектры наблюдавшихся источников в миллиметровом диапазоне плоские, т.е. потоки слабо зависят от длины волны. Об этом же свидетельствуют результаты наблюдений квазара 3C 273 вблизи момента 1987,5, когда волны наблюдений равнялись 3,55 и 3,32 мм, а плотности потоков практически совпадали.

На рис. 1 показаны вариации радиоизлучения квазара 3C 273 в интервале длин волн 24–1,1 мм, происходившие в 1980–1986 гг. Рисунок составлен с привлечением данных из [6] на волнах 24; 13,5 и 8,2 мм и из [7–9] на волнах 13,5; 3,35 и 1,1 мм, а также из [10] на $\lambda = 8,2$ мм. Видно, что в излучении квазара в 1980–1984 гг. происходили всплески с частотой один всплеск в год с постоянно увеличивающейся амплитудой. В 1984 г. всплеск произошел не в "фазе" с предыдущими: если в три предыдущих года максимумы достигались осенью, то в 1984 г. максимум наступил весной. С максимумом всплеска на волне 8,2 мм совпали наши измерения в мае 1984 г. на волне 3,4 мм (эпоха 1984,362, см. таблицу). После этого всплеска потоки от квазара на всех волнах стали быстро падать и достигли в 1986 г. минимальных величин, почти совпадавших с наблюдавшимися в предыдущем аналогичном минимуме 1979 г., по крайней мере на 13,5 и 8,2 мм [11].

Данные на рис. 1 не позволяют проследить эволюцию всплесков 1983 и 1984 гг. в деталях из-за недостаточно частых наблюдений на коротких волнах, но по ним можно построить зависимость плотностей потоков от частоты в минимуме 1986 г. — спектр излучения спокойного компонента, а также аналогичные зависимости амплитуды всплесков, т.е. превышения максимальной всплесковой составляющей над спокойным уровнем. Эти спектры нанесены на рис. 2.

Рис. 2 показывает, что в рассматриваемом интервале волн 1,1–24 мм с уменьшением частоты амплитуды всплесков вначале возрастают, достигают широкого максимума вблизи примерно 50 ГГц (6 мм), а затем, начиная с частоты ~ 35 ГГц ($\lambda = 8,5$ мм),

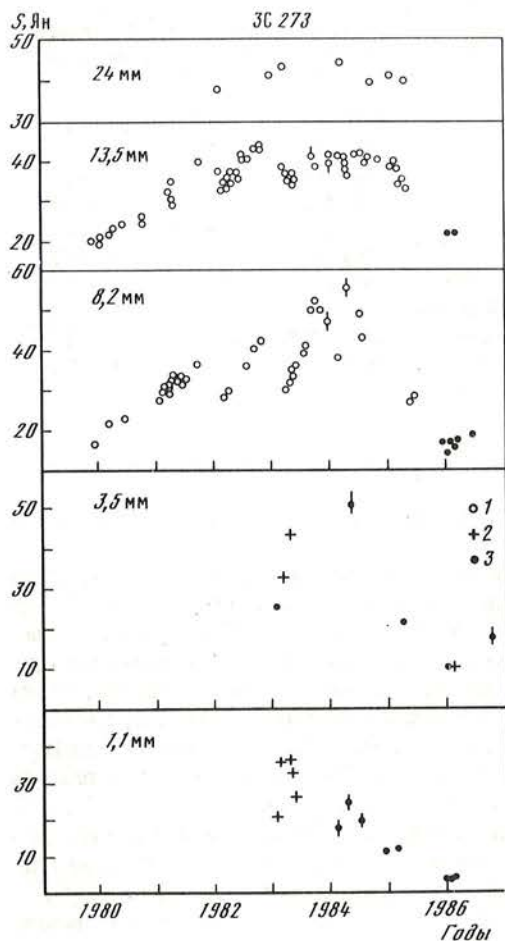
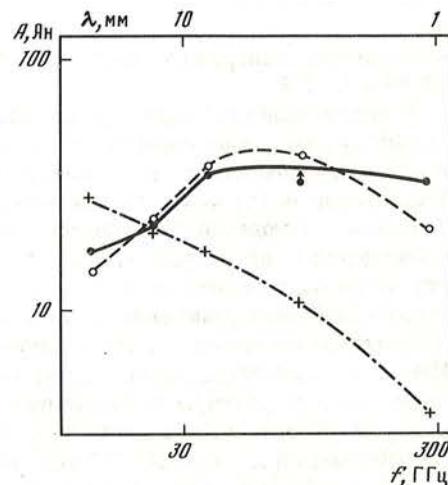


Рис. 1. Зависимость плотностей потоков от квазара 3С 273 на миллиметровых волнах в 1980–1986 гг.

1 – данные из [6], 2 – [7, 8], 3 – [9, 10]

Рис. 2. Спектры излучения спокойного компонента квазара 3С 273 (крестики и штрихпунктирная линия) и амплитудные спектры всплесков 1983 г. (точки и сплошная линия) и 1984 г. (кружки и штриховая линия)



изменяются согласно закономерности $A \sim f^\alpha$, где $\alpha \approx +1$. Такое поведение амплитуды всплесков качественно соответствует модели переменных компонентов в ядрах галактик [12]. В этой модели всплески развиваются в релятивистской струе плазмы, направленной под малым углом к лучу зрения, в результате прохождения по ней ударной волны. Волна ускоряет электроны в струе до релятивистских энергий, что выражается в появлении всплеска и затухании его после прохождения волны в результате адиабатических и синхротронных потерь энергии электронами. Однако угасание всплесков на частотной шкале в квазаре 3С 273 происходило существенно быстрее, чем предсказывается в модели [12]. Согласно ей в низкочастотной части спектра должна наблюдаться зависимость $A \sim f^{+0,6}$, а в действительности наблюдается $A \sim f^{+1}$.

С другой стороны, начальная фаза обоих всплесков в квазаре 3С 273 противоречит модели, предложенной Шкловским и подробно описанной, например, в [13]. В ней всплески происходят вследствие выбросов из активных ядер галактик облаков релятивистской плазмы с вмороженным магнитным полем, которые, расширяясь и высвечиваясь, должны давать весь комплекс наблюдаемых во время всплесков явлений. Привлекательность этой модели заключается в том, что при наблюдениях методом радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами действительно видны движущиеся от ядер компактные компоненты. Согласно [2], спектральный индекс всплесковой компоненты в оптически тонкой части в среднем равен $-0,2$, что соответствует спек-

тральному индексу энергетического распределения электронов $\gamma = 1,4$. Тогда, согласно [13], амплитуда всплесков должна зависеть от частоты с показателем $\alpha = +1$, постоянным на всей частотной шкале. Очевидно, что только низкочастотная часть зависимости $A(\lambda)$ на рис. 2 у обоих всплесков хорошо соответствуют этому значению α .

Таким образом, мы показали, что на фазе развития оба всплеска, наблюдавшиеся в 1983 и 1984 гг. у квазара 3С 273, лучше описываются с помощью модели [12], а на фазе угасания они лучше соответствуют модели [13]. По-видимому, лучшего согласия с наблюдавшейся зависимостью $A(\lambda)$ можно добиться, если считать, что развитие всплескового компонента в модели [12] на фазе его угасания происходит по сценарию [13]. С другой стороны в модели [13] молчаливо предполагается, что мы видим облака плазмы, вызывающие всплески, в момент их зарождения, т.е. бесконечно малыми по объему, что является математической идеализацией явления. Некоторая модификация этой модели на начальных этапах способна, возможно, устранить несоответствие между предсказываемой ею и наблюдаемой зависимостью $A(\lambda)$ на начальной стадии развития всплесков во внегалактических радиоисточниках.

Ноябрь 1988 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Aller H.D., Aller M.F., Latimer G.E., Hodge P.E. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1985. Vol. 59. P. 513–768.
2. Valtaoja E., Haarala S., Lehto H. et al. // *Astron. and Astrophys.* 1988. Vol. 203. P. 1–20.
3. Зинченко И.И., Буров А.Б., Вдовин В.Ф. и др. // Письма в "Астрон. журн". 1987. Т. 13. С. 582–588.
4. Мусеев И.Г., Нестеров Н.С. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1985. Т. 73. С. 154–165.
5. Нестеров Н.С. // Там же. С. 189–198.
6. Salonen E., Teräsraanta H., Urpo S. et al. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1987. Vol. 70. P. 409–435.
7. Robson E.I., Gear W.K., Clegg P.E. et al. // *Nature.* 1983. Vol. 305. P. 194–196.
8. Robson E.I., Gear W.K., Brown L.L.E. et al. // *Ibid.* 1986. Vol. 323. P. 134–136.
9. Courvoisier T.J.-L., Turner M.J.L., Robson E.I. et al. // *Astron. and Astrophys.* 1987. Vol. 176. P. 197–209.
10. Мусеев И.Г., Нестеров Н.С., Ефанов В.А. и др. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1989. Т. 78. С. 112–122.
11. Ефанов В.А., Мусеев И.Г., Нестеров Н.С., Туури М., Урпо С. // Там же. 1983. Т. 68. С. 104–108.
12. Marshner A.P., Gear W.K. // *Astrophys. J.* 1985. Vol. 298. P. 114–127.
13. Kellermann K.I., Pauliny-Toth I.I.K. // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.* 1981. Vol. 19. P. 373–410.

УДК 620.627:52–337

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ЗВЕЗД ПО ВОДОРОДНЫМ ЛИНИЯМ С ПОМОЩЬЮ ДВУХЛУЧЕВОГО ПОЛЯРИМЕТРА С АКУСТООПТИЧЕСКИМ МОДУЛЯТОРОМ

В. Вайсс¹, В.П. Маланушенко, Н.М. Шаховской

Описана методика и аппаратура, предназначенная для измерения магнитных полей по водородным линиям. Эта методика основана на измерении круговой поляризации в линии $H\beta$ с помощью двухлучевого поляриметра, имеющего два измерительных канала, работающих в режиме счета фотонов, и контрольного канала. Во всех каналах свет проходит через соответствующие плечи составного акустооптического (фотоупругого) модулятора, возбуждаемого одним и тем же пьезокварцем и модулирующего форму поляризации с частотой 35 кГц. Сигнал контрольного канала используется для коммутации счетчиков импульсов ФЭУ измерительных каналов и для автоматической регулировки амплитуды модуляции. В измерительных каналах установлены интерференционные фильтры с полосой пропускания 6 Å, которую можно смещать по спектру путем наклона фильтра. Система регистрации состыкована с локальной сетью ЭВМ. Приведены результаты пробных наблюдений магнитных полей 4 A_p -звезд, а также широкополосных измерений круговой поляризации

¹ Венская обсерватория, Австрия.

поляра AM Her. Сравнение этих результатов с имеющимися данными показывает, что наша методика и аппаратура позволяет получать надежные измерения магнитных полей порядка 500–1000 Гс у звезд до 7–8 величины и широкополосные измерения круговой поляризации слабых звезд.

THE STELLAR MAGNETIC FIELD MEASUREMENTS AT HYDROGEN LINES WITH THE DOUBLE-BEAMS POLARIMETER WITH PHOTOELASTIC MODULATOR, by W. Weiss, V.P. Malanushenko and N.M. Shakhovskoy. The method and equipment for the magnetic field measurements at hydrogen lines are described. This method is based on the measurements of circular polarization in the wings of $H\beta$ line with two-beams polarimeter which has two main channels operated in photoncounts mode and control channel. In all channels the light pass through connected arms of photoelastic modulator excited by the same piezoquartz element and operating at the frequency 35 Kcs. Signal from control channel used for commutation of the counters in main channels and for the automatic regulating of the modulating amplitude. In both main channels the narrow-band interference filters are setting; their pass bands about 6 Å may be shifted by inclination of filters. The registration system is based at the local computer network. The results of testing magnetic field observations for 4 A_p -stars are presented together with wide-band observations of circular polarization for polar AM Her. The comparison of this results with the known data shows that our method and equipment are able to performe the reliable measurments of magnetic field about 500–1000 Gauss for the stars as faint as 7–8 mag and wide-band measurements of circular polarization for the more faint stars.

1. Введение

Одно из крупнейших достижений современной астрофизики — выяснение важнейшей роли магнитного поля в космических процессах. Подавляющая часть материи во Вселенной существует в форме плазмы, поведение которой в значительной мере контролируется магнитным полем. Магнитное поле играет исключительно важную роль как на ключевых этапах эволюции звезд — их формирования или коллапса — так и в активных процессах на поверхности звезд и в их окрестностях. Поэтому трудно переоценить значение наблюдательных данных о магнитных полях в атмосферах звезд для решения коренных проблем физики и эволюции звезд.

Несмотря на то, что первые прямые измерения магнитных полей звезд были выполнены Бибкоком [1] более 40 лет назад (а магнитные поля на Солнце измеряются уже более 70 лет), наблюдательные данные о звездных магнитных полях остаются достаточно скудными. Наиболее полный каталог измерений магнитных полей [2] включает около 750 звезд, из которых только у 180 удалось надежно измерить или оценить магнитное поле. Это положение еще усложняется тем, что наблюдаемые магнитные поля звезд, как правило, переменны и для надежного определения их параметров требуются сравнительно длительные ряды однородных наблюдений. Имеющихся же данных явно недостаточно для решения многих проблем, связанных с происхождением, структурой и эволюцией магнитных полей звезд и с их влиянием на физические процессы внутри и вне звезд. Поэтому любое пополнение банка наблюдательных данных о магнитных полях звезд является очень важным и ценным.

Большинство существующих данных о магнитных полях звезд получено классическим методом, основы которого заложил Бибкок [1, 3], — по фотографическим измерениям зеемановского сдвига узких линий поглощения (главным образом металлов) в спектрах, снятых с поляризационным анализатором. Этот метод позволяет непосредственно измерять эффективное значение продольного поля на диске звезды и не требует специальной калибровки. Однако он может быть успешно применен только для звезд с узкими линиями (малыми $v \sin i$), в основном в интервале спектральных классов, где линии металлов достаточно многочисленны, но не слишком бледнеют (звезды от поздних В до F). Кроме того, метод требует применения высоких дисперсий, которые могут быть получены только на куде-спектрографах больших телескопов для относительно ярких звезд. Хотя в последние годы применение панорамных высокочувствительных светоприемников и развитие методов обработки и анализа спектров позволило расширить возможности метода, все же ограничения на ширины линий и спектральные классы звезд пока еще остаются.

Учитывая эти ограничения, в последние 15–20 лет предложено несколько новых ме-

тодов измерения или оценки магнитных полей звезд. Одни из них базируются на широкополосных измерениях круговой и линейной поляризации [4, 5] и обычно дают надежные результаты только для сверхсильных полей, которые могут наблюдаться у вырожденных компактных объектов — белых карликов и нейтронных звезд. Другие методы основаны на сравнении ширин линий с различной чувствительностью к магнитному полю и позволяют оценить максимальную абсолютную напряженность (но не направление) магнитного поля на диске звезды [6–8]. По-видимому, применение этих методов особенно выгодно для звезд со сложной структурой поля, локализованного в отдельных пятнах различной полярности, для которых другие методы не дают положительных результатов.

Одним из наиболее перспективных методов, существенно расширяющим возможности измерения магнитных полей звезд, является впервые предложенный Энджелом, Лендстритом и Борра [9–11] метод, основанный на фотоэлектрических измерениях круговой поляризации в крыльях водородных (или гелиевых) линий, создаваемой эффектом Зеемана. Из-за большой ширины водородных линий он не требует высокого спектрального разрешения и может быть реализован при помощи интерференционных фильтров с полосой пропускания порядка 5–10 Å, центрированных на крыльях соответствующих линий. Опыт наблюдений Борра, Лендстрита и их сокурсников показывает, что при использовании телескопов 1–1,5 м этот метод не уступает в точности и проникающей способности классическому методу Беккока и в то же время свободен от ограничений на ширины линий и спектральные классы звезд.

Как показали Борра и Лендстрит [11], даже для звезд, хорошо изученных фотографическим методом, их метод дает принципиально новые результаты. Действительно, известно, что у магнитных A_p -звезд наблюдается неоднородность в распределении многих элементов по поверхности звезды. Поэтому результаты измерений магнитных полей по линиям этих элементов отражают не только распределение по поверхности магнитного поля, но и особенности в распределении этих элементов (в основном металлов). Водород же в отличие от металлов распределен равномерно, и магнитные поля, найденные по водородным линиям, лучше отражают общие характеристики магнитного поля звезды в целом. Как показано в [11, 12], кривые изменения продольного поля, полученные по водородным линиям, как правило, содержат только первую гармонику периода вращения звезды, соответствующую дипольному полю, в то время как аналогичные кривые по линиям металлов (фотографические) обычно имеют более сложный характер. Из-за этого геометрические характеристики общего (дипольного) поля звезды — угол наклона оси вращения к лучу зрения i и угол между осью диполя и осью вращения β — наиболее уверенно определяются именно по водородным линиям.

2. Основные требования к методике и аппаратуре

Круговая поляризация в крыле водородной линии при заданном значении эффективного магнитного поля зависит от ширины используемого спектрального интервала $\Delta\lambda$ и от градиента интенсивности в данной точке контура линии. При $\Delta\lambda$ много меньшем полной ширины линии степень круговой поляризации будет равна

$$p_c = (\delta\lambda_H)(1/I(\lambda)) (dI/d\lambda), \quad (1)$$

где $I(\lambda)$ — контур спектральной линии, а

$$\delta\lambda_H = 4,67 \cdot 10^{-13} g \lambda^2 H_{\parallel} \quad (2)$$

— зеемановский сдвиг σ -компоненты линии с фактором Ланде g и длиной волны λ (Å) в продольном магнитном поле напряженностью H_{\parallel} (Гс). Для линии H_{β} ($\lambda = 4861$ Å, $g \approx 1$) мы имеем

$$p_c = 1,1 \cdot 10^{-5} [(dI/d\lambda)/I] H_{\parallel}. \quad (3)$$

При спектральном интервале $\Delta\lambda$, сравнимом с шириной линии, фактор $(dI/d\lambda)/I$ зависит как от формы полосы пропускания используемого фильтра, так и от профиля линии в спектре звезды. Согласно [11], при использовании интерференционного фильтра с полушириной 5 Å для линии H_β $(dI/d\lambda)/I = 0,07 \text{ \AA}^{-1}$, и из (3) получаем

$$p_c = 7,7 \cdot 10^{-7} H_{\parallel}; \quad H_{\parallel} \approx 1,3 \cdot 10^4 p_c (\%), \quad (4)$$

т.е. магнитному полю в 1 кГс соответствует поляризации 0,077%. Отсюда заключаем, что для измерения умеренных магнитных полей в несколько сот гаусс необходимо обеспечить точность измерения круговой поляризации порядка 0,01%, чему соответствует ошибка магнитного поля около 130 Гс. В свою очередь, для измерения степени поляризации с такой точностью необходимо зарегистрировать не менее 10^8 световых квантов.

Из (3) следует, что для перехода от измеренной круговой поляризации к эффективному значению продольного поля необходимо с достаточной точностью знать относительный градиент $(dI/d\lambda)/I$ в контуре линии для конкретной звезды и используемого фильтра. В принципе, возможны три способа определения этого градиента и зависящего от него калибровочного множителя.

1. Зная кривую пропускания фильтра и используя сетку моделей Куруца [13], для которых вычислены точные контуры водородных линий, можно рассчитать относительные градиенты путем свертки пропускания фильтра и контура линии при переменном положении полосы фильтра относительно центра линии. Таким образом можно определить не только расчетное значение градиента, но и оптимальное (т.е. дающее максимальный градиент) положение полосы фильтра относительно контура линии.

2. Ход градиента для данного фильтра можно определить эмпирически для каждой звезды, сканируя контур линии путем наклона фильтра. При этом не требуется знать точную форму полосы пропускания фильтра и истинный профиль линии. Необходимо, однако, знать зависимость между углом поворота фильтра (или связанным с ним отсчетом механизма поворота) и длиной волны центра полосы пропускания. Практически подобные измерения можно достаточно точно провести только с двухканальным прибором, измеряя отношение интенсивностей в двух точках контура: фиксированной и переменной. В этом случае полученные контуры и их градиенты не будут зависеть от атмосферной экстинкции, точности гидирования и других неконтролируемых факторов.

3. Наконец, для перехода от измеренной поляризации к магнитному полю можно непосредственно сравнить эти поляризации с известными из литературы значениями поля для нескольких хорошо изученных магнитных звезд и тем самым определить коэффициент в формуле (4). Но при этом измерения магнитных полей не будут независимыми и в них полностью войдут возможные ошибки измерений и их калибровки, допущенные предыдущими исследователями.

Практически мы использовали все эти три способа калибровки и сравнили их результаты. Это сравнение будет приведено ниже.

Из проведенного общего рассмотрения методики фотоэлектрических измерений магнитных полей звезд по водородным линиям и из анализа работ [9–12] можно вывести следующие основные требования к методике и аппаратуре для таких измерений.

1. Аппаратура и методика должны обеспечить точность измерений круговой поляризации порядка 0,01%. Очевидно, что такую точность можно получить только дифференциальным методом, квазисовременно измеряя интенсивность право- и левополяризованного света, т.е. в режиме быстрой модуляции формы поляризации (фазовой модуляции). Только при такой модуляции изменения полного сигнала, вызванные атмосферой или аппаратурой, не будут искажать значений поляризации. Кроме того, необходимо, чтобы паразитная модуляция, возникающая в аппаратуре или обусловленная наличием линейной поляризации, была достаточно мала и поддавалась надежному учету.

2. Для наиболее полного использования собранного телескопом света (что необходимо для обеспечения максимально возможной точности измерений) следует применять двухлучевой анализатор типа призмы Волластона и два светоприемника, которые могут с соответствующими фильтрами одновременно измерять поляризацию в двух крыльях линии. Такая схема позволяет также достаточно точно определять градиенты интенсивности в контуре линии, необходимые для независимой калибровки измерений.

Ниже приводится описание нашего двухлучевого поляриметра и результаты его испытаний, показавшие, что он в основном удовлетворяет поставленным требованиям.

3. Двухлучевой поляриметр с акустооптическим модулятором

3.1. Принцип работы

Поляриметр, использованный нами для измерения магнитных полей по водородным линиям, был сконструирован и изготовлен в СКБ ЛФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР по техническому заданию, согласованному с Крымской обсерваторией [14]. При этом основными требованиями к прибору были: 1) возможность измерения всех четырех параметров Стокса исследуемого света; 2) наиболее полное использование светового потока; 3) независимость измерений степени поляризации от изменений полного светового потока; 4) отсутствие паразитной (приборной) поляризации. Эти требования в основном совпадают со сформулированными выше требованиями к аппаратуре для измерения магнитных полей звезд. Из них однозначно следуют необходимость применения двухлучевого анализатора и фазовой модуляции на достаточно высокой частоте, т.е. использования модулятора, позволяющего изменять разность фаз между лучами с ортогональными состояниями поляризации (при фиксированном положении анализатора). Из двух возможных типов фазового модулятора — электрооптического (ячейка Покельта) на кристалле ADP, KDP и др. и акусто- или пьезооптического — был выбран последний из-за его высокой прозрачности в широкой области спектра и большой угловой апертуры, исключающей необходимость коллимации светового пучка перед модулятором. Такой модулятор, впервые примененный Кемпом [15], может использоваться в достаточно широком спектральном диапазоне и обеспечивает высокую (20–50 кГц) частоту модуляции. Главный недостаток акустооптического модулятора — невозможность получения наиболее выгодной прямоугольной формы модуляции разности фаз, что несколько снижает его эффективность (см. ниже). Естественный режим для акустооптического модулятора — синусоидальная модуляция на первой резонансной гармонике, чему соответствует установление в нем стоячей ультразвуковой волны с пучностью напряжений в его центре и узлами на концах модулятора. В этом режиме частота модуляции однозначно определяется длиной модулятора.

Рассмотрим основные формулы, определяющие принятую методику изменения параметров поляризации. Положим, что свет с подлежащими изменению параметрами Стокса I, Q, U, V последовательно проходит через модулятор, создающий переменный фазовый сдвиг $\delta = \delta_0 \sin \omega t$ (где δ_0 — параметр, определяющий амплитуду модуляции, а $\omega = 2\pi f = 2\pi/T$ — круговая частота) и двухлучевой анализатор, главные оси которого повернуты на угол ψ относительно оси действия напряжений в модуляторе (оси наибольшей скорости). При этом интенсивности двух световых пучков, выходящих из анализатора, описываются формулами (см. [16])

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{1}{2} [I + Q(\cos^2 2\psi + \sin^2 2\psi \cos \delta) + U(1 - \cos \delta) \cos 2\psi \sin 2\psi + V \sin 2\psi \sin \delta], \\ I_2 &= \frac{1}{2} [I - Q(\cos^2 2\psi + \sin^2 2\psi \cos \delta) - U(1 - \cos \delta) \cos 2\psi \sin 2\psi - V \sin 2\psi \sin \delta]. \end{aligned} \quad (5)$$

Прибор имеет два основных режима работы, соответствующих измерениям круговой и линейной поляризации. Для режима круговой поляризации, практически реализованного при измерениях магнитных полей, оптимальным является значение $\psi = \pi/4 = 45^\circ$, дающее максимальное значение коэффициента при параметре круговой поляризации V . Для каждого из двух световых пучков мы имеем два регистриру-

щих устройства (счетчика импульсов ФЭУ), переключаемых синхронно с фазами периода модуляции T и накапливающих сигнал в течение достаточно большого числа циклов модуляции. Обозначим средние значения $\sin \delta$ и $\cos \delta$ для двух интервалов фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ и $\varphi_3 - \varphi_4$, соответствующих включению каждой пары счетчиков, соответственно s_1, s_2 и c_1, c_2 и, полагая $\psi = \pi/4$, из (5) получаем следующие выражения для отсчетов четырех счетчиков $N_1 - N_4$ за время накопления ΔT , которое принимаем одинаковым для всех счетчиков:

$$\begin{aligned} N_1 &= (k_1/2)\Delta T(I + Qc_1 + Vs_1), \\ N_2 &= (k_1/2)\Delta T(I + Qc_2 + Vs_2), \\ N_3 &= (k_2/2)\Delta T(I - Qc_1 - Vs_1), \\ N_4 &= (k_2/2)\Delta T(I - Qc_2 - Vs_2), \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} c_1 &= \frac{1}{\varphi_2 - \varphi_1} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \cos(\delta_0 \sin \varphi) d\varphi; & c_2 &= \frac{1}{\varphi_4 - \varphi_3} \int_{\varphi_3}^{\varphi_4} \cos(\delta_0 \sin \varphi) d\varphi; \\ s_1 &= \frac{1}{\varphi_2 - \varphi_1} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sin(\delta_0 \sin \varphi) d\varphi; & s_2 &= \frac{1}{\varphi_4 - \varphi_3} \int_{\varphi_3}^{\varphi_4} \sin(\delta_0 \sin \varphi) d\varphi; \end{aligned}$$

а коэффициенты k_1, k_2 характеризуют чувствительность светоприемников, которая в общем случае может быть различной для разных фотоумножителей.

Из (6) получаются следующие выражения для параметра:

$$V = \frac{2(N_1 - N_2)}{k_1 \Delta T (s_1 - s_2)} - Q \frac{c_1 - c_2}{s_1 - s_2} = \frac{-2(N_3 - N_4)}{k_2 \Delta T (s_1 - s_2)} - Q \frac{c_1 - c_2}{s_1 - s_2}. \quad (7)$$

Выбрав фазовые интервалы так, что $\varphi_1 = \varphi_4 = 0, \varphi_2 = \varphi_3 = \pi$, мы получим $c_1 = c_2 = 0, s_1 = -s_2 = s$. То же самое справедливо из соображений четности и нечетности соответствующих функций для любых интервалов, симметричных относительно фаз $\pi/2$ и $3\pi/2$. В этом случае

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{k_1 \Delta T} (N_1 + N_2) = \frac{1}{k_2 \Delta T} (N_3 + N_4), \\ V &= \frac{N_1 - N_2}{k_1 \Delta T s} = - \frac{N_3 - N_4}{k_2 \Delta T s}. \end{aligned} \quad (8)$$

Безразмерный параметр Стокса v (степень круговой поляризации p_c) определяется по формуле

$$v = p_c = \frac{V}{I} = \frac{1}{s} \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} = \frac{1}{s} \frac{N_4 - N_3}{N_4 + N_3}. \quad (9)$$

Это означает, что каждая экспозиция дает нам два независимых значения степени круговой поляризации в каждом из двух измерительных каналов, не зависящие от абсолютной чувствительности этих каналов и времени накопления ΔT .

Абсолютная калибровка измерений круговой поляризации и точность ее определения зависят от значения параметра s , являющегося функцией амплитуды δ_0 и фаз $\varphi_1 - \varphi_4$. Расчеты показывают, что при $\varphi_1 = \varphi_4 = 0, \varphi_2 = \varphi_3 = \pi$ оптимальным значением амплитуды будет $\delta_0 = 114^\circ$ (см. [15]). При этом параметр s (т.е. площадь соответствующей полуволны функции $\sin(\delta_0 \cos \varphi)$) достигает максимума, равного 0,79. Как видно, в этом случае мы хотя и проигрываем в эффективности случаю прямоугольной модуляции с $\delta = \pm \pi/4$, но проигрыш этот невелик и составляет около 20%.

Так как каждый из измерительных каналов, соответствующих двум выходящим из

анализатора световым пучкам, в режиме измерения круговой поляризации работает независимо, то мы имеем возможность, поместив в каждый пучок соответствующий фильтр, проводить одновременные измерения круговой поляризации в двух участках спектра (например, в двух крыльях водородной линии). Но из-за зависимости фазового сдвига, даваемого модулятором при заданном возбуждающем напряжении, от длины волны эти участки должны отстоять друг от друга не более чем на несколько сотен ангстрем.

В режиме измерения линейной поляризации оптимальное значение угла ψ между главными осями модулятора и анализатора равно $\pi/8 = 22,5^\circ$. При этом значении ψ из (5) следует

$$\begin{aligned} N_1 &= (k_1/2) [I + \frac{1}{2} Q(1 + c_1) + \frac{1}{2} U(1 - c_1) + (\sqrt{2}/2) V s_1], \\ N_2 &= (k_1/2) [I + \frac{1}{2} Q(1 + c_2) + \frac{1}{2} U(1 - c_2) + (\sqrt{2}/2) V s_2], \\ N_3 &= (k_2/2) [I - \frac{1}{2} Q(1 + c_1) - \frac{1}{2} U(1 - c_1) - (\sqrt{2}/2) V s_1], \\ N_4 &= (k_2/2) [I - \frac{1}{2} Q(1 + c_2) - \frac{1}{2} U(1 - c_2) - (\sqrt{2}/2) V s_2], \end{aligned} \quad (10)$$

Выбрав интервалы фаз $\varphi_1 = -1/4\pi, 3/4\pi; \varphi_2 = 1/4\pi, 5/4\pi; \varphi_4 = \varphi_1; \varphi_3 = \varphi_2$, центрированные относительно фаз 0 и π , мы будем иметь $s_1 = s_2 = 0$. Параметры c_1 и c_2 будут иметь разные знаки и абсолютные величины. Из (10) при этом можно получить

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{4} (l_1 + l_2 + l_3 + l_4), \quad l_1 = N_1/k_1; \quad l_2 = N_2/k_1; \quad l_3 = N_3/k_2, \quad l_4 = N_4/k_2, \\ Q &= \frac{1}{c_1 - c_2} [(l_1 - l_3)(1 - c_2) - (l_2 - l_4)(1 - c_1)], \\ U &= \frac{1}{c_1 - c_2} [-(l_1 - l_3)(1 + c_2) + (l_2 - l_4)(1 + c_1)]. \end{aligned} \quad (11)$$

Отсюда следует, что в режиме измерения линейной поляризации каналы не будут независимыми и результаты измерений зависят от отношения чувствительности двух различных светоприемников k_1/k_2 , что вызывает необходимость специальной калибровки и контроля этого отношения. Оптимальная амплитуда модуляции, дающая максимальное значение разности $c_1 - c_2$, лежит в интервале $170-180^\circ$. При $\delta_0 = 180^\circ$ $c_1 = +0,306$, $c_2 = -0,915$.

Все приведенные выше значения параметров s и c относятся к монохроматическому свету. Из-за зависимости оптической амплитуды δ от длины волны для гетерохромного излучения эффективные величины s и c несколько понижаются, что, в принципе, ухудшает точность измерения параметров поляризации. Однако наши расчеты показывают, что для широких спектральных полос, соответствующих цветам UBVR системы Джонсона, это понижение не превышает 1% и что коэффициенты s, c_1, c_2 для каждой из этих полос слабо зависят от спектрального состава исследуемого света. Но при работе в различных частях спектра (разных цветах) необходимо для каждого цвета устанавливать свою оптимальную амплитуду модуляции.

Из изложенного следует, что для надежных измерений параметров поляризации необходимо, во-первых, иметь жесткую привязку временных интервалов работы счетчиков импульсов к фазам периода модуляции и, во-вторых, устанавливать и поддерживать оптимальную для данного спектрального интервала амплитуду оптической модуляции. Для успешного выполнения этих условий в поляриметре предусмотрен специальный контрольный (или опорный) канал. Источником света в нем является лампа накаливания со стабилизированным питанием. Свет этой лампы со 100%-ной (круговой или линейной в зависимости от режима работы) поляризацией проходит через второе плечо модулятора, возбуждаемое тем же пьезокварцем, что и модулятор измерительного канала, и после анализатора (призмы Глана) падает на свой светоприемник — ФЭУ, работающий в аналоговом режиме. Сигнал с этого ФЭУ, модулированный точно так

же, как составляющая измеряемого светового потока с соответствующей формой поляризации, используется для формирования опорных сигналов, переключающих счетчики импульсов измерительных ФЭУ, и для автоматической установки и поддержки оптимальной для данного спектрального интервала амплитуды модуляции.

3.2. Оптическая схема

В соответствии с описанными принципами построена оптическая схема поляриметра, изображенная на рис. 1. Ее основными элементами в измерительном канале являются: сменные входные диафрагмы (1) в фокальной плоскости телескопа; узел подзора, состоящий из подвижной призмы (2) и микроскопа МИР-1 (3); сменные широкополосные светофильтры (4); двулучевый акустооптический модулятор на частоту 35 кГц (5), составленный из пьезокварца в центре и склеенных с ним двух блоков плавленного кварца по бокам; кварцевая линза поля (6); призма Волластона (7); интерференционные фильтры с регулируемым наклоном (8); кварцевые линзы Фабри (9); фотоумножители Hamamatsu R1635-02 (10). Основные элементы контрольного канала: лампа накаливания (11); конденсор (12); призмы Глана (13, 14); ромб Френеля (15); линза Фабри (16) и фотоумножитель (17). Между ромбом Френеля и анализатором — призмой Глана — помещаются фильтры (4), аналогичные фильтрам измерительного канала, и второе плечо модулятора (5). В режиме измерения линейной поляризации призма Волластона вместе с фотоумножителями измерительного канала разворачивается на $22,5^\circ$; одновременно в контрольный канал вводится дополнительный поляризатор (18). В измерительном канале в пучок может вводиться призма Глана (13), служащая для калибровки линейной поляризации.

Первоначально прибор предназначался для измерения параметров поляризации в широких спектральных интервалах. Приспосабливая его для измерений магнитных полей

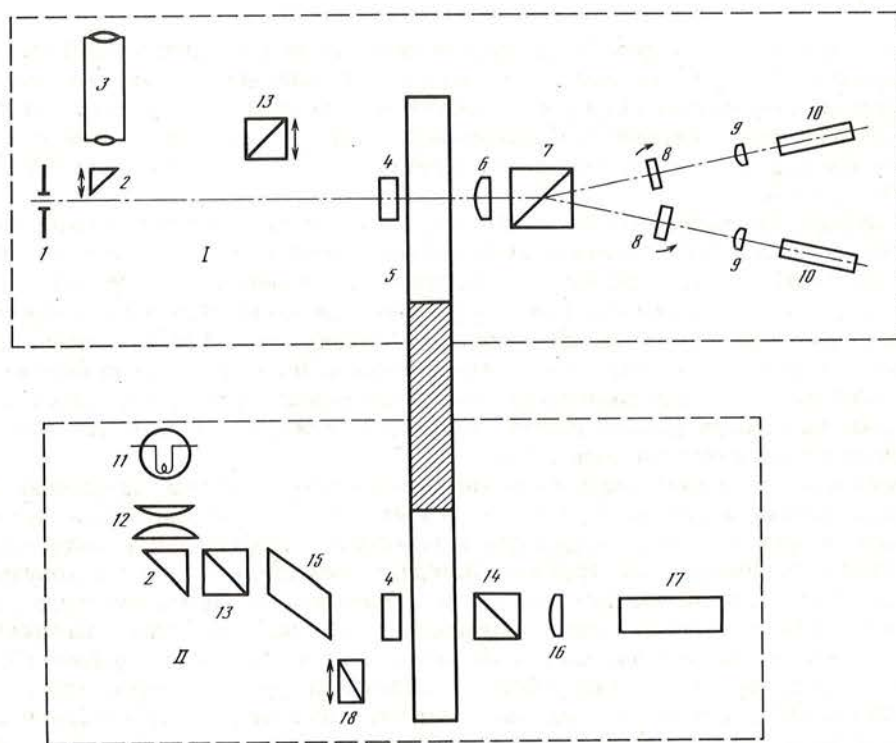


Рис. 1. Оптическая схема поляриметра

по водородным линиям, мы ввели в него дополнительные узлы интерференционных фильтров с регулируемым наклоном. Наклон фильтров контролируется микрометром с точностью до $0,01^\circ$, в диапазоне от 0 до 15° . Начальное (нормальное) положение фильтров устанавливается с точностью $0^\circ,1$ по автоколлимации от лазерного пучка. Вместе с введением интерференционных фильтров мы установили дополнительную линзу поля (6), которая строит изображение входного зрачка близ интерференционных фильтров; линзы Фабри переносят это изображение на фотокатод. Такая схема обеспечивает отсутствие виньетирования и минимизирует смещения выходных зрачков на фотокатоде при повороте интерференционных фильтров.

Для измерения магнитных полей в линии H_β мы использовали фильтры, изготовленные фирмой "Hugo Anders" (ФРГ) с полушириной 6 \AA (см. ниже).

Вначале в приборе использовались советские фотоумножители ФЭУ-79. Однако пробные наблюдения, проведенные в 1987 г., показали, что их параметры (темновой ток, чувствительность, стабильность) не обеспечивают необходимую для изучения магнитных полей звезд точность измерения круговой поляризации $\sim 0,01\%$. Поэтому в 1988 г. они были заменены на фотоумножители фирмы "Hamamatsu" (Япония) типа R1635-02, имеющие квантовый выход около 20% и темновой ток при комнатной температуре $20-30$ имп/с. Одновременно мы заменили имевшуюся ранее призму Волластона на новую, изготовленную фирмой "Jean Fichou" (Франция) с антирефлексными просветляющими покрытиями и углом между пучками 20° .

3.3. Система регистрации

Для оперативного сбора, хранения и обработки информации мы используем малую ЭВМ ДВК-3 с процессором типа "Электроника-60" (PDF-8), включенную в локальную сеть ЭВМ с центральным процессором СМ-4 (PDP-11). В 1987 г. мы использовали микроЭВМ "Мера-60" в автономном режиме с записью информации на гибкий магнитный диск. Связь поляриметра с ЭВМ осуществляется через модули КАМАК. Используются

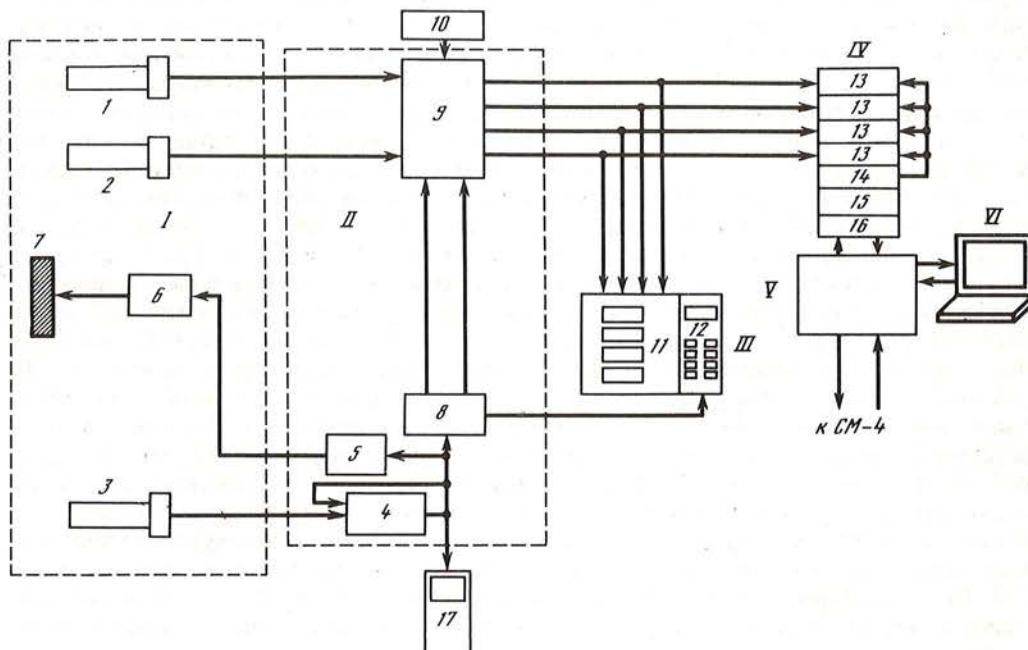


Рис. 2. Блок-схема регистрирующей аппаратуры

I — оптический блок; II — измерительный блок; III — блок регистрации и счета; IV — крейт КАМАК; V — мини-ЭВМ ДВК-3; VI — дисплей

четыре двоичных счетчика импульсов в стандарте КАМАК с емкостью 32 бит и быстродействием 15 МГц. Они подключены к выходам узла коммутации поляриметра параллельно с его штатными счетчиками, которые могут использоваться для визуального контроля и проверки. Время экспозиции задается таймером КАМАК и может меняться в широких пределах от миллисекунд до десятков минут.

Блок-схема регистрирующей части поляриметра изображена на рис. 2. Она включает в себя два фотоумножителя измерительного канала (1, 2) и один — контрольного (3) с их предусилителями (импульсными для измерительного и аналоговым для контрольного каналов). С ФЭУ контрольного канала сигнал поступает на широкополосный усилитель с АРУ (4), к которому подсоединены канал автоподстройки амплитуды модуляции (5), управляющий выходным напряжением генератора (6), возбуждающего пьезокварц модулятора (7). Сигнал с широкополосного усилителя поступает также на канал формирования стробов (8), выдающий сигналы, переключающие счетчики импульсов в узле коммутации (9). Для контроля длительности стробов имеется возможность подавать на все счетчики вместо импульсов ФЭУ импульсы таких же параметров, следующие с постоянной частотой 1 МГц от частотомера ЧЗ-35 (10). После узла коммутации импульсы подаются параллельно на блок регистрации и счета, содержащий четыре десятичных счетчика с визуальной индикацией (11) и устройство управления счетчиками (12), и на четыре двоичных счетчика в крейте КАМАК (13), управляемых таймером (14). В том же крейте КАМАК размещены высоковольтный источник для питания ФЭУ измерительного канала и часы реального времени (15), дающие в систему регистрации точное время для привязки наблюдений.

3.4. Алгоритмы работы

Во время наблюдений оперативная программа, постоянно хранящаяся в СМ-4, вводится в ОЗУ ДВК-3. Далее программа работает в интерактивном (диалоговом) режиме: по запросам программы наблюдатель указывает название объекта, положение интерференционных фильтров, тип измерений (фон, темнота, калибровка стробов, поляризация, контур линии), время экспозиции и число последовательных экспозиций. В ходе наблюдений после окончания каждой экспозиции на дисплей выдаются отсчеты четырех счетчиков для этой экспозиции. После выполнения заданного числа экспозиций на дисплее высвечиваются исправленные за предварительно измеренный фон средние по всем экспозициям отсчеты счетчиков и вычисленные по ним средние значения поляризации для двух каналов, определяемые по формулам (9), с их средними ошибками, найденными по дисперсии поляризаций для отдельных экспозиций. Одновременно показываются время начала и конца серии и отношение суммарных отсчетов счетчиков I и II каналов. Далее, по желанию наблюдателя, результаты измерений (как исходные отсчеты четырех счетчиков, так и средние для серии величины поляризации и отношения каналов вместе со временем начала и конца серии и признаком типа измерений) могут быть записаны в файл с соответствующим именем на жесткий магнитный диск СМ-4 для длительного хранения и последующей окончательной обработки и анализа. Эта обработка включает в себя учет среднего фона по наблюдениям его до и после объекта; выявление и отбрасывание сильно отклоняющихся от среднего наблюдений в соответствии с заданным критерием; вычисление средних за ночь значений степени круговой поляризации каждого объекта с их средними ошибками, определяемыми как по внутренней сходимости измерений, так и по статистике зарегистрированных квантов. По желанию оператора программа может также распечатать индивидуальные значения поляризации для каждой экспозиции и гистограмму отклонений их от средних значений. При необходимости полученные величины могут быть исправлены за инструментальную поляризацию и за неравенство времени работы различных счетчиков, определяемое по контрольному сигналу с частотой 1 МГц.

Как при оперативной обработке во время наблюдений, так и при окончательной обработке средние значения поляризации вычисляются по полным накопленным суммам

импульсов каждого счетчика, исправленным за фон неба и темновой ток. Это соответствует рекомендациям, приведенным в [17, 18], и фактически дает средневзвешенные значения степени поляризации, в которые данные для отдельных экспозиций входят с весами, пропорциональными числу накопленных импульсов.

При измерениях линейной поляризации обычно приходится учитывать поляризацию фона неба. Но при измерениях круговой поляризации вклад поляризации фона неба оказывается пренебрежимо малым, особенно при измерениях магнитных полей с узкими фильтрами, когда даже в лунные ночи основной составляющей фонового сигнала является темновой ток фотоумножителей. Поэтому мы постулируем, что круговая поляризация фона отсутствует, и вычитаем одни и те же средние для каждого канала отсчеты фона из отсчетов каждой пары счетчиков. Очевидно, что в этом случае наличие фона меняет лишь знаменатель в формулах (9), т.е. влияет только на масштабный коэффициент измеряемой поляризации. Практика показывает, что такой способ учета фона улучшает внутреннюю сходимость измерений и позволяет затрачивать меньше времени на его измерение.

Считая фон неполяризованным, из (9) можно получить следующее выражение для ошибки измерения степени поляризации, обусловленной только пуассоновской статистикой зарегистрированных импульсов ФЭЦ.

$$\sigma_{op} = \frac{\sqrt{\Sigma N_{*+ф}}}{s \Sigma N_*}, \quad (12)$$

где $\Sigma N_{*+ф}$ — полная сумма импульсов данного ФЭУ, накопленная в данной серии измерений от звезды вместе с фоном, а $\Sigma N_* = \Sigma N_{*+ф} - \Sigma N_{ф}$ — аналогичная сумма, полученная после вычитания фона.

3.5. Результаты лабораторных испытаний

В ходе проведенных летом 1988 г. лабораторных испытаний поляриметра в режиме измерения круговой поляризации мы оценили величину собственной инструментальной поляризации, коэффициент преобразования линейной поляризации в круговую и параметр, определяющий эффективность модуляции — величину s в формулах (9). В этих измерениях использовалась следующая схема: лампа накапливания со стабилизированным питанием освещала диафрагму, закрытую рассеивающей свет белой бумагой; изображение этой диафрагмы с помощью объектива проектировалось на входную диафрагму поляриметра. При этом объектив диафрагмировался так, чтобы сходимость пучка соответствовала светосиле телескопа (1 : 13 или 1 : 16). Между объективом и входной диафрагмой могли помещаться вращающийся анализатор (поляриод) и слюдяная пластинка, дающая фазовый сдвиг $\lambda/4$ для линии H_{β} (4861 Å). В результате было получено:

1. Собственная инструментальная круговая поляризация не превышает 0,01–0,02%.
2. Максимальное значение коэффициента преобразования линейной поляризации в круговую составляет $\sim 1,5\%$ (т.е. 100%-ная линейная поляризация дает круговую $\sim 1,5\%$). Как и следовало ожидать, величина и знак круговой поляризации, возникающий из линейной, зависят от ориентации последней. Наиболее вероятной причиной такой чувствительности прибора к линейной поляризации является недостаточно точная фазировка стробов, отпирающих соответствующие счетчики, что приводит к нарушению условий $c_1 = c_2 = 0$ (см. формулы (7)). Можно ожидать, что при улучшении фазировки стробов чувствительность к линейной поляризации понизится по крайней мере в несколько раз.
3. Измерения циркулярно-поляризованного света (с поляриодом и пластинкой $\lambda/4$) позволили найти значение параметра s в формулах (8, 9), т.е. определить масштабный коэффициент измеряемой круговой поляризации. Его значение (среднее из многих серий) получилось равным $0,80 \pm 0,01$. При этом мы подбирали такую ориентиров-

ку поляроида относительно пластинки $\lambda/4$ и такую амплитуду модуляции δ_0 , которые дают максимальное значение параметра s .

Результаты лабораторных испытаний показали также, что реальная внутренняя сходимость измерений круговой поляризации хорошо соответствует ошибке, ожидаемой по статистике зарегистрированных квантов.

4. Широкополосные измерения круговой поляризации

Для испытания возможностей поляриметра в режиме измерений круговой поляризации в широких спектральных интервалах (без интерференционных фильтров), а также для независимой калибровки по величине и знаку поляризаций, измеряемых в двух его каналах, мы провели специальные широкополосные наблюдения нескольких звезд с известной круговой поляризацией. Все эти наблюдения проводились в кассегреновском фокусе телескопа АЗТ-11 ($D/F = 1 : 12,8$) с широким фильтром, формирующим полосу, близкую к цвету V в системе Джонсона ($\lambda_{эфф} = 5500 \text{ \AA}$). 24/25 августа 1988 г. наблюдались стандартные звезды из списка [16] с нулевой поляризацией и уникальный DC-карлик EG 129 (Grw + 70° 8247) с постоянной круговой поляризацией $\sim 3\%$.

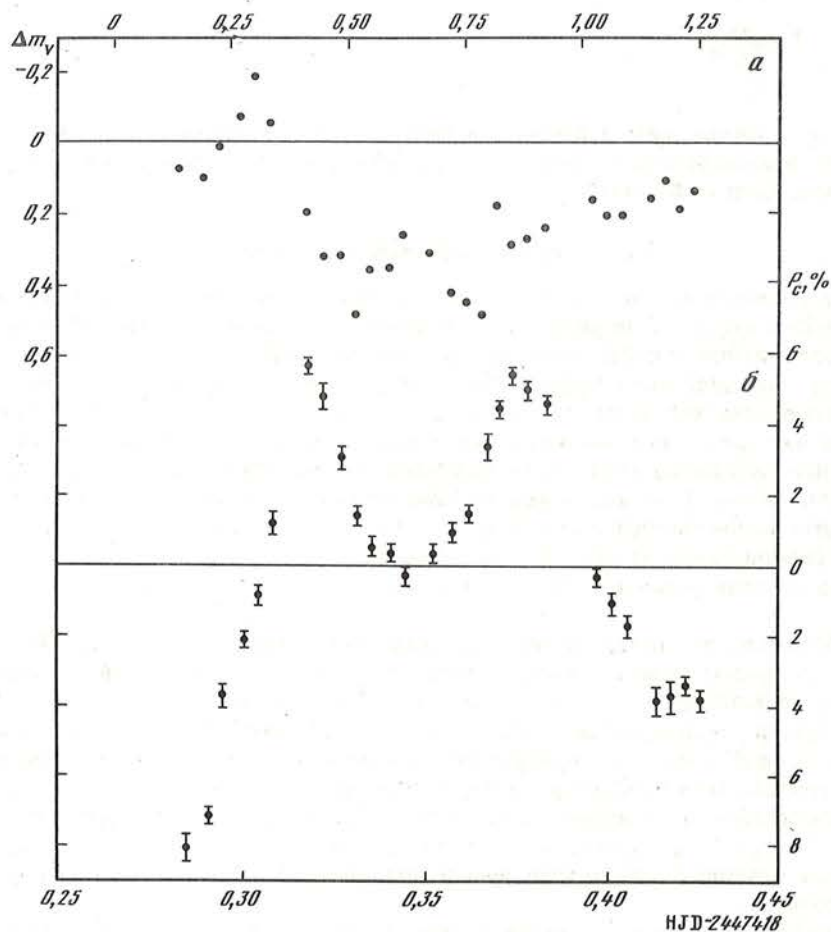


Рис. 3. Изменения блеска (а) и круговой поляризации (б) полярары АМ Нег по наблюдениям 13–14.09.1988 г

Данные обоих каналов усреднены по сериям длительностью 5 мин. Длина черточек соответствует $\pm\sigma$. Вверху указаны фазы, вычисленные по элементам из [22].

13/14 сентября 1988 г. повторно наблюдались те же объекты и поляр AM Нег, круговая поляризация которого в полосе V может иногда превышать 10% [19].

Наблюдения стандартных звезд показали, что инструментальная круговая поляризация, возникающая в системе телескоп + поляриметр, составляет 0,02 и 0,03% соответственно для двух каналов. Наблюдения EG 129 (в среднем по двум ночам и по обоим каналам) дали $p_c = 2,70 \pm 0,07\%$. Эти значения получены без учета коэффициента s в формулах (9), т.е. полагая $s = 1$. Наиболее надежные наблюдения Энджела и Лендстрита [20] дают для этого объекта в области 5400 Å постоянную круговую поляризацию $-3,13 \pm 0,19\%$ (при линейной поляризации около 2%). Сравнение наших наблюдений и данных из [20] позволяет найти величину $s = -0,86$, что несколько превышает значение $|s| = 0,80 \pm 0,01$, найденное по лабораторным измерениям с пластинкой $\lambda/4$. Причиной этого различия может быть довольно сложная зависимость круговой поляризации EG 129 от длины волны [21] и различия в реальных спектральных полосах в наших наблюдениях и в [20], а также ограниченная точность этих наблюдений.

Поляр AM Нег наблюдался 13 августа 1988 г. в течение 3,5 ч, что несколько превышает один полный период его, равный 3,09 ч. Наблюдения велись сериями из 10 экспозиций по 30 с каждая. Между сериями периодически измерялись фон неба и звезда сравнения с $V = 13^m,10$, расположенная в 1' севернее AM Нег. Результаты наблюдений показаны на рис. 3 (средние значения для каждой серии длительностью 5 мин, усредненные по обоим каналам). При этом коэффициент s принимался равным 0,81. Сравнение наших результатов с данными из [19, 22] показывает их качественное согласие, хотя, по нашим наблюдениям, амплитуда изменений круговой поляризации получается меньшей, чем найденная для полосы V в 1984 г. [19]. Но известно, что кривые изменения параметров поляризации у поляров могут сильно изменяться со временем; наши наблюдения также показывают, что на тех же фазах в соседних циклах круговая поляризация может быть различной.

Из изложенного следует, что наш поляриметр вполне пригоден для измерений круговой поляризации в широких полосах у таких объектов, как белые карлики и поляры.

5. Калибровка измерений магнитных полей

Как показано в разд. 2, для перехода от измеренных значений круговой поляризации p_c к эффективной напряженности продольного магнитного поля B_e необходимо знать относительный градиент $dI/d\lambda/I$ в рабочей точке контура водородной линии для конкретного фильтра и конкретной звезды. В ранних работах Борра и Лендстрита [10, 11] для всех звезд использовалось одно и то же значение градиента ($\sim 0,07$). В [12] указывается, что это может привести к систематическим ошибкам в B_e , составляющим 10–20%. Поэтому мы провели специальное теоретическое и экспериментальное исследование этого фактора.

Для теоретических расчетов мы использовали сетку моделей звездных атмосфер Куруца [13] и кривые пропускания наших фильтров, определенные фирмой "Andover Corporation" (рис. 4). Теоретические контуры вычислялись путем свертки этих кривых с модельными контурами линии H_β . Относительные градиенты определялись численным дифференцированием. Соответствующие вычисления были проведены в интервале $T_{эф}$ от 8000 до 15000 К и $\log g$ от 2,0 до 4,0. Примеры полученных контуров и градиентов для двух крайних значений $T_{эф}$ показаны на рис. 5. Из него следует, что максимальные значения относительных градиентов зависят от эффективной температуры звезды и могут изменяться в пределах 0,057–0,075 Å⁻¹. Но при этом положение максимумов градиентов ($\Delta\lambda = \pm 3$ Å) практически не зависит от температуры и светимости звезды и определяется в основном полушириной используемого фильтра.

На практике мы не можем непосредственно измерять сдвиг $\Delta\lambda$ полосы пропускания фильтра от центра линии. Во время наблюдений мы можем контролировать только отсчеты микрометра Δx в узле поворота фильтров, пропорциональные $\sin\alpha$, где α – угол поворота фильтра от его нормального положения, перпендикулярного световому пучку.

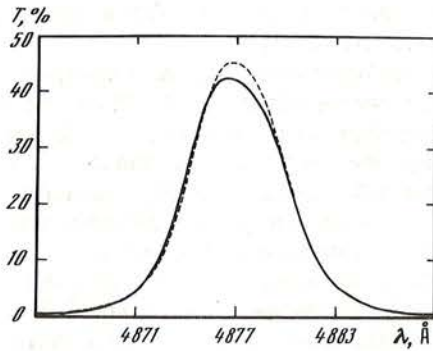


Рис. 4. Кривые пропускания интерференционных фильтров фирмы Hugo Anders. Сплошная кривая — фильтр 1, штриховая — фильтр 2

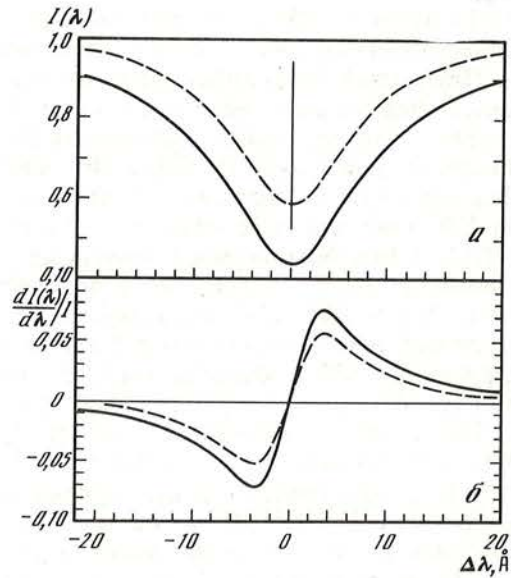


Рис. 5. Теоретические контуры $H\beta$ (а) и ход относительных градиентов $\frac{dI}{d\lambda} \frac{1}{I}$ для тех же теоретических контуров (б)
 Рассчитаны по моделям Куруца [13] с $T_{эф} = 8000$ К (сплошная линия) и $T_{эф} = 15000$ К (прерывистая линия), $\lg g = 4,0$ для полосы пропускания, изображенной на рис. 4 (фильтр 1)

ку. В свою очередь, угол α связан с длиной волны максимума пропускания соотношением

$$\lambda/\lambda_0 = (\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha})/n, \quad (13)$$

где n — коэффициент преломления слоев разделителя в интерференционном фильтре, а λ_0 — длина волны центра полосы пропускания при нормальном положении фильтра. Так как

$$\frac{dI}{d\lambda} = \frac{dI}{dx} \frac{dx}{d\lambda} = \frac{dI}{d(\sin \alpha)} \bigg/ \frac{d\lambda}{d(\sin \alpha)},$$

то из (13) имеем

$$d\lambda/d(\sin \alpha) = -\frac{\lambda_0}{na} \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}, \quad (14)$$

где a — известный геометрический параметр механизма поворота фильтров. К сожалению, фирма-изготовитель не сообщает величину n , и, следовательно, мы не можем однозначно определить отсчет x_0 , при котором полоса фильтра находится в центре линии. Но этот отсчет легко найти эмпирически, сканируя контур линии поворотом одного из фильтров при постоянном положении второго фильтра и регистрируя отношение показаний соответствующих каналов, т.е. относительный контур линии. Зная x_0 и соответствующий ему угол поворота α_0 , можно найти n и тем самым определить все параметры, позволяющие перейти от наблюдаемых градиентов dI/dx к истинным $dI/d\lambda$, которые необходимы для калибровки магнитных полей.

Таким способом мы определили эмпирические значения относительных градиентов для всех наблюдавшихся нами звезд. А оптимальные для измерений магнитного поля положения фильтров, соответствующие максимумам градиентов, определялись непосредственно из наблюдаемых контуров $I(x)$.

Полученные из измерений контуры не вполне соответствуют теоретическим. Причинами расхождений могут быть: несоответствие реальных профилей линии H_{β} модельным; отличия формы реальных полос пропускания интерференционных фильтров от кривых, принятых при расчетах, связанные с их далекими крыльями, со старением фильтров и с деформацией их полос пропускания при наклоне, которая не учитывалась в расчетах. Кроме того, на наблюдаемые контуры иногда могли повлиять многократные отражения в системе интерференционных фильтров—призма Волластона: часть света звезды, зеркально отраженная от фильтра, после отражения от призмы Волластона может попадать на ФЭУ как того же, так и другого канала. Этот эффект может сильно зависеть от юстировки фильтров и от положения звезды в диафрагме. Поэтому, используя для перехода от наблюдаемых поляризацій к эффективным магнитным полям эмпирические значения относительных градиентов, мы всегда старались проверить их реальность путем сравнения полученных таким образом магнитных полей для ряда стандартных звезд с данными Борра и Лендстрита [11]. Так как наблюдаемые градиенты в красном и синем крыльях линии обычно несколько различались, то мы делили измеренные в этих крыльях значения круговой поляризации (предварительно исправление за инструментальную поляризацию) на соответствующие им градиенты и из двух полученных значений поля брали среднее. Аналогичным образом вычислялись и средние ошибки полученных значений магнитного поля. При этом мы принимали, что коэффициент ε в (9) и (12) равен 0,80.

6. Результаты измерений магнитных полей

Измерения магнитных полей по линии H_{β} проводились в 1987–1988 гг. в каскадных фокусах двух телескопов Крымской астрофизической обсерватории: 2,6-м телескопе им. Г.А. Шайна в октябре 1987 г. и 21/26 сентября 1988 г. и 1,25-м телескопе АЗТ-11 в июле—сентябре и октябре 1988 г. В программу наблюдений входили главным образом A_p -звезды с хорошо изученными магнитными полями, необходимые для проверки методики и калибровки измерений. Для определения и учета инструментальной поляризации наблюдались также две нормальные A-звезды без магнитного поля: α Lac (в 1987–1988 гг.) и β Aig (в 1987 г.). Результаты наблюдений магнитных звезд приведены в таблице, в столбцах которой даны дата наблюдений, Юлианский день, фаза периода изменения магнитного поля, найденное среднее значение эффективного продольного поля и его средняя ошибка. Последняя находилась из ошибок измерения степени поляризации для каждого канала, определенных по дисперсии значений круговой поляризации для отдельных экспозиций. Как правило, они хорошо соответствовали ошибкам, ожидаемым по статистике квантов по (12). Далее приводятся краткие замечания по наблюдениям отдельных звезд.

1. 53 Cam = HD 65339.

Результаты наших измерений показаны на рис. 6, а. Фазы в таблице и на рис. 6, а вычислены по элементам [9]

$$\text{cross} = 2435855,652 + 8,0267 E.$$

Штриховая кривая на рис. 6, а соответствует параметрам изменений магнитного поля, найденным в [11]. Сравнение ее с наблюдаемыми точками показывает хорошее соответствие по амплитуде изменений поля, но для наилучшего совмещения точек с кривой последнюю необходимо сдвинуть по фазе на $\sim 0^{\text{p}},1$ (см. сплошную кривую). Число наших наблюдений пока недостаточно для надежного независимого определения параметров изменения магнитного поля; но согласие их с данными Борра и Лендстрита [11] после учета фазового сдвига вполне удовлетворительное.

2. 73 Dra = HD 196502.

Для этой звезды фотоэлектрические измерения магнитного поля по водородным линиям ранее не проводились. Наилучшие фотографические измерения Престона [23] дают амплитуду эффективного поля $-570 - +850$ Гс. Фазы в таблице и рис. 6, б вычис-

Дата	J.D.	φ	H_{eff}	Дата	J.D.	φ	H_{eff}	
1.53 Cam				3.73 Dra				
06.10.87	2447075,608	0,93	-4124 +/-1015	03.10.87	2447072,383	0,54	1141 +/-447	
07.10.87	076,557	0,95	-3372	570	04.10.87	073,361	0,59	-596
08.10.87	077,499	0,06	-406	885	06.10.87	074,362	0,64	-1308
09.10.87	078,578	0,20	4102	495	09.10.87	078,374	0,84	-304
10.10.87	079,558	0,32	2468	390	10.10.87	079,279	0,88	-368
29.08.88	403,576	0,69	-1804	775	23.07.88	366,436	0,05	-719
30.08.88	404,578	0,81	-3337	645	24.07.88	367,426	0,10	70
15.09.88	420,560	0,80	-3282	535	25.07.88	368,407	0,14	231
21.09.88	426,504	0,55	749	358	26.07.88	369,436	0,20	370
23.09.88	428,543	0,80	-3592	257	23.08.88	397,428	0,58	-202
26.09.88	431,536	0,17	2514	198	26.08.88	400,422	0,72	-201
26.10.88	461,536	0,91	-2757	440	27.08.88	401,420	0,77	-176
2. β CrB				4. HD 215441				
21.07.88	2447364,316	0,14	708 +/-802	23.08.88	2447364,317	0,19	12751 +/-3000	
22.07.88	365,326	0,19	942	388	30.08.88	404,403	0,92	21884
23.07.88	366,323	0,25	580	399	15.09.88	420,424	0,61	14115
24.07.88	367,327	0,30	852	359	21.09.88	426,398	0,24	19512
25.07.88	368,317	0,36	256	212	26.09.88	431,419	0,77	19797
26.07.88	369,336	0,41	-116	260	30.10.88	465,280	0,34	14506
26.08.88	400,320	0,09	-12	237				
29.08.88	403,312	0,25	1132	272				
30.08.88	404,311	0,30	496	342				
26.09.88	431,216	0,76	68	306				

лены по элементам из [24]. Наши измерения дают амплитуду изменений поля, сравнимую с данными [23]; фазы экстремумов поля также примерно совпадают. Штриховая кривая на рис. 6, б дает наилучшее представление наших данных синусоидой; ее экстремумы соответствуют полю в -440 и $+840$ Гс.

3. β CrB = HD 137909.

Наши наблюдения не охватывают всех фаз периода этой звезды, поэтому мы не можем независимо определить параметры изменения эффективного магнитного поля. На рис. 7, а наши данные нанесены вместе с кривой изменения магнитного поля по [11]. Видно, что наблюдаемые точки в основном удовлетворительно согласуются с этой кривой.

4. HD 215447 = GL Lac.

У этой звезды зарегистрировано наибольшее из известных у невырожденных звезд магнитное поле. Эффективное продольное поле у нее, согласно [25], меняется от $+10,7$ до $+20,6$ кГс, а максимальная напряженность поля на поверхности звезды может достигать 35 кГс [26]. Наши наблюдения этой звезды проводились с целью, во-первых, проверить нашу калибровку по наиболее сильным магнитным полям и, во-вторых, оценить возможность измерения магнитных полей у относительно слабых ($m_V = 8^m,9$) звезд. Результаты наблюдений показаны на рис. 7, б, где штриховая кривая дает изменения магнитного поля по [11]. Из рис. 7, б следует, что, несмотря на большие случайные ошибки отдельных точек, наши данные удовлетворительно согласуются с предыдущими измерениями.

Кроме данных, приведенных в табл. 1 и на рис. 6, 7, мы проводили отдельные измерения магнитных полей у других звезд (θ Aur, δ OriC, HD 32633 и др.), но число их недостаточно для каких-либо выводов.

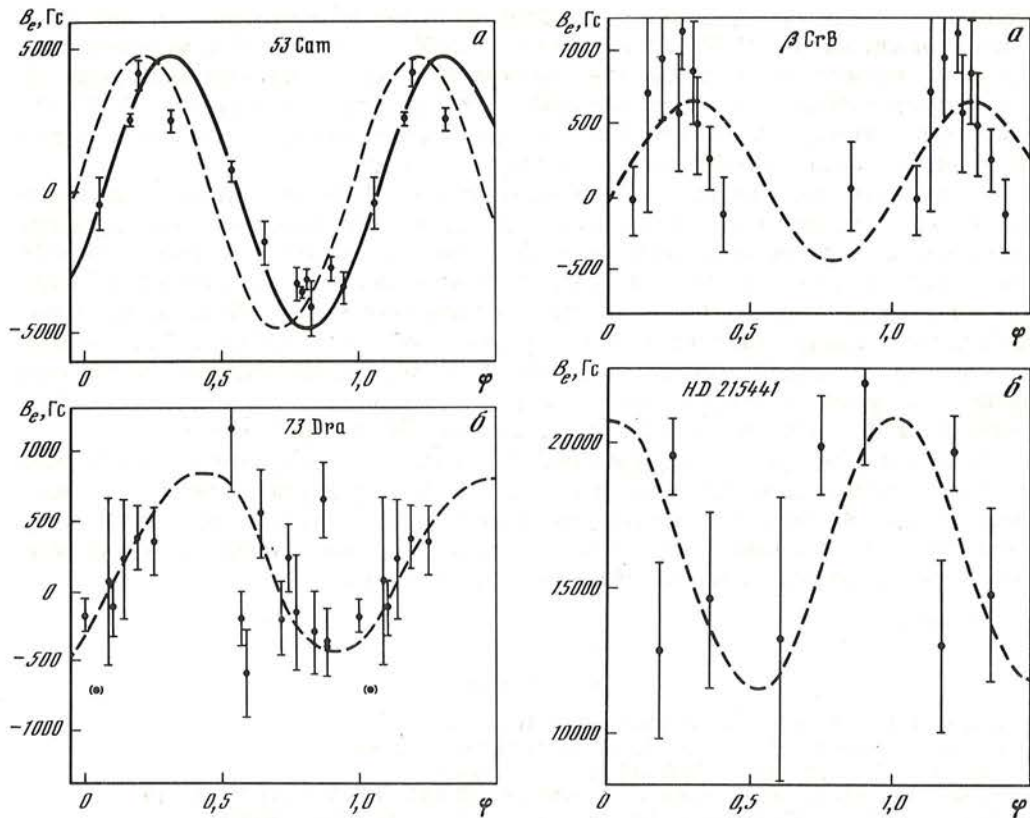


Рис. 6. Результаты измерений магнитного поля
 Штриховая линия — кривая изменения магнитного поля по [11]. Сплошная линия — та же кривая, сдвинутая на $0,1$. Вертикальные черточки у точек соответствуют $\pm\sigma$
 а — для звезды 53 Cam, б — для звезды 73 Dra
 Штриховая линия дает наилучшее представление наших наблюдений синусоидой

Рис. 7. Результаты измерений магнитного поля
 а — для звезды β CrB, б — для звезды HD 215441. Штриховая линия — кривая изменения магнитного поля по [11]

7. Заключение

Приведенные выше результаты показывают, что наш двухлучевой поляриметр с акустооптическим модулятором, в принципе, пригоден как для измерений магнитных полей не слишком слабых (до 8^m-9^m) звезд по водородным линиям, так и для широкополосных измерений круговой поляризации у достаточно слабых объектов. Однако анализ наблюдений магнитных звезд различной яркости с различными величинами магнитного поля позволяет заключить, что только для не слишком слабых объектов с достаточно большим полем (т.е. при достаточно высоком отношении сигнал/шум) мы получаем вполне надежные измерения, реальная точность которых хорошо соответствует их ошибкам, определенным по внутренней сходимости или по статистике квантов (см. наблюдения 53 Cam, рис. 6, а). Как для ярких звезд с относительно слабыми полями (β CrB, 73 Dra), так и для более слабых звезд (HD 215441) реальная дисперсия измерений заметно превышает их внутренние ошибки. Основной причиной дополнительной дисперсии, по-видимому, является недостаточная стабильность параметров электронной

схемы, которая может приводить к изменениям нуля-пункта отсчета круговой поляризации в пределах 0,01–0,02%. Такие изменения слабо сказываются на измерениях сильных полей, где измеряемая поляризация составляет десятые доли процента, но искажает измерения слабых полей. Большой разброс данных для слабых звезд (HD 215441) может быть связан с непассоновской составляющей темнового тока ФЭУ, который дает заметный вклад в ошибки измерений для таких звезд.

В дальнейшем мы планируем замену некоторых наиболее ответственных электронных блоков поляриметра (широкополосный усилитель контрольного канала, канал формирования стробов, источники питания) на более стабильные. Темновой ток ФЭУ может быть сделан более стабильным при использовании схемы с заземленным катодом ФЭУ. Кроме того, для более надежной калибровки измерений магнитных полей необходимо устранить многократные отражения в системе интерференционных фильтры – призма Волластона. После выполнения этих работ можно ожидать, что реальная ошибка измерений магнитных полей будет соответствовать статистике зарегистрированных квантов, как это имеет место в измерениях Борра и Лендстрита.

Авторы выражают свою благодарность Н.П. Нехаеву и А.Ф. Лагутину, разработавшим ряд новых механических узлов поляриметра; А.Б. Букачу за разработку и М.П. Лиморенко за изготовление новых электронных блоков, А.В. Бердигину и Д.Н. Шаховскому за помощь в наблюдениях и их обработке и Г.Н. Шарাপовой за подготовку рисунков, а также Н.С. Полосухиной за постоянное внимание к работе.

Ноябрь 1988 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Babcock H.W. // *Astrophys. J.* 1947. Vol. 105. P. 105–119.
2. Didelon P. // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1983. Vol. 53. P. 119–137.
3. Babcock H.W. // *Astrophys. J.* 1960. Vol. 132. P. 521–531.
4. Kemp J.C., Swedlund J.B., Landstreet J.D., Angel J.R.P. // *Ibid.* 1970. Vol. 161. P. L77–79.
5. Angel J.R.P., Borra E.F., Landstreet J.D. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1981. Vol. 45. P. 457–474.
6. Robinson R.D., Worden S.P., Harvey J.W. // *Astrophys. J.* 1980. Vol. 236. P. L155–158.
7. Robinson R.D. // *Ibid.* Vol. 239. P. 961–967.
8. Marcy G.W. // *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 1982. Vol. 94. P. 989–996.
9. Angel J.R.P., Landstreet J.D. // *Astrophys. J.* 1970. Vol. 160. P. L147–152.
10. Borra E.F., Landstreet J.D. // *Ibid.* 1977. Vol. 212. P. 141–148.
11. Borra E.F., Landstreet J.D. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1980. Vol. 42. P. 421–445.
12. Bohlender D.A., Brown D.N., Landstreet J.D., Thompson I.B. // *The impact of very high S/N spectroscopy on stellar physics: IAU Symp. N 132.* 1988. P. 309–312.
13. Kurucz R.L. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1973. Vol. 40. P. 1–340.
14. Батюк В.А., Васютин Б.В., Гусаров В.В., Егоров С.Г., Еремеев В.И., Новиков В.А., Смирнов А.Н., Уваров А.А., Шаховской Н.М. // *Открытия и изобретения.* 1981. № 6. С. 196.
15. Kemp J.C. // *J. Opt. Soc. Amer.* 1969. Vol. 59. P. 950–954.
16. Serkowski K. // *Meth. Exp. Phys.* 1974. Vol. A. 12. P. 361–414.
17. Clarko D., Stewart B.G. // *Vistas Astron.* 1986. Vol. 29. P. 27–51.
18. Шаховской Н.М. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1976. Т. 54. С. 99–119.
19. Pirola V. // *Ric. astron. Spec. Vaticana.* 1988.
20. Angel J.R.P., Landstreet J.D. // *Astrophys. J.* 1970. Vol. 162. P. L 61–66.
21. Landstreet J.D., Angel J.R.P. // *Ibid.* 1975. Vol. 196. P. 819–825.
22. Friedhorsky W.C., Krzeminski W., Tapia S. // *Ibid.* 1978. Vol. 225. P. 542–547.
23. Preston G.W. // *Ibid.* 1967. Vol. 150. P. 871–876.
24. Wolf S.C., Bonsak W.K. // *Ibid.* 1972. Vol. 176. P. 425–432.
25. Borra E.F., Landstreet J.D. // *Ibid.* 1978. Vol. 222. P. 226–233.
26. Preston G.W. // *Ibid.* 1969. Vol. 156. P. 967–982.

КАТАЛОГ СИЛ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ДЛЯ ЛИНИЙ НЕЙТРАЛЬНОГО ТИТАНА

Д.А. Вакуленко, И.С. Саванов

Критически рассмотренные опубликованные значения сил осцилляторов для линий нейтрального титана (табл. 1) редуцированы в шкалу высокоточных оксфордских измерений (Блеквелл и др. [2–4]). Окончательные данные о редуцированных и принятых значениях gf для 795 линий нейтрального титана приведены в табл. 2. В принятой системе сил осцилляторов содержание титана в атмосфере Солнца лежит в пределах $\lg \epsilon(\text{Ti}) = 5,07 - 5,09$ с погрешностью 0,04 dex.

OSCILLATOR STRENGTHS FOR NEUTRAL TITANIUM LINES by D.A. Vaculenko, I.S. Savanov. Published values of the oscillator strengths for neutral titanium lines were critically reviewed (table 1). All data on the gf -values were reduced into the scale of high precision Oxford measurements (Blackwell et al., [2–4]). The established data on the reduced and accepted gf -values for 795 lines of TiI are presented in table 2. Using these oscillator strengths we can adopt that the titanium abundance in the atmosphere of the Sun is equal $\lg \epsilon(\text{Ti}) = 5,07 - 5,09$ with the uncertainties about 0.04 dex.

Силы осцилляторов для линий различных элементов известны с неодинаковой точностью. Целью настоящей статьи является анализ опубликованных значений сил осцилляторов для линий нейтрального титана TiI. Можно надеяться, что при наличии достоверных значений gf -величин для линий TiI и TiII они могут быть использованы для расчетов ионизационного равновесия при выборе параметров моделей атмосфер звезд наряду с линиями железа. При рассмотрении опубликованных значений сил осцилляторов для линий нейтрального титана мы будем руководствоваться принципами, изложенными нами ранее в [1].

Отправной точкой нашего анализа явилось рассмотрение высокоточных данных, полученных в Оксфорде Блеквеллом и его сотрудниками [2–4] для 45,22 и 42 линий TiI с потенциалами возбуждения нижнего уровня около 0, 1 и 1,4 – 2,3 эВ соответственно. Отметим, что эти данные были помещены в абсолютную шкалу Белла, Калмана и Таббса [5] и Робертса, Андерсена и Серенсена [6]. Ниже мы более подробно остановимся на определении абсолютной шкалы gf -величин.

Используя оксфордские данные, мы рассмотрели в первую очередь системы сил осцилляторов, имеющие достаточно высокую внутреннюю точность.

Смит и Кюне [7] опубликовали результаты измерений величин gf для 134 линий TiI методом крюков. Этими авторами была принята абсолютная шкала из [5], основанная на gf -величинах линий 3635,46 и 3642,675 и 3741,059 Å. Сравнение данных [7] с оксфордскими измерениями выявило у них наличие ошибки, связанной с величиной, пропорциональной интенсивности линии. Причины появления ошибки такого характера для метода крюков обсуждались нами ранее в [1]. Других существенных систематических ошибок мы не могли заметить.

Аналогичная ошибка была выявлена нами при анализе измерений, выполненных методом крюков Островским, Парчевским и Пенкиным [8]. Точность измерений у этих авторов высока.

Измерения Кюне, Данцмана, Кока [9], выполненные для 57 линий нейтрального титана комбинированным методом крюков и эмиссии, имеют небольшую случайную ошибку. Мы исправили эти данные за ошибку в определении температуры и ошибку, связанную с самопоглощением.

Данные Морозовой и Старцева [10] для вероятностей переходов 10 линий TiI были исправлены за нуль-пункт. После этого было обнаружено достаточно хорошее согласие величин gf , измеренных Морозовой, Старцевым, с данными оксфордской группы.

Кинг и Кинг [11] провели измерения относительных величин для линий нейтрального железа и нейтрального титана. Ранее для линий нейтрального железа [1] мы отмечали, что точность этих измерений достаточно высока. При анализе линий нейтрального титана мы исправили данные [11] за ошибки в температуре и шкале. Кроме того, нами была обнаружена ошибка, связанная с учетом самопоглощения.

Таблица 1

№ п/п	Автор	Число линий	Диапазон длин волн, Å	Диапазон потенциалов, эВ	Метод	Приоритет
1.	Блеквелл и др. [2]	45	3635–5426	0–0,05	Абсорбция	1
2.	Блеквелл и др. [3]	22	4281–8436	0,81–1,07	„	1
3.	Блеквелл и др. [4]	42	4186–7358	1,42–2,31	„	1
4.	Смит, Кюне [7]	134	2264–5491	0–1,50	Метод крюков	2
5.	Островский, Парчевский, Пенкин [8]	56	3186–5210	0–0,90	„	2
6.	Кюне, Данцман, Кок [9]	56	3635–7949	0–1,50	Метод крюков и эмиссия	2
7.	Морозова, Старцев [10]	10	3729–4981	0–0,84	Эмиссия	2
8.	Кинг, Кинг [11]	227	3123–6743	0–2,50	Абсорбция	2
9.	Волник, Бертел [12]	97	3858–5703	0–3,05	Эмиссия	3
10.	Белл, Калман, Таббс [5]	13	3355–3999	0–0,06	Атомный пучок	3
11.	Робертс, Фойгт, Черниковский [13]	15	2541–3354	0–1,07	Эмиссия	3
12.	Холлис, Фер [14]	21	3600–6300	0–1,45	„	3
13.	Валинг, Скало, Тестерман [15]	103	3635–9997	0–2,25	„	3
14.	Хефферлин и др. [17]	45	3926–6575	1,45–3,32	„	4
15.	Клемт [16]	139	3598–15117	0–2,27	„	4
16.	Татум [18]	92	3199–5007	0–2,77	„	4
17.	Меггерс, Корлисс, Скрибнер [19]	744	2273–8766	0–4,33	„	5

Измерения Волника и Бертеля [12] абсолютных значений сил осцилляторов в ударной трубке для 97 линий TiI были исправлены за самопоглощение и небольшую ошибку в температуре ($\Delta\theta = 0,04$).

Белл, Калман и Таббс [5] определили абсолютные значения gf -величин 13 линий TiI. Кроме ошибки, связанной с самопоглощением, нам не удалось обнаружить других систематических ошибок.

Робертс, Фойгт, Черниковский [13] опубликовали результаты определений значений сил осцилляторов 15 линий нейтрального титана методом эмиссии. Сопоставление результатов [13] с измерениями других авторов выявило наличие у данных [13] систематических ошибок в шкале и в учете самопоглощения. Также была введена поправка, связанная с длиной волны.

Данные Холлиса и Фера [14] для gf -величин 21 линии TiI были исправлены за ошибку, связанную с самопоглощением.

Наконец, результаты, полученные Валингом, Скало и Тестерманом [15] для 103 линий и Клемта [16] для 139 линий TiI были исправлены за ошибки, связанные с влиянием самопоглощения, и за шкалу. Измерения Хефферлина и др. [17] и Татума [18] были исправлены за ошибки, связанные с определением температуры в источнике. Точность этих данных мала.

Располагая перечисленными выше редуцированными в единую систему величинами сил осцилляторов, мы рассмотрели результаты измерений интенсивностей линий, опубликованные Меггерсом, Корлиссом и Скрибнером [19] в 1975 г. Характер исправлений данных [19] для линий нейтрального титана во многих отношениях оказался сходен с описанными нами для случая FeI.

Сводка данных о системах, составляющих основу каталога сил осцилляторов для линий TiI, приведена в табл. 1. В ней соответственно указано: автор, число линий, спектральный диапазон, диапазон потенциалов возбуждения нижнего уровня, метод измерения, приоритет. Каталог сил осцилляторов линий нейтрального титана приведен в табл. 2.

Таблица 2

Длина волны λ , Å	Номер мультиплета	Величины l_{ggf} , определенные различными авторами	Принятое значение l_{ggf}
2272,61		-0,73(17)	-0,73
2273,330	15	-1,03(4); -0,64(17)	-1,03
2276,750	15	-0,48(4); -0,79(17)	-0,48
2280,000	15	-0,46(4); -0,59(17)	-0,46
2299,860	14	-0,74(4); -0,75(17)	-0,74
2302,750	14	-0,67(4); -0,77(17)	-0,67
2305,690	14	-0,60(4); -0,60(17)	-0,60
2380,81		-1,24(13)	-1,24
2384,520	12	-1,46(4); -1,59(17)	-1,46
2418,370	11	-1,52(4)	-1,52
2421,310	11	-1,24(4); -1,21(17)	-1,24
2424,260	11	-1,05(4); -1,06(17)	-1,05
2428,240	10	-1,51(4); -1,59(17)	-1,51
2433,22		-1,66(17)	-1,66
2434,10		-1,97(17)	-1,97
2440,980	10	-1,33(4); -1,18(17)	-1,33
2504,54		-1,90(13)	-1,90
2519,010	8	-1,73(4); -1,66(17)	-1,73
2520,543	8	-1,11(4); -0,95(17)	-1,11
2527,991	8	-1,51(4); -1,83(17)	-1,51
2529,866	8	-0,89(4); -0,72(17)	-0,89
2541,917	8	-0,68(4); -0,68(11); -0,75(17)	-0,68
2590,265	7	-1,65(4); -1,78(17)	-1,65
2593,647	6	-1,41(4); -0,84(17)	-1,41
2596,596	6	-1,35(4); -0,60(11); -1,42(17)	-1,35
2599,910	6	-0,60(4); -0,66(17)	-0,60
2605,163	6	-0,45(4); -0,50(11); -0,54(17)	-0,45
2611,287	6	-0,34(4); -0,34(17)	-0,34
2611,468	6	-0,90(4); -0,55(17)	-0,90
2619,942	6	-0,97(4); -0,58(17)	-0,97
2631,550	5	-1,04(4); -0,89(17)	-1,04
2632,424	5	-0,99(4); -0,90(17)	-0,99
2641,116	5	-0,36(4); -0,36(11); -0,29(17)	-0,36
2644,275	5	-0,23(4); -0,17(11); -0,18(17)	-0,23
2646,650	5	-0,05(4); -0,10(17)	-0,05
2654,93		-2,30(13)	-2,30
2657,186	3	-1,79(4); -1,83(17)	-1,79
2661,966	2	-1,33(4); -1,33(17)	-1,33
2669,610	2	-1,15(4); -1,20(17)	-1,15
2679,949	2	-0,96(4); -1,06(17)	-0,96
2685,14		-1,90(17)	-1,90
2725,07		-0,59(17)	-0,59
2727,42		-0,67(17)	-0,67
2731,13		-1,37(17)	-1,37
2731,58		-1,02(17)	-1,02
2733,26		-0,11(11); -0,27(17)	-0,16
2735,28		-0,47(11); -0,85(17)	-0,60
2735,61		-1,14(17)	-1,14
2739,81		-0,59(17)	-0,59
2742,32		-0,20(17)	-0,20
2749,06		-1,03(17)	-1,03
2757,40		-0,78(17)	-0,78
2758,08		-0,26(17)	-0,26

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

Длина волны λ , Å	Номер мультиплета	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами	Принятое значение $\lg gf$
2802,50		-0,20(17)	-0,20
2805,70		-0,87(17)	-0,87
2809,17		-1,07(17)	-1,07
2812,98		-0,93(17)	-0,93
2817,40		-0,92(17)	-0,92
2817,84		-0,79(17)	-0,79
2828,07		-0,99(17)	-0,99
2912,08		-0,03(11); -0,03(17)	-0,03
2928,34		+0,18(17)	+0,18
2933,526	1	-1,17(4); -0,92(11); -1,08(17)	-1,17
2937,301	1	-1,16(4); -1,16(17)	-1,16
2941,995	1	-0,24(4); -0,19(17)	-0,24
2948,255	1	-0,14(4); -0,18(11); -0,12(17)	-0,14
2956,133	30	-0,06(4); -0,02(17)	-0,06
2956,18		-0,01(11)	-0,01
2956,797	30	-1,07(4); -1,11(17)	-1,07
2959,71		-1,39(17)	-1,39
2959,99		-1,22(17)	-1,22
2965,707	94	-0,37(17)	-0,37
2967,225	30	-1,12(4); -1,03(17)	-1,12
2968,231	29	-2,20(17)	-2,20
2970,384	29	-1,40(4); -1,59(17)	-1,40
2974,934	94	-1,31(17)	-1,31
2981,448	29	-2,21(4)	-2,21
2983,29		-0,83(11); -1,15(17)	-0,94
2983,306	29	-1,11(4)	-1,11
3000,868	29	-0,92(4); -0,93(17)	-0,92
3100,666	92	-0,46(17)	-0,46
3106,806	92	-0,98(17)	-0,98
3112,482	92	-1,17(17)	-1,17
3119,725	137	+0,46(17)	+0,46
3123,074	67	-0,48(8); -0,55(17)	-0,50
3141,537	66	-0,59(8); -0,73(17)	-0,64
3141,670	192	-0,15(17)	-0,15
3186,451	27	-0,11(4); -0,10(5); -0,12(8); -0,16(11); -0,03(17)	-0,11
3191,994	27	+0,04(4); +0,04(5); +0,04(8); +0,09(17)	+0,04
3199,915	27	+0,17(4); +0,20(5); +0,16(8); +0,13(9); +0,14(16); +0,20(17)	+0,17
3203,828	27	-1,20(4); -1,14(5); -1,11(8); -1,11(7)	-1,20
3204,870	90	-0,79(8); -1,22(17)	-0,79
3205,168	26	-2,63(8)	-2,63
3205,848	26	-2,16(8)	-2,16
3214,240	27	-1,13(4); -1,06(5); -1,07(8); -1,06(17)	-1,13
3217,942	179	-0,20(17)	-0,20
3219,212	179	-0,18(17)	-0,18
3221,151	26	-2,60(8)	-2,60
3221,381	179	-0,17(17)	-0,17
3222,741	26	-2,11(8)	-2,11
3223,519	179	+0,18(17)	+0,18
3226,128	179	+0,88(8); -0,02(17)	+0,88
3226,240	27	-2,57(8)	-2,57
3243,803	26	-2,18(8)	-2,18
3292,078	62	-0,20(8); -0,11(16); -0,45(17)	-0,20

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

Длина волны λ , Å	Номер мультиплета	Величины $lggf$, определенные различными авторами	Принятое значение $lg gf$
3299,413	61	-0,85(8); -0,72(17)	-0,81
3306,879	190	+0,09(17)	+0,09
3308,391	87	-0,49(8); -0,49(17)	-0,49
3309,501	87	-0,13(8); -0,41(17)	-0,13
3309,730	190	-0,39(17)	-0,39
3312,690	190	-0,13(17)	-0,13
3314,422	87	+0,10(8); +0,14(17)	+0,11
3314,523	87	-0,52(8)	-0,52
3321,588	87	-0,60(8)	-0,60
3341,875	24	-0,14(4); -0,13(8); -0,93(16); +0,31(17)	-0,14
3342,151	23	-1,38(8)	-1,38
3342,707	25	-2,39(8)	-2,39
3348,535	25	-2,49(4); -2,33(8)	-2,49
3352,937	25	-2,05(4); -1,74(8); -1,61(17)	-2,05
3354,634	24	+0,04(4); +0,01(5); +0,00(8); +0,03(10); -0,49(16); +0,13(17)	+0,04
3360,990	24	-1,27(8); -1,10(17)	-1,21
3361,263	25	-1,12(8)	-1,12
3361,835	23	-1,52(8); -1,62(17)	-1,55
3370,436	24	-0,49(5); -0,51(8); -0,48(17)	-0,49
3371,447	24	+0,16(5); +0,11(8); +0,14(10); +0,14(17)	+0,14
3377,485	25	-0,36(8); -0,03(17)	-0,36
3377,577	23	-0,26(4); -0,44(8)	-0,26
3379,216	24	-1,12(5); -1,05(8); -1,06(17)	-1,08
3382,312	86	-0,42(8); -0,65(17)	-0,50
3385,664	24	-1,27(4); -1,28(8); -1,37(17)	-1,27
3385,944	23	-0,25(4); -0,31(8); -0,30(17)	-0,25
3390,682	86	-0,58(8); -0,78(17)	-0,65
3392,713	136	-0,59(17)	-0,59
3398,634	86	-1,26(17)	-1,26
3439,305	120	-1,00(17)	-1,00
3467,260	84	-1,06(17)	-1,06
3478,918	84	-1,33(17)	-1,33
3480,525	84	-0,50(8); -0,57(17)	-0,52
3485,689	84	-1,33(17)	-1,33
3493,280	22	-2,34(4); -2,37(8)	-2,34
3495,754	84	-1,34(17)	-1,34
3499,099	84	-1,08(17)	-1,08
3506,643	22	-1,95(4); -2,04(5); -1,86(8); -1,71(17)	-1,95
3511,626	22	-2,53(4)	-2,53
3547,029	133	-0,55(16); -0,44(17)	-0,50
3574,245	247	-0,49(17)	-0,49
3598,714	59	-1,08(15); -0,79(16); -0,89(17)	-1,02
3603,845	20	-2,82(8)	-2,82
3606,786	20	-2,41(8)	-2,41
3610,154	58	-0,46(15); -0,35(17)	-0,43
3626,085	20	-2,41(8)	-2,41
3635,202	20	-1,90(8); -1,97(17)	-1,92
3635,46	19	+0,04(1); +0,07(4); +0,01(6); +0,00(8); +0,05(10); +0,09(12); +0,08(13); -0,05(15); -0,10(16); -0,01(17)	+0,04
3637,966	18	-1,97(4); -1,92(8); -2,10(15); -1,84(17)	-1,97

Таблица 2 (продолжение)

Длина волны λ , Å	Номер мультиплета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами	Принятое значение $lg gf$
3642,675	19	+0,14(1); +0,17(4); +0,09(5); +0,13(6); +0,08(8); +0,14(10); +0,14(12); +0,18(13); +0,04(15); -0,18(16); +0,13(17)	+0,14
3646,198	18	-1,65(4); -1,60(8); -1,40(15); -1,65(17)	-1,65
3653,497	19	+0,22(1); +0,22(4); +0,22(5); +0,24(6); +0,20(8); +0,22(10); +0,22(12); +0,30(13); +0,11(15); -0,11(16); +0,18(17)	+0,22
3654,592	18	-1,33(4); -1,48(5); -1,41(8); -1,14(15); -1,28(17)	-1,33
3658,097	19	-1,11(1); -1,11(4); -1,14(5); -1,13(8); -1,12(12); -1,07(13); -0,95(15); -1,91(17)	-1,11
3660,631	18	-1,43(4); -1,47(5); -1,44(8); -1,22(17)	-1,43
3668,965	18	-1,31(4); -1,45(5); -1,35(8); -1,38(15); -1,33(16); -1,23(17)	-1,31
3671,672	19	-1,10(1); -1,09(4); -1,10(5); -1,11(6); -1,12(8); -1,09(12); -1,07(13); -1,00(15); -0,90(16); -0,95(17)	-1,10
3685,964	117	-0,84(17)	-0,84
3687,354	19	-2,34(13); -2,14(15); -2,03(17)	-2,20
3689,916	18	-1,30(1); -1,27(4); -1,35(5); -1,21(6); -1,31(8); -1,02(16); -0,97(17)	-1,30
3694,445	117	-0,75(17)	-0,75
3698,183	222	-1,03(17)	-1,03
3698,43		-1,23(17)	-1,23
3700,08		-1,22(17)	-1,22
3702,291	83	-0,84(8); -1,12(17)	-0,93
3704,295	117	-0,60(17)	-0,60
3707,549	117	-0,92(17)	-0,92
3709,963	83	-0,45(8); -0,15(16); -0,66(17)	-0,45
3715,40		-1,64(17)	-1,64
3717,393	17	-1,26(4); -1,32(5); -1,29(8); -1,19(17)	-1,26
3722,568	17	-1,25(4); -1,10(5); -1,22(8); -1,36(17)	-1,25
3724,59	131	+0,25(8); -0,63(16); -0,26(17)	+0,25
3725,155	83	-0,25(8); -0,53(17)	-0,34
3729,806	17	-0,35(1); -0,36(4); -0,35(5); -0,39(6) -0,30(7); -0,36(8); -0,35(16); -0,13(17)	-0,35
3735,67		-0,43(17)	-0,43
3738,901	166	-0,95(17)	-0,95
3741,059	17	-0,21(1); -0,23(4); -0,23(5); -0,22(6); -0,20(8); -0,25(10); -0,28(17)	-0,21
3748,101	166	-0,45(17)	-0,45
3752,860	17	-0,02(1); -0,03(4); -0,11(5); -0,02(6); -0,02(7); +0,03(8); -0,03(10); -0,22(16); -0,07(17)	-0,02
3753,623	17	-1,10(4); -1,45(5); -1,11(8); -1,04(17)	-1,10
3766,445	82	-1,36(17)	-1,36
3771,652	17	-1,05(1); -1,03(4); -1,03(5); -1,03(6); -1,09(8); -0,73(16); -0,99(17)	-1,05
3774,331	16	-3,21(1); -3,22(13)	-3,21
3786,043	57	+0,24(5); -0,07(8); +0,29(16); -0,19(17)	-0,07
3788,80	16	-3,25(13); -3,29(15)	-3,26

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

Длина волны λ , Å	Номер мультиплетта	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами	Принятое значение $\lg gf$
3789,293	115	-0,44(16); -0,64(17)	-0,50
3795,903	115	-0,92(17)	-0,92
3798,276	115	-0,82(16); -1,03(17)	-0,88
3818,22		-0,26(17)	-0,26
3822,026	189	+0,05(16); -0,43(17)	-0,11
3828,180	189	+0,08(17)	+0,08
3833,68		-0,34(17)	-0,34
3836,78		-0,08(17)	-0,08
3846,45		-0,31(17)	-0,31
3853,038	176	-0,23(17)	-0,23
3853,719	176	-0,22(17)	-0,22
3858,133	176	+0,04(9); -0,11(17)	-0,01
3866,446	176	+0,05(17)	+0,05
3868,397	175	-0,12(17)	-0,12
3873,203	176	-0,27(17)	-0,27
3875,262	15	-1,64(17)	-1,64
3881,399	15	-2,30(4)	-2,30
3882,147	175	-0,12(17)	-0,12
3882,313	176	-0,12(17)	-0,12
3882,892	176	+0,37(17)	+0,37
3888,020	175	-0,60(17)	-0,60
3889,948	15	-2,32(4); -2,31(8); -2,41(17)	-2,32
3895,243	176	+0,07(9); -0,14(15); -0,25(17)	-0,08
3898,487	13	-2,28(1); -2,21(4); -2,28(6); -2,13(8); -2,28(13); -1,88(15); -2,30(17)	-2,28
3900,958	15	-1,69(1); -1,68(4); -1,59(5); -1,54(8); -1,87(17)	-1,69
3904,785	56	+0,44(5); +0,24(7); +0,13(8); +0,01(15); +0,24(16); +0,23(17)	+0,27
3911,185	175	-0,59(15); -0,29(17)	-0,49
3914,334	15	-1,38(4); -1,32(8); -1,32(17)	-1,38
3914,751	14	-2,31(4); -2,54(8); -1,59(17)	-2,31
3919,822	130	-1,02(16); -1,38(17)	-1,14
3921,423	14	-1,61(1); -1,55(4); -1,55(5); -1,55(6); -1,56(8); -1,64(9); -1,34(15); -1,55(16); -1,62(17)	-1,61
3924,527	13	-0,95(1); -0,98(4); -0,94(5); -0,93(6); -0,94(8); -0,92(9); -0,96(13); -0,90(15); -0,90(17)	-0,95
3926,319	292	+0,13(9); -0,46(14); +0,34(15); +0,62(16); +0,11(17)	+0,13
3929,875	13	-1,07(1); -1,09(4); -1,09(5); -1,03(6); -1,08(8); -0,96(9); -0,97(13); -0,92(15); -1,03(16); -1,00(17)	-1,07
3934,228	15	-2,21(4); -2,22(8); -2,32(17)	-2,21
3938,005	246	-0,34(9); -0,01(16)	-0,23
3947,770	14	-1,08(4); -0,92(5); -0,88(6); -0,98(8); -0,84(16); -0,90(17)	-1,08
3948,670	13	-0,47(1); -0,47(4); -0,46(5); -0,42(7); -0,43(8); -0,45(10); -0,40(13); -0,49(16) -0,32(17)	-0,47
3956,336	13	-0,45(1); -0,51(4); -0,40(5); -0,45(6); -0,46(7); -0,41(8); -0,42(10); -0,36(13); -0,43(15); -0,48(16); -0,30(17)	-0,45

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

Длина волны λ , Å	Номер мультиплета	Величины $lg gf$, определенные различными авторами	Принятое значение $lg gf$
3958,206	13	-0,16(1); -0,18(4); -0,14(5); -0,14(6); -0,14(7); -0,15(8); -0,15(10); -0,21(13); -0,19(15); -0,16(16); -0,22(17)	-0,16
3962,851	12	-1,17(1); -1,23(4); -1,12(5); -1,18(8); -1,21(13); -1,01(15); -1,21(16); -1,02(17)	-1,17
3964,27	12	-1,17(1); -1,21(4); -1,15(5); -1,23(6); -1,18(8); -1,21(13); -1,00(15); -1,11(16); -0,99(17)	-1,17
3981,761	12	-0,34(1); -0,37(4); -0,34(5); -0,27(6); -0,32(7); -0,31(8); -0,35(10); -0,34(13); -0,35(15); -0,30(16); -0,31(17)	-0,34
3982,478	11	-1,35(5); -1,31(8); -1,30(17)	-1,33
3984,313	188	-0,56(17)	-0,56
3985,25		-0,84(17)	-0,84
3985,580	188	-0,58(17)	-0,58
3989,758	12	-0,19(1); -0,25(4); -0,19(5); -0,22(6); -0,20(7); -0,16(8); -0,22(10); -0,23(13); -0,22(15); -0,21(16); -0,22(17)	-0,19
3994,683	188	-0,84(17)	-0,84
3998,635	12	-0,05(1); -0,06(4); -0,05(5); -0,07(6); -0,05(7); +0,03(8); -0,05(10); -0,06(13); -0,10(15); -0,15(16); -0,06(17)	-0,05
3999,336	188	-0,49(17)	-0,49
4002,466	188	-0,31(15); -0,48(17)	-0,37
4003,789	188	-0,22(15); -0,46(17)	-0,30
4005,952	187	-0,84(17)	-0,84
4008,046	187	-0,48(17)	-0,48
4008,926	12	-1,07(1); -1,12(4); -1,02(5); -1,00(6); -1,02(8); -1,06(13); -0,93(15); -1,02(17)	-1,07
4009,653	11	-1,84(1); -1,80(4); -1,74(5); -1,70(8); -1,91(17)	-1,84
4013,587	187	-0,36(15); -0,07(17)	-0,26
4015,377	185	-0,38(15); -0,51(17)	-0,42
4016,264	186	-0,82(17)	-0,82
4017,771	185	-0,18(9); -0,33(15); -0,27(17)	-0,26
4021,812	185	-0,11(9); -0,15(15); -0,22(16); -0,22(17)	-0,17
4024,573	12	-0,99(1); -1,01(4); -0,99(5); -0,95(6); -0,99(8); -1,01(13); -0,85(15); -0,88(17)	-0,99
4026,539	185	-0,20(15); -0,11(17)	-0,17
4027,48		-0,03(17)	-0,03
4030,512	185	+0,12(9); +0,25(16); -0,06(17)	+0,14
4032,628	297	-0,92(14)	-0,92
4033,883	208	-0,70(17)	-0,70
4034,884	208	-0,87(17)	-0,87
4035,828	208	-0,24(17)	-0,24
4040,310	185	-0,77(9); -0,84(17)	-0,79
4055,011	80	-0,65(8); -0,73(17)	-0,65
4057,612	254	-0,26(17)	-0,26
4058,139	254	-0,26(17)	-0,26
4060,263	80	-0,67(8); -0,57(17)	-0,64
4064,203	80	-0,84(8); -0,89(17)	-0,86
4065,094	80	-0,78(8); -0,89(17)	-0,82
4071,2	254	-0,06(16)	-0,06

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

Длина волны λ , Å	Номер мультиплета	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами	Принятое значение $\lg gf$
4076,37	9	-2,84(8)	-2,84
4078,471	80	-0,21(8); -0,36(9); +0,01(16); -0,23(17)	-0,27
4079,708	207	-0,72(17)	-0,72
4082,456	80	-1,74(8); -0,92(9); -0,70(16); -0,71(17)	-0,81
4099,166	207	-0,45(9); -0,14(16); -0,37(17)	-0,31
4112,708	9	-1,76(1); -1,77(4); -1,51(6); -1,60(8); -1,76(9); -1,68(16); -1,82(17)	-1,76
4122,143	296	-0,39(14); +0,07(17)	-0,16
4123,287	302	-0,22(17)	-0,22
4123,559	296	+0,01(17)	+0,01
4127,531	296	-0,10(14); +0,62(16); +0,20(17)	-0,05
4131,244	253	-0,39(16); -0,61(17)	-0,50
4137,284	253	-0,07(9); +0,32(16); -0,06(17)	-0,07
4142,480	296	-1,04(14)	-1,04
4143,048	253	-0,09(9); -0,12(16); -0,27(17)	-0,10
4143,280	253	-0,09(9)	-0,09
4149,445	296	-1,10(14)	-1,10
4150,963	206	+0,26(16); -0,08(17)	+0,09
4154,865	221	-0,74(16)	-0,74
4159,634	163	-0,16(16); -0,38(17)	-0,23
4166,314	163	-1,00(17)	-1,00
4169,330	163	-0,64(17)	-0,64
4171,018	206	-0,24(17)	-0,24
4183,294	220	-0,75(17)	-0,75
4186,119	129	-0,31(3); -0,05(16); -0,28(17)	-0,31
4188,694	220	-0,21(16); -0,66(17)	-0,36
4200,752	220	-0,37(16); -0,39(17)	-0,38
4203,465	220	-0,53(9); -0,17(16); -0,31(17)	-0,34
4211,729	279	-0,52(17)	-0,52
4224,795	301	-0,19(9); -0,20(15); +0,08(16); -0,22(17)	-0,20
4227,654	278	-0,46(17)	-0,46
4237,889	284	+0,01(15); +0,32(16); +0,07(17)	+0,15
4249,114	252	-0,46(9); -0,27(17)	-0,40
4256,025	252	-0,15(9); +0,04(15); -0,28(16); -0,05(17)	-0,12
4258,523	252	-0,43(9); -0,35(17)	-0,40
4261,609	252	-0,35(17)	-0,35
4263,134	162	+0,18(15); +0,40(16); +0,01(17)	+0,23
4265,723	162	-0,58(16); -1,09(17)	-0,75
4266,227	252	-0,61(17)	-0,61
4270,139	251	-0,42(15); -0,33(17)	-0,39
4272,440	44	-1,38(8); -1,61(17)	-1,46
4274,584	44	-1,20(8); +0,05(17)	-1,20
4276,441	148	-0,61(15); -0,27(16); -0,56(17)	-0,46
4278,231	291	-0,46(15); +0,43(16); +0,11(17)	+0,32
4278,829	252	-0,75(17)	-0,75
4281,371	44	-1,36(2); -1,18(8); -1,49(17)	-1,36
4282,702	162	-0,04(15); +0,13(16); -0,17(17)	-0,09
4284,988	148	-0,37(15); -0,41(17)	-0,39
4286,006	44	-0,33(8); -0,32(15); -0,38(17)	-0,33
4287,405	44	-0,44(2); -0,33(8); -0,41(17)	-0,44
4288,161	43	-2,20(17)	-2,20
4289,068	44	-0,24(8); -0,32(15); -0,36(17)	-0,28
4290,933	44	-0,39(8); -0,42(17)	-0,40

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

Длина волны λ , Å	Номер мультиплета	Величины $lggf$, определенные различными авторами	Принятое значение $lggf$
4291,14		-0,11(17)	-0,11
4295,751	44	-0,35(8); -0,47(15); -0,45(17)	-0,42
4298,664	44	-0,10(8); 0,00(17)	-0,07
4299,229	148	-0,31(17)	-0,31
4299,636	43	-0,84(8); -1,12(17)	-0,93
4300,566	44	+0,10(8); +0,15(17)	+0,12
4301,089	44	+0,20(8); +0,34(17)	+0,25
4305,910	44	+0,44(8); +0,43(15); +0,41(16); +0,51(17)	+0,44
4308,514	79	-1,87(17)	-1,87
4311,654	205	-0,74(17)	-0,74
4314,356	45	-1,60(17)	-1,60
4314,801	43	-0,33(8); -0,25(17)	-0,30
4318,631	235	+0,27(15); +0,33(17)	+0,29
4321,655	235	-0,10(15); +0,00(17)	-0,07
4325,134	235	+0,13(15); +0,05(17)	+0,11
4326,356	43	-1,07(8); -1,14(15); -1,25(17)	-1,13
4334,840	43	-2,20(17)	-2,20
4346,104	234	-0,40(17)	-0,40
4354,064	204	-0,76(9); -0,79(17)	-0,77
4360,487	204	-0,53(9); -0,30(17)	-0,45
4368,941	245	-0,91(17)	-0,91
4369,682	290	-0,41(14); +0,02(17)	-0,27
4372,383	277	-0,36(9); -0,24(17)	-0,32
4388,077	219	-0,80(17)	-0,80
4393,92		+0,03(17)	+0,03
4404,276	219	+0,17(17)	+0,17
4404,911	161	+0,28(16); -0,76(17)	-0,76
4405,694	78	-1,95(17)	-1,95
4416,535	161	-0,75(17)	-0,75
4417,274	161	-0,13(17)	-0,13
4421,754	218	-0,12(17)	-0,12
4422,823	78	-1,15(17)	-1,15
4424,401	243	-0,88(17)	-0,88
4425,840	78	-1,93(17)	-1,93
4426,054	161	-0,41(17)	-0,41
4427,098	128	+0,19(15); +0,16(17)	+0,18
4430,023	267	-0,83(17)	-0,83
4430,366	113	-0,97(17)	-0,97
4431,284	218	-0,53(17)	-0,53
4432,60		-0,77(17)	-0,77
4433,578	267	-0,77(17)	-0,77
4434,003	113	-0,62(17)	-0,62
4436,586	160	-0,67(17)	-0,67
4438,232	218	-0,78(17)	-0,78
4440,345	159	-0,43(15); -0,37(17)	-0,41
4441,272	160	-0,86(17)	-0,86
4444,267	218	-0,92(17)	-0,92
4449,143	160	-0,54(14); +0,42(15); +0,50(17)	+0,45
4450,896	160	-0,45(14) +0,26(17)	-0,21
4453,312	113	-0,05(3); +0,12(17)	-0,05
4453,708	160	-0,01(17)	-0,01
4455,321	113	+0,08(15); -0,09(16); +0,19(17)	+0,12
4457,428	113	+0,25(15); +0,29(16); +0,28(17)	+0,26

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

Длина волны λ , Å	Номер мультиплетта	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами	Принятое значение $\lg gf$
4462,099	8	-3,11(1); -2,90(4); -3,16(17)	-3,11
4463,391	160	-0,66(17)	-0,66
4463,539	160	-0,49(15); -0,51(17)	-0,50
4465,807	146	-0,16(3); -0,15(8); -0,32(15); -0,10(17)	-0,16
4471,238	146	-0,12(8); -0,20(17)	-0,15
4474,852	113	-0,87(17)	-0,87
4479,724	146	-0,62(17)	-0,62
4480,600	146	-0,98(17)	-0,98
4481,261	146	+0,15(8); -0,17(16); +0,18(17)	+0,15
4482,688	113	-0,84(17)	-0,84
4489,089	146	-0,04(8); -0,15(17)	-0,08
4492,540	184	-1,04(17)	-1,04
4495,01		-0,57(17)	-0,57
4496,146	146	-2,69(4); -0,17(9); +0,05(16); -0,18(17)	-0,08
4497,709	184	-1,03(17)	-1,03
4503,762	184	-0,71(17)	-0,71
4506,36		-0,78(17)	-0,78
4511,17		+0,37(17)	+0,37
4512,734	42	-0,48(2); -0,48(8); -0,48(9); -0,51(15); -0,48(16); -0,38(17)	-0,48
4515,610	184	-1,15(17)	-1,15
4518,022	42	-0,33(2); -0,35(8); -0,35(16); -0,28(17)	-0,33
4518,700	112	-0,89(17)	-0,89
4522,798	42	-0,35(8); -0,32(9); -0,43(16); -0,28(17)	-0,35
4527,305	42	-0,56(8); -0,41(17)	-0,51
4533,238	42	+0,48(2); +0,43(8); +0,57(17)	+0,48
4534,782	42	+0,28(2); +0,32(8); +0,27(17)	+0,28
4535,574	42	+0,06(8); +0,12(17)	+0,08
4535,920	42	-0,15(8); -0,19(17)	-0,16
4536,051	42	-0,26(8); -0,20(17)	-0,24
4539,10		+0,06(17)	+0,06
4544,688	42	-0,52(8); -0,59(16); -0,44(17)	-0,53
4548,764	42	-0,35(2); -0,36(8); -0,29(17)	-0,35
4552,453	42	-0,34(8); -0,31(9); -0,24(15); -0,31(17)	-0,30
4555,069	266	-0,73(17)	-0,73
4555,486	42	-0,49(2); -0,48(8); -0,37(15); -0,55(16); -0,40(17)	-0,46
4557,857	270	-0,79(17)	-0,79
4558,092	262	-0,93(17)	-0,93
4559,920	112	-1,12(17)	-1,12
4562,637	7	-2,66(1); -2,34(4); -2,66(8); -2,62(17)	-2,66
4563,427	266	-0,50(17)	-0,50
4570,906		-0,53(17)	-0,53
4599,23		-0,17(17)	-0,17
4609,37		+0,12(17)	+0,12
4617,269	145	+0,39(3); +0,23(8); +0,29(9); +0,21(15); +0,41(16); +0,48(17)	+0,39
4619,525	261	-0,79(17)	-0,79
4623,098	145	+0,11(3); -0,07(8); +0,00(9); -0,06(15); +0,10(16); -0,15(17)	+0,11
4629,336	145	-0,44(9); -0,53(15); -0,28(16); -0,26(17)	-0,39
4634,87		-0,46(17)	-0,46
4637,887	261	-0,31(17)	-0,31

Таблица (продолжение)

Длина волны λ , Å	Номер мультиплета	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами	Принятое значение $\lg gf$
4639,369	145	-0,12(8); -0,17(17)	-0,14
4639,669	145	-0,19(8); -0,20(17)	-0,19
4639,944	145	-0,19(3); -0,27(17)	-0,22
4645,193	145	-0,56(3); -0,66(9); -0,60(14); -0,42(15); -0,76(16)	-0,56
4650,016	145	-0,76(9); -0,45(14); -0,78(16); -0,48(17)	-0,64
4656,048	145	-1,37(17)	-1,37
4656,468	6	-1,35(1); -1,35(4); -1,55(5); -1,32(6); -1,36(8); -1,13(17)	-1,35
4667,585	6	-1,19(1); -1,21(4); -1,21(5); -1,19(6); -1,24(8); -1,19(9); -1,00(15); -1,52(16); -1,30(17)	-1,19
4675,118	77	-1,39(8); -1,37(9); -1,42(17)	-1,39
4681,908	6	-1,07(1); -1,08(4); -0,95(5); -1,04(6); -1,08(8); -0,99(9); -0,90(15); -1,42(16); -0,93(17)	-1,07
4686,921	203	-1,04(17)	-1,04
4688,392	306	-0,32(14)	-0,32
4690,827	76	-2,03(17)	-2,03
4691,336	75	-0,92(8); -1,04(9); -0,85(17)	-0,95
4693,670	6	-2,72(4); -2,88(6); -2,79(8); -2,75(17)	-2,72
4696,923	203	-0,96(17)	-0,96
4698,766	75	-1,04(8); -1,14(9); -1,02(16); -0,88(17)	-1,04
4710,186	75	-1,34(8); -0,12(17)	-1,34
4715,295	6	-2,69(4); -2,88(6); -2,82(8); -3,17(17)	-2,69
4722,603	75	-1,42(8); -1,02(16); -1,63(17)	-1,30
4723,171	75	-1,62(17)	-1,62
4731,172	202	+0,10(9); +0,09(15); -0,02(17)	+0,08
4733,426	202	-0,61(9); -0,62(17)	-0,61
4734,682	233	-0,75(17)	-0,75
4742,129	202	-1,20(17)	-1,20
4742,791	233	-0,21(14); +0,39(16); -1,17(17)	-1,17
4747,680	233	-1,20(17)	-1,20
4758,120	233	+0,43(3); +0,39(15); +0,04(14); +0,24(17)	+0,43
4758,913	41	-2,23(13); -2,27(15)	-2,25
4759,272	233	+0,51(3); +0,51(15); +0,24(17)	+0,51
4766,330	233	-0,67(17)	-0,67
4769,775	233	-0,93(17)	-0,93
4771,103	41	-2,45(12); -2,51(13)	-2,48
4778,259	232	-0,14(14); -0,47(17)	-0,47
4781,718	41	-2,01(12); -2,05(13); -2,05(15); -2,04(17)	-2,04
4783,306	41	-3,04(12); -2,85(13); -2,87(15)	-2,92
4789,803	41	-2,91(13)	-2,91
4792,482	260	-0,25(9); +0,64(16); -0,14(17)	-0,21
4796,210	260	-0,57(17)	-0,57
4797,983	260	-0,73(17)	-0,73
4799,797	242	-0,20(17)	-0,20
4805,416	260	+0,97(16); -0,12(17)	-0,12
4808,531	305	-0,11(9); +0,09(14); +0,04(17)	-0,06
4811,074	158	-1,42(17)	-1,42
4812,240	260	-0,64(17)	-0,64
4812,906	41	-3,53(13)	-3,53

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

Длина волны λ , Å	Номер мультиплетта	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами	Принятое значение $\lg gf$
4820,410	126	-0,44(3); -0,62(9); -0,67(14); -0,58(15); -0,36(16); -0,54(17)	-0,44
4825,445	250	-1,01(17)	-1,01
4827,597	250	-0,62(14)	-0,62
4836,125	241	-0,62(9); -0,70(17)	-0,65
4840,874	53	-0,51(2); -0,57(8); -0,53(9); -0,59(15); -0,73(16); -0,65(17)	-0,51
4848,487	201	-0,44(9); -0,52(17)	-0,47
4856,012	231	+0,44(9); +0,59(16); +0,22(17)	+0,46
4864,187	201	-0,86(17)	-0,86
4868,264	231	+0,10(9); -0,02(14); +0,05(17)	+0,04
4870,129	231	+0,26(9); -0,00(14); +0,15(17)	+0,13
4880,922	201	-1,03(17)	-1,03
4882,326	231	-0,66(17)	-0,66
4885,082	157	+0,36(3); +0,22(8); +0,27(9); +0,35(15); +0,19(16); +0,09(17)	+0,36
4899,910	157	+0,11(8); +0,16(9); +0,18(15); +0,09(16) +0,05(17)	+0,33
4908,46	295	-0,68(14)	-0,68
4913,616	157	+0,16(3); +0,09(8); +0,03(9); +0,08(13); -0,04(17)	+0,16
4915,236	157	-1,02(3); -0,91(17)	-1,02
4919,867	200	-0,27(9); -0,21(17)	-0,25
4921,768	200	-0,13(9); -0,05(17)	-0,11
4925,396	157	-0,92(17)	-0,92
4926,148	39	-2,29(17)	-2,29
4928,342	200	-0,14(9); -0,14(17)	-0,14
4937,719	39	-2,31(17)	-2,31
4938,283	289	-0,73(14); -0,01(17)	-0,01
4941,562	200	-1,00(17)	-1,00
4948,183	200	-1,18(17)	-1,18
4958,26	52	-2,34(17)	-2,34
4964,713	173	-0,88(3); -0,80(9); -0,80(17)	-0,86
4966,04		-1,19(17)	-1,19
4968,566	173	-0,63(9); -0,73(17)	-0,67
4973,051	173	-0,66(9); -0,62(17)	-0,65
4975,344	283	+0,08(9); +0,03(17)	+0,07
4977,731	173	-0,27(9); -0,70(17)	-0,41
4978,191	173	-0,27(9); -0,41(17)	-0,32
4981,732	38	+0,50(2); +0,77(5); +0,18(7); +0,50(8) +0,48(12); +0,52(13); +0,48(15); -1,13(16); +0,46(17)	+0,50
4989,140	173	-0,22(3); -0,30(17)	-0,22
4991,067	38	+0,38(2); +0,65(5); +0,38(8); +0,36(12) +0,35(13); +0,23(15); +0,29(17)	+0,38
4995,062	216	-0,90(17)	-0,90
4997,099	5	-2,12(1); -2,12(4); -2,12(8); -2,23(17)	-2,12
4999,504	38	+0,25(2); +0,59(5); +0,28(8); +0,23(12); +0,28(13); +0,22(15); +0,22(17)	+0,25
5000,991	173	-0,03(3); -0,08(14); -0,10(17)	-0,03
5007,209	38	+0,11(2); +0,35(5); +0,10(8); +0,08(12); +0,14(13); +0,14(15); -0,41(16); +0,19(17)	0,11

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

Длина волны λ , Å	Номер мультиплета	Величины $\lg gf$, определенные разными авторами	Принятое значение $\lg gf$
5009,652	5	-2,26(1); -2,23(4); -2,27(6); -1,25(8); -2,30(17)	-2,26
5013,284	173	-0,08(17)	-0,08
5014,185	5	-1,20(4); -1,23(8); -0,52(17)	-1,20
5014,277	38	-0,02(8)	-0,02
5016,162	38	-0,57(2); -0,56(8); -0,57(9); -0,57(12); -0,66(13); -0,78(15); -0,60(17)	-0,57
5020,028	38	-0,41(2); -0,41(8); -0,46(9); -0,42(12); -0,40(13); -0,43(15); -0,42(17)	-0,41
5022,871	38	-0,43(2); -0,45(8); -0,46(9); -0,42(12); -0,41(13); -0,50(15); -0,43(17)	-0,43
5024,842	38	-0,60(2); -0,61(8); -0,58(12); -0,53(13); -0,62(17)	-0,60
5025,570	173	+0,08(17)	+0,08
5035,908	110	+0,13(8); +0,33(17)	+0,19
5036,468	110	+0,13(3); +0,02(8); +0,04(17)	+0,13
5038,400	110	+0,01(3); -0,08(8); +0,01(15); -0,03(17)	+0,01
5039,959	5	-1,14(4); -1,07(8); -1,17(15); -1,02(17)	-1,14
5040,642	38	-1,76(12); -1,70(13); -1,77(17)	-1,74
5043,578	38	-1,74(12); -1,67(13); -1,70(17)	-1,70
5044,27		-0,91(17)	-0,91
5045,400	38	-2,02(12); -1,95(13); -1,94(17)	-1,98
5048,208	199	-1,09(17)	-1,09
5052,879	199	-0,35(9); -0,50(14); -0,29(17)	-0,33
5054,070	294	-0,71(17)	-0,71
5062,112	199	-0,46(3); -0,50(9); -0,30(17)	-0,46
5064,068	294	-0,41(17)	-0,41
5064,654	5	-0,99(1); -0,98(4); -1,03(5); -0,92(6); -0,95(8); -1,03(9); -0,84(15); -0,83(17)	-0,99
5065,985	110	-1,07(17)	-1,07
5068,332	294	-0,26(14); -0,45(17)	-0,32
5069,351	199	-0,58(17)	-0,58
5070,48		-0,87(17)	-0,87
5071,47	110	-1,06(3); -0,54(14)	-1,06
5085,333	109	-2,89(17)	-2,89
5087,055	109	-1,02(9); -0,91(17)	-0,99
5103,15		-0,94(17)	-0,94
5109,427	109	-1,39(17)	-1,39
5113,448	109	-0,78(3); -0,65(8); -0,81(9); -0,80(15); +0,16(17)	-0,78
5120,420	288	+0,30(9); +0,12(14); +0,30(15); +0,39(17)	+0,27
5145,465	109	-0,57(3); -0,44(8); -0,71(9); -0,51(17)	-0,57
5147,483	4	-2,01(1); -2,00(4); -2,03(8); -2,04(9); -2,01(17)	-2,01
5152,105	4	-2,02(1); -2,03(4); -2,04(8); -2,04(9); -2,04(17)	-2,02
5173,742	4	-1,12(1); -1,13(4); -1,05(5); -1,13(6); -1,07(8); -1,13(9); -0,72(15); -1,13(17)	-1,12
5186,329	183	-0,94(17)	-0,94
5189,61	215	-0,99(17)	-0,99
5192,971	4	-1,01(1); -1,03(4); -0,95(5); -1,08(6); -0,95(8); -1,00(9); -1,01(17)	-1,01
5194,043	183	-0,55(17)	-0,55

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

Длина волны λ , А	Номер мультиплетта	Величины $\lg gf$, определенные разными авторами	Принятое значение $\lg gf$
5201,096	183	-0,75(3); -0,69(3); -0,71(17)	-0,75
5206,059	276	+0,79(8); -0,06(17)	+0,79
5207,852	183	-0,63(13)	-0,63
5210,386	4	-0,88(1); -0,91(4); -0,86(5); -0,89(6); -0,82(8); -0,90(9); -0,98(17)	-0,88
5212,271	215	-0,55(17)	-0,55
5219,697	4	-2,29(1); -2,34(4); -2,31(8); -2,16(9); -1,89(15); -2,05(17)	-2,29
5222,685	183	-0,62(3); -0,51(17)	-0,62
5223,623	183	-0,56(3); -0,60(17)	-0,56
5224,301	183	-0,03(17)	-0,03
5224,558	183	-0,49(17)	-0,49
5224,928	183	-0,16(17)	-0,16
5238,560	37	-1,73(8); -1,58(17)	-1,68
5246,143	282	-0,97(17)	-0,97
5246,574	37	-1,98(8); -2,05(17)	-2,00
5247,293	183	-0,73(3); -0,63(17)	-0,73
5250,95	37	-2,14(8); -2,62(17)	-2,30
5252,185	4	-2,45(1); -2,43(4); -2,52(8); -2,41(17)	-2,45
5255,811	183	-0,64(9); -0,63(17)	-0,64
5259,976	298	-0,27(9); -0,25(14); -0,25(17)	-0,27
5263,483	183	-0,79(17)	-0,79
5265,967	156	-0,27(8); -0,54(9); -0,47(17)	-0,42
5266,49	36	-4,19(13)	-4,19
5282,378	74	-1,62(8); -2,03(17)	-1,76
5283,441	156	-0,34(8); -0,50(17)	-0,39
5284,380	74	-1,78(8); -2,11(17)	-1,89
5289,28	36	-2,92(13); -2,99(15)	-2,96
5295,781	74	-1,41(8); -1,57(17)	-1,52
5297,236	156	-0,38(8); -0,65(17)	-0,47
5298,429	281	-0,35(17)	-0,35
5323,958	36	-3,21(13); -2,92(15)	-3,11
5328,72		-2,05(13)	-2,05
5338,326	35	-1,94(13); -2,89(15)	-1,94
5340,68	36	-3,26(13)	-3,26
5341,50	316	+0,49(17)	+0,49
5351,072	300	-0,16(9); -0,10(17)	-0,14
5361,724	35	-3,13(6); -3,22(13); -2,74(15)	-3,13
5366,651	35	-2,63(6); -2,18(8); -2,69(13); -2,23(15); -2,54(17)	-2,63
5384,634	35	-2,89(13); -5,16(15); -2,30(17)	-2,75
5389,180	35	-2,21(6); -2,26(8); -2,26(13); -1,81(15); -2,16(17)	-2,21
5389,996	155	-1,09(17)	-1,09
5396,600	3	-3,18(4); -3,11(8); -3,02(17)	-3,18
5397,093	155	-0,83(17)	-0,83
5401,32	35	-2,90(6); -3,14(13); -2,51(15)	-2,90
5404,023	259	-0,90(17)	-0,90
5408,940	3	-3,84(1); -3,47(4); -3,62(8)	-3,84
5409,609	155	-0,81(9); -0,67(17)	-0,76
5426,256	3	-3,01(1); -3,03(4); -2,79(8); -3,07(17)	-3,01
5429,139	259	-0,66(9); -0,43(14); -0,45(17)	-0,53
5436,703	51	-2,65(6); -2,56(13); -2,26(15); -2,45(17)	-2,65

Таблица 2 (продолжение)

Длина волны λ , Å	Номер мультиплета	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами	Принятое значение $\lg gf$
5438,310	108	-2,23(17)	-2,23
5446,593	3	-3,32(4); -3,20(8)	-3,32
5446,593	259	-0,83(17)	-0,83
5448,882	259	-1,00(17)	-1,00
5449,155	107	-2,07(17)	-2,07
5453,646	108	-1,78(17)	-1,78
5460,502	3	-2,89(4); -2,63(8); -2,88(17)	-2,89
5471,198	106	-1,35(17);	-1,35
5472,696	107	-1,78(17)	-1,78
5473,517	259	-0,83(17)	-0,83
5474,228	108	-1,12(8); -1,27(17)	-1,17
5474,449	259	-0,98(17)	-0,98
5477,695	265	-0,22(9); -0,18(17)	-0,21
5481,426	265	-0,24(17)	-0,24
5481,862	106	-1,12(8); -1,36(17)	-1,12
5488,210	265	-0,48(9); -0,38(17)	-0,45
5490,151	107	-0,93(3); -0,79(8); -0,94(17)	-0,93
5490,840	3	-3,42(4); -3,20(8); -3,31(17)	-3,42
5497,92	51	-2,93(13)	-2,93
5503,897	287	-0,33(9); -2,95(13); +0,03(14); -0,10(17)	-0,14
5511,795	108	-1,69(17)	-1,69
5512,529	106	-0,35(8); -0,54(15); -0,51(17)	-0,46
5514,350	106	-0,46(8); -0,19(9); -0,63(17)	-0,39
5514,536	106	-0,34(8); -0,19(9); -0,56(17)	-0,32
5530,49		-0,09(17)	-0,09
5562,74		-2,95(13)	-2,95
5565,476	229	-0,36(9); -0,49(15); -0,40(17)	-0,42
5600,05		-3,43(13)	-3,43
5644,137	240	+0,18(8); -0,09(9); -0,01(17)	+0,06
5648,570	269	-0,39(9); -0,39(17)	-0,39
5662,154	249	-0,11(3); -0,10(17)	-0,11
5662,891	269	-0,39(17)	-0,39
5673,42		-0,47(17)	-0,47
5675,413	249	-0,29(9); -0,06(14); -0,28(17)	-0,20
5679,908	269	-0,90(17)	-0,90
5689,465	249	-0,47(3); -0,53(9); -0,44(17)	-0,47
5702,666	249	-0,69(9); -0,58(17)	-0,65
5708,199	249	-0,98(17)	-0,98
5711,852	249	-0,04(17)	-0,04
5713,895	249	-0,94(17)	-0,94
5715,123	228	-0,48(17)	-0,48
5716,450	249	-0,75(17)	-0,75
5720,445	249	-1,09(17)	-1,09
5739,464	228	0,00(14); -0,55(17)	-0,18
5739,975	228	0,00(14); -0,98(17)	-0,33
5741,192	280	-1,16(17)	-1,16
5752,89	214	-1,35(17)	-1,35
5756,45	228	-1,39(17)	-1,39
5762,295	309	+0,39(14); -0,04(17)	+0,25
5766,330	309	+0,34(14); -0,10(17)	+0,26
5774,037	309	+0,47(14); +0,25(17)	+0,40
5780,778	214	-1,08(17)	-1,08
5785,67	309	+0,31(14)	+0,31

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

Длина волны λ , Å	Номер мультиплета	Величины $\lg gf$, определенные различными авторами	Принятое значение $\lg gf$
5785,979	309	+0,29(14); +0,26(17)	+0,28
5804,265	309	+0,13(14); +0,20(17)	+0,17
5812,827	309	-0,33(14)	-0,33
5823,679	239	-0,96(17)	-0,96
5832,470	309	-0,23(14)	-0,23
5866,453	72	-0,84(2); -0,80(6); -0,82(8); -0,85(13); -0,64(15); -1,15(17)	-0,84
5903,317	71	-1,96(17)	-1,96
5918,548	71	-1,54(6); -1,54(8); -1,52(17)	-1,54
5922,112	72	-1,47(2); -1,37(8); -1,41(13); -1,41(17)	-1,47
5937,806	72	-1,94(6); -1,99(13); -1,48(15); -1,74(17)	-1,94
5941,755	72	-1,44(8); -2,40(13); -1,51(17)	-1,46
5953,162	154	-0,33(3); -0,27(8); -0,34(15); -0,25(17)	-0,33
5965,828	154	-0,41(3); -0,31(8); -0,29(15); -0,43(17)	-0,41
5978,543	154	-0,50(3); -0,38(8); -0,61(15); -0,29(17)	-0,50
5999,003	198	+0,08(17)	+0,08
5999,668		-0,68(17)	-0,68
6013,42		-3,18(13)	-3,18
6017,00		-3,73(13)	-3,73
6064,631	69	-1,76(8); -1,51(17)	-1,68
6085,228	69	-1,37(8); -1,44(17)	-1,39
6091,175	238	-0,42(3); -0,28(17)	-0,42
6092,814	153	-1,38(3); -1,24(17)	-1,38
6098,655	304	-0,12(14); -0,15(17)	-0,13
6121,008	153	-1,33(17)	-1,33
6126,217	69	-1,38(8); -1,40(17)	-1,35
6138,38	197	-1,37(17)	-1,37
6146,225	153	-1,38(17)	-1,38
6149,743	197	-1,29(17)	-1,29
6186,14	197	-0,96(17)	-0,96
6215,212	293	-0,41(14); +0,05(17)	-0,24
6220,460	293	-0,30(14); -0,08(17)	-0,23
6221,41	293	-0,66(14); -0,16(17)	-0,49
6258,103	104	-0,36(3); -0,44(8); -0,28(12); -0,38(13); -0,33(17)	-0,36
6258,706	104	-0,33(8); -0,18(12); -0,32(13); -0,24(15); -0,32(17)	-0,27
6261,101	104	-0,48(3); -0,52(8); -0,59(13); -0,38(15); -0,45(17)	-0,48
6303,754	104	-1,57(3); -1,68(13); -1,60(15); -1,28(17)	-1,57
6312,240	104	-1,55(3); -1,50(14); -1,35(17)	-1,55
6318,027	103	-1,89(17)	-1,89
6336,104	103	-1,74(3); -1,70(17)	-1,73
6358,66		-2,59(13)	-2,59
6366,354	103	-1,57(17)	-1,57
6395,47		-2,73(13)	-2,73
6419,15	196	-1,50(17)	-1,50
6497,689	102	-1,94(17)	-1,94
6499,92		-4,19(13)	-4,19
6508,135	102	-1,89(17)	-1,89
6546,276	102	-1,19(8); -1,38(17)	-1,25
6554,226	102	-1,22(3); -1,19(8); -1,26(17)	-1,22
6556,066	102	-1,07(3); -1,08(8); -2,15(17)	-1,07

Таблица 2 (продолжение)

Длина волны λ , Å	Номер мультиплета	Величины $\lg gf$, определенные разными авторами	Принятое значение $\lg gf$
6575,18	286	+0,31(14); -0,94(17)	-0,11
6599,112	49	-2,05(8); -2,04(17)	-2,05
6650,38		-2,90(13)	-2,90
6657,03		-2,56(13)	-2,56
6666,548	101	-1,67(13); -2,04(15); -1,87(17)	-1,86
6677,25	274	-0,86(17)	-0,86
6716,679	273	-0,66(17)	-0,66
6743,124	48	-1,55(8); -1,67(17)	-1,59
6745,56	226	-1,01(17)	-1,01
6861,47		-0,69(17)	-0,69
6873,92		-1,12(17)	-1,12
6913,19		-0,96(17)	-0,96
6933,15		-0,48(17)	-0,48
6943,70		-0,43(17)	-0,43
6996,63	256	-0,94(17)	-0,94
7004,60	256	-1,18(17)	-1,18
7008,35	256	-1,22(17)	-1,22
7010,94	256	-1,22(17)	-1,22
7035,86	307	-0,45(17)	-0,45
7038,80	256	-0,63(17)	-0,63
7050,65	256	-1,21(17)	-1,21
7069,11	307	-0,12(17)	-0,12
7084,25	99	-3,32(6); -3,29(13)	-3,32
7138,91,	99	-1,61(6); -1,73(13); -1,21(15); -1,75(17)	-1,61
7188,55	99	-1,87(6); -1,81(13); -1,10(15)	-1,87
7189,89	285	-0,22(17)	-0,22
7209,44	99	-0,57(6); -0,51(13); -0,16(15); -0,44(17)	-0,57
7216,20	98	-1,29(17)	-1,29
7244,86	99	-0,97(6); -0,77(13); -0,58(15); -0,86(17)	-0,97
7251,74	99	-0,80(13); -0,88(17)	-0,82
7266,29	143	-1,67(17)	-1,67
7271,41	97	-2,34(6); -2,38(13); -1,95(15)	-2,34
7299,67	97	-2,01(6); -2,07(13); -1,61(15)	-2,01
7315,56		-1,39(17)	-1,39
7318,39	212	-1,00(17)	-1,00
7344,72	97	-1,04(6); -1,05(13); -0,64(15); -0,91(17)	-1,04
7352,16	272	-1,26(17)	-1,26
7357,74	97	-1,12(3); -1,06(6); -1,23(13); -0,66(15); -1,10(17)	-1,12
7364,11	97	-1,21(6); -1,33(13); -0,81(15); -1,35(17)	-1,21
7423,17	97	-2,79(6)	-2,79
7440,60	225	-1,04(17)	-1,04
7474,94	142	-2,12(17)	-2,12
7489,61	225	-1,04(17)	-1,04
7496,12	225	-1,24(17)	-1,24
7580,55	211	-1,53(17)	-1,53
7614,50	211	-1,39(17)	-1,39
7654,44	211	-1,16(17)	-1,16
7938,53	151	-2,48(13)	-2,48
7949,17	125	-1,35(6); -1,85(17)	-1,35
7961,58	308	-0,17(17)	-0,17
7978,88	151	-0,97(13); -1,42(15); -1,07(17)	-1,17
7978,88	308	-0,77(17)	-0,77

Т а б л и ц а 2 (окончание)

Длина волны λ , Å	Номер мультиплетта	Величины $\lg gf$, определенные разными авторами	Принятое значение $\lg gf$
7996,53	308	-0,10(17)	-0,10
8024,84	151	-1,19(13); -1,14(17)	-1,17
8066,05	151	-2,60(13)	-2,60
8068,24	151	-1,34(13); -1,00(15)	-1,17
8100,1		-2,59(13)	-2,59
8306,31		-0,54(17)	-0,54
8307,41	33	-2,86(17)	-2,86
8311,76		-0,82(17)	-0,82
8312,85		-0,88(17)	-0,88
8334,37	33	-3,20(17)	-3,20
8353,15	33	-3,13(17)	-3,13
8364,24	33	-2,16(17)	-2,16
8377,90	33	-2,03(17)	-2,03
8382,54	33	-2,04(17)	-2,04
8382,82	33	-2,38(17)	-2,38
8396,93	33	-2,22(17)	-2,22
8412,36	33	-1,94(17)	-1,94
8416,97	224	-1,61(17)	-1,61
8424,41	182	-1,88(17)	-1,88
8426,50	33	-1,25(2); -1,76(17)	-1,25
8434,98	33	-1,14(17)	-1,14
8435,68	33	-1,02(2); -1,56(17)	-1,02
8438,93	224	-1,19(17)	-1,19
8450,89	224	-1,21(17)	-1,21
8457,10	141	-2,55(17)	-2,55
8467,15	182	-1,77(17)	-1,77
8468,46	150	-1,51(17)	-1,51
8496,03	209	-1,80(17)	-1,80
8518,05	182	-1,80(17)	-1,80
8518,37	150	-1,64(17)	-1,64
8539,36	209	-1,90(17)	-1,90
8548,07	150	-1,65(17)	-1,65
8569,72	209	-2,18(17)	-2,18
8598,18	236	-2,17(17)	-2,17
8675,38	68	-2,10(17)	-2,10
8682,99	68	-2,51(17)	-2,51
8692,34	68	-2,87(17)	-2,87
8734,70	68	-3,04(17)	-3,04
8766,64	68	-2,93(17)	-2,93
8778,66	140	-2,53(17)	-2,53

Процедура установления приоритета и выведения принятых значений gf была следующей.

1. Оксфордские данные [2–4] были взяты в первую очередь без изменений.
2. Данные Смита, Кюне [7], Островского, Парчевского, Пенкина [8], Кюне, Данцманна, Кока [9], Морозовой, Старцева [10], Кинга и Кинга [11].
3. Данные, имеющие сравнительно высокую точность, – Волника, Бертеля [12], Белла, Калмана, Таббса [5] и др.
4. Несколько менее точные данные Клемта [16], Хефферлина и др. [17], Тату-ма [18].
5. Обширные измерения Меггерса, Корлисса и Скрибнера [19].

Таблица 3

№ п/п	Автор	Модель	Число линий	I_{ge}	Число линий	I_{ge}
1	Хольвегер (1967) [25]	Хольвегер (1967) [25]	—	—	29	4,97
2	Гривесс (1970) [26]	Элсте, ВСА, Хейнтзе (см. [26])	17	4,58	12	5,06
3	Бимо (1974) [27]	HSRA [28]	48	4,88	25	4,99
4	Бимо (1976) [29]	HSRA	29	4,82	11	5,24*
		HOLMU	29	4,94		5,36*
5	Эллис (1976) [30]	HSRA	8	4,82	8	4,92
6	Валлинг, Скало, Тестерман (1977) [15]	Хольвегер (1967)	25	5,05	24	5,10
		HSRA		4,97		5,02
		Пейтерман (1970) (см. [15])		5,00		5,05
		Элсте [31]		4,94		4,99
		HSRA	16	4,98	16	5,03**
7	Гехлсен и др. (1978) [22]	HOLMU	13	4,94	13	5,01
		HSRA	13	4,86	13	4,93
8	Гуртовенко, Федорченко, Шеминова (1981) [32]		38	4,95	38	5,04
9	Блеквелл и др. (1982) [33]	HOLMU			7	5,08
		VAL			7	4,90
10	Бабий, Рыкалюк (1983) [34]	HSRA	26	4,80	26	4,84
		VAL	26	4,80	26	4,84
		HOLMU	26	4,83	29	4,87
11	Мартин (1984) [35]	HOLMU			8	5,08**
12	Блеквелл и др. (1987) [21]***	HOLMU				5,093(A)
		MARS (см. [21])				5,070(B)
						4,972(A)
						4,972(B)

*По линиям с длиной волны меньше 8518 Å.

**По профилям линий.

***(A) — интенсивности для центра диска; (B) — для потоков.

В первых двух столбцах табл. 2 помещены: длина волны линии λ и номер мультиплета n (для линий с длиной волны $\lambda > 2950 \text{ \AA}$ — согласно [20], а для линий с λ меньше указанной — согласно соответствующим источникам измерений). В третьем столбце приведены исправленные данные различных авторов с указанием (в скобках) номера по табл. 1, а в последнем — принятое значение. Как правило, при выведении принятых значений gf мы принимали среднее для наиболее приоритетной группы. Но, за исключением группы 1 и 2, на окончательную величину принятого значения в ряде случаев оказывали влияние и данные более низких приоритетных групп в зависимости от числа данных в каждой группе и разброса данных. Отметим, что при этом данным [19] придавался половинный вес. Такой подход, как показал опыт создания каталога сил осцилляторов линий Fe I [1], уменьшает опасность ухудшить точность хороших измерений. Так как табл. 2 содержит редуцированные величины gf отдельно для каждой линии и каждого литературного источника, читатель имеет возможность получить принятые значения другим способом.

Напомним, что при составлении табл. 2 все опубликованные измерения мы привели в оксфордскую систему [2–4], абсолютная шкала которой опирается на абсолютные измерения [5, 6]. Используя данные о временах жизни τ 13 уровней [6], нуль-пункт оксфордских данных был установлен по линии Ti I λ 3948,67 Å. Согласно сопоставлениям, приведенным оксфордской группой в [4], точность абсолютной шкалы [2–4] составляет в этом случае 0,033 dex, или 8%. Аналогичная привязка по этой же линии к данным [5] дает точность 0,039 dex, или 9,4%. Таким образом, можно заключить,

что точность абсолютной шкалы системы сил осцилляторов линий TiI составляет величину порядка 10%, что сопоставимо с внутренней точностью измерений [5, 6].

Используя приведенные в каталоге значения gf -величин, мы рассмотрели опубликованные результаты определений содержания титана в атмосфере Солнца. Среди всех статей, посвященных задаче определения содержания титана $\lg\epsilon(\text{Ti})$ на Солнце (обзор этих статей можно найти, например, в [21, 22]), наше внимание в первую очередь привлекали те статьи, в которых анализ был выполнен методом моделей атмосфер с привлечением наиболее современных моделей, например HOLMU [23], VAL [24] и др.

Результаты переопределений содержания титана в атмосфере Солнца собраны в табл. 3. В ней соответственно указаны: авторы оригинального исследования, используемая ими при расчетах модель солнечной атмосферы, число используемых линий и содержания титана согласно оригинальной работе, число линий, по которым проводилось исправление, исправленное содержание титана.

Кратко обсудим основные причины расхождений результатов определений содержания титана, оставшиеся после устранения различий, связанных с силами осцилляторов.

Наши исправленные данные, как правило, основаны на результатах, полученных по слабым линиям. Такой подход, как показали предыдущие исследования [1, 21] и др., существенно уменьшает неопределенности, связанные с учетом турбулентной скорости и затухания.

Рассмотрение табл. 3 позволяет отметить, что различия, вносимые применением разных моделей атмосфер, достаточно велики — порядка 0,1 dex. Кроме того, в ряде исследований авторы используют линии с эквивалентными ширинами менее 10 мÅ, наши оценки показали, что для таких слабых линий отклонения между различными измерениями эквивалентных ширин могут достигать 0,10–0,15 dex (см., например, [15]). При анализе линий TiI с потенциалами возбуждения нижнего уровня от 0,0 до 2,3 эВ Блеквелл и др. [21] отметили, что группа линий с потенциалами $E_l \sim 0,89$ эВ систематически дает более высокое содержание титана по сравнению с другими группами линий.

На основании табл. 3 следует, что рекомендуемое значение содержания титана $\lg\epsilon(\text{Ti})$ в атмосфере Солнца, определяемое по линиям нейтрального титана по модели HOLMU с наиболее надежно определенными значениями сил осцилляторов (оксфордская группа), находится в пределах 5,07–5,09 с погрешностью 0,04 dex.

Авторы благодарят Е.А. Лиморенко за большую помощь в оформлении таблиц.

Декабрь 1988 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боярчук А.А., Саванов И.С. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1985. Т. 70. С. 57–128.
2. Blackwell D.E., Petford A.D., Shallis M.I., Leggett S. // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1982. Vol. 199. P. 33–36.
3. Blackwell D.E., Menon S.R.L., Petford A.D., Shallis M.I. // Ibid. 1982. Vol. 201. P. 611–617.
4. Blackwell D.E., Booth A.J., Menon S.R.L., Petford A.D. // Ibid. 1986. Vol. 220. P. 289–302.
5. Bell G.D., Kalman L.B., Tubbs E.F. // Astrophys. J. 1975. Vol. 200. P. 520–523.
6. Roberts J.R., Andersen T., Sorensen G. // Ibid. 1973. Vol. 181. P. 567–586.
7. Smith P.L., Kühne M. // Proc. Roy. Soc. A. 1978. Vol. 362. P. 263–279.
8. Островский Ю.И., Парчевский Т.Ф., Пенкин Н.П. // Оптика и спектроскопия. 1956. Т. 1, вып. 7. С. 821–832.
9. Kühne M., Danzman K., Kock M. // Astron. and Astrophys. 1978. Vol. 64. P. 111–113.
10. Морозова Н.Г., Старцев Г.И. // Оптика и спектроскопия. 1964. Т. 17, вып. 3. С. 327–332.
11. King R.B., King A.S. // Astrophys. J. 1938. Vol. 87. P. 24–39.
12. Wolnic S.J., Berthel R.O. // Ibid. 1973. Vol. 179. P. 665–670.
13. Roberts J.R., Voigt P.A., Czernichowski A. // Ibid. 1975. Vol. 197. P. 791.
14. Holys S.A., Fuhr J.R. // Astron. and Astrophys. 1980. Vol. 90. P. 14–17.
15. Whaling W., Scalo J.M., Testerman L. // Astrophys. J. 1977. Vol. 212. P. 581–590.
16. Klemt M. // Astron. and Astrophys. 1973. Vol. 29. P. 419.
17. Hefferlin R., Cobb B., Hall D., Lehman Ch. // Astrophys. J. 1960. Vol. 132. P. 259–263.
18. Tatum J.B. // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1961. Vol. 122. P. 311–324.

19. *Meggers W.F., Corliss C.H., Scribner B.F.* Tables of spectral line intensities. 1975. 387 p. (NBS Monogr.; N 145).
20. *Moore Ch.E.* A multiple table of astrophysical interest: NBS Tech. Note. Wash. (D.C.), 1959. N 36. 206 p.
21. *Blackwell D.E., Booth A.J., Menon S.R.L., Petford A.D.* // *Astron. and Astrophys.* 1987. Vol. 180. P. 229–240.
22. *Gehlsen M., Holweger H., Danzman K., Kock M., Kühne M.* // *Ibid.* 1978. Vol. 64. P. 285.
23. *Holweger H., Müller E.A.* // *Solar Phys.* 1974. Vol. 39. P. 19–30.
24. *Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R.* // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1976. Vol. 30. P. 1–60.
25. *Holweger H.* // *Ztschr. Astrophys.* 1967. Bd. 65. S. 365.
26. *Grevesse N.* // *Acad. Roy. Belg.* 1970. Vol. 39. P. 1.
27. *Biemont E.* // *Solar Phys.* 1974. Vol. 38. P. 15.
28. *Gingerich O., Noyes R.W., Kalkofen W., Cuny J.* // *Ibid.* 1971. Vol. 18. P. 347.
29. *Biemont E.* // *Astrophys. Lett.* 1976. Vol. 17. P. 127.
30. *Ellis R.S.* // *Solar Phys.* 1976. Vol. 50. P. 261.
31. *Elste G.H.E.* // *Astrophys. J.* 1967. Vol. 148. P. 857.
32. *Гуртовенко Э.А., Федорченко Г.Л., Шеминова В.А.* // *Астрометрия и астрофизика.* 1981. Вып. 43. С. 59.
33. *Blackwell D.E., Shallis M.J., Simmons S.J.* // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1982. Vol. 199. P. 37.
34. *Бабий Б.Т., Рыкалюк Р.Е.* // *Солнеч. данные.* 1983. № 5. № 5. С. 84.
35. *Martin P.* // *Astron. and Astrophys.* 1984. Vol. 135. P. 309.

УДК 523.98

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ И ПЕТЕЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА СОЛНЦЕ

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

На основании наблюдений вектора магнитного поля по линии $\lambda 5250$ Å FeI и H_{α} -снимков двух активных областей проведено изучение петельных структур магнитного поля и связи электрических токов с магнитными полями.

Установлено, что значительная по напряженности часть фотосферного поперечного поля активной области обусловлена электрическими токами, протекающими в фотосфере.

Ориентация подавляющего большинства волоконных структур в H_{α} не совпадает с проекциями на картинную плоскость силовых линий магнитного поля, вычисленного в потенциальном приближении по вертикальной составляющей H_z . Те немногие волокна, которые совпадают с проекциями силовых линий, образуют три системы различающихся по высоте петельных структур. Число этих волокон зависит от характера эволюции активной области. Сделано заключение, что в верхней хромосфере и прилегающей к ней короне текут электрические токи. Коэффициент самоиндукции единицы длины токовой петли составляет 0,1–0,4, и величина его больше там, где выше напряженность поперечного поля.

Запас энергии, заключенной в магнитном поле локальных токов, исключительно велик и достаточен, чтобы обеспечить энерговыделение самой мощной вспышки.

ELECTRIC CURRENTS AND MAGNETIC FIELD LOOP STRUCTURES OF ACTIVE REGIONS ON THE SUN by *V.I. Abramenko, S.I. Gopasyuk and M.B. Ogir'.* Both magnetic field loop structures and connection between electric currents and magnetic fields were studied on the basis of observational data for magnetic field vector in $\lambda 5250$ Å FeI-line and H_{α} -pictures of two active regions.

It is established that considerable part of photospheric transverse magnetic field depends on photospheric electric currents.

In most cases the H_{α} -structure orientations do not coincide with projections of magnetic field lines calculated in the potential field approximation.

Those few filaments that coincide with line projections, form three loop structure systems differing in height. The number of such filaments varies in the course of the active region evolution.

It is concluded that the electric currents flow in upper chromosphere and corona. Self-inductance of length unit of current filament is about 0,1–0,4 and it appears to be greater where the transverse magnetic field is stronger.

The magnetic energy stored in local currents is extremely high and sufficient to produce the most powerful flare.

1. Введение

Наиболее достоверная информация о структуре магнитного поля активной области (АО) имеется только для фотосферы. Она получается из данных наблюдений полного вектора поля и позволяет доказать посредством прямых вычислений присутствие электрических токов в фотосфере [1, 2]. Что касается структуры поля в более высоких слоях, особенно в короне, то представление о ней основывается главным образом на экстраполяции фотосферных наблюдений в предположении потенциальной или бессиловой моделей. Очень важные сведения о структуре поля в короне были получены на основе наблюдений с высоким разрешением в мягком рентгене на *Skylab*. Сравнение их с расчетами структуры поля в потенциальном приближении по составляющей поля вдоль луча зрения H_{\parallel} показало неплохое соответствие [3, 4]. Это дало повод для заключения о том, что поле в короне потенциальное. Однако не всегда имеет место соответствие петельных образований, наблюдаемых в мягком рентгене, и вычисленных в потенциальном приближении магнитных структур [5]. Наряду с этим по наблюдениям в радиодиапазоне имеются указания на то, что в некоторых местах над АО в короне должны течь электрические токи [6–9]. Установление структуры магнитного поля в короне исключительно важно для понимания всех нестационарных процессов в АО.

Ранее нами изучалась связь тока с магнитным полем в фотосфере и было установлено, что чем слабее магнитное поле, тем оно более токовое, т.е. менее потенциальное [10]. Здесь мы продолжаем изучение связи магнитного поля с током, а также исследуем свойства магнитных структур АО на основании изучения электрических токов, магнитных полей и сравнения H_{α} -структур со структурами поля, вычисленного в потенциальном приближении по H_z -составляющей.

2. Данные наблюдений, их обработка

Эти исследования мы проводили на основании наблюдений полного вектора магнитного поля и H_{α} -снимков двух АО: 8–14.06.1969 г. и 21–26.10.1968 г. Измерения полного вектора магнитного поля были проведены по линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ FeI. Подробное описание наблюдательного материала и метода его обработки изложены в [11–13]. H_{α} -снимки хромосферы АО были получены с ИПФ-полосой пропускания $0,5 \text{ \AA}$.

По H_z -компоненте была вычислена структура магнитного поля в потенциальном приближении по сетке, соответствующей разрешению магнитограммы ($3''35 \times 6''70$). Методика и точность вычисления потенциального поля изложены в [14, 15]. Интегрирование уравнений силовых линий проводилось методом Рунге–Кутты. Точность расчетов проверялась на моделях силовых линий линейного тока и диполя. Погрешность в определении максимальной высоты силовых линий не превосходила 2%, погрешность в вычислении координат точки входа силовой линии в фотосферу составляла примерно 0,5% ширины ячейки сетки ($3''35$). Для реальных полей со сложной структурой вторая погрешность может значительно увеличиться (до 50% ширины ячейки сетки). Вычисление каждой силовой линии независимо от ее направления, как правило, начиналось в узле сетки $13''4 \times 13''4$, равномерно покрывавшей всю АО. Иногда в наиболее важных местах начало силовых линий бралось и вне узлов сетки. Силовые линии были представлены в пространстве и в проекции на картинную плоскость.

По наблюдениям поперечной составляющей магнитного поля проводились вычисления вертикальной составляющей электрического тока j_z [14].

По лучшим H_{α} -снимкам, полученным в пределах времени записи поля, на каждый день были сделаны зарисовки H_{α} -волокон. С целью уменьшения влияния эффектов проекции здесь мы взяли только наблюдения 8–12.06.1969 г., когда АО находилась достаточно близко к центральному меридиану. В дни, когда вторая АО 21–26.10.1968 г. находилась у центрального меридиана, системы H_{α} -волокон располагались вне магнитограмм, а тонкоструктурные волокна в пределах магнитограмм плохо выявлялись из-за протяженных флоккульных полей. Поэтому не было возможности использовать вто-

рую АО для сравнения H_α -структур с силовыми линиями поля, вычисленного в потенциальном приближении по H_z -компоненте.

Зарисовки H_α -волокон совмещались с картами проекций силовых линий на картинную плоскость. В дальнейшем проводилось изучение тех силовых линий, ориентация проекций которых совпадала с H_α -структурами. Иногда проекции разных по высоте и длине силовых линий были очень близки между собой по ориентации и местоположению. В тех случаях, когда это направление вырисовывалось и волокном, мы относили его к той линии, проекция которой была длиннее волокна.

Всего за пять дней наблюдений АО 08—12.06.1969 г. мы отождествили 106 волокон, из которых для 47 силовые линии замыкались в пределах магнитограммы. Следует отметить, что это очень небольшая часть всех H_α -волокон, наблюдавшихся в АО за эти пять дней.

3. Результаты

Примеры карт проекций силовых линий и H_α -волокон приведены на рис. 1, а, б. Результаты совмещений по всем дням показали, что наилучшее совпадение H_α -волокон с проекциями силовых линий имело место лишь 8.06.1969 г. И то в этот день только 12% проекций силовых линий сетки совпало с направлением волокон. В 88% случаев либо не было волокон вблизи линий, либо проекции линий и волокон составляли значительный угол (рис. 1, а). Соответствие ориентаций проекций силовых линий и волокон наблюдалось как в центральной части АО, так и на ее периферии. Именно в этот день (8.06.1969 г.), согласно нашим исследованиям [16], в АО преобладали токи, обусловленные изменением длины вектора поперечного поля, т.е. доминировали процессы деформации силовых линий вдоль их ориентации. В последующие дни зона совпадения смещалась к периферии АО, соответствие ухудшалось, и к 12.06.1969 г. оно составило всего лишь 3% от общего числа линий сетки. Это хорошо видно на рис. 1, б. Ухудшение соответствия всецело было связано с эволюцией АО.

С переходом от 8.06 к 12.06.1969 г. все больше становился ток, обусловленный поворотом вектора поперечного поля [16]. Глобальные вихри, существовавшие в лидирующей и хвостовой частях АО [17], приводили со временем к усилению закрученности силовых линий (рис. 1, б). Как следствие этого процесса при наличии вмороженности структура наблюдаемого поля, вычерчиваемая H_α -волоконцами, претерпела сильные изменения. В то же время структура потенциального поля, определяемая главным образом относительным расположением пятен на момент вычислений, имела существенно другой характер изменений от дня ко дню (см. рис. 1). В результате соответствие волоконной структуры с проекциями силовых линий поля ухудшалось главным образом в центральной части АО и сохранялось только на периферии АО, т.е. в тех местах, где вихревые движения плазмы отсутствовали.

Следовательно, на отклонении волоконных структур от потенциального поля более явно сказывается процесс вихревых движений плазмы, чем движений, приводящих к изменению длины вектора поперечного поля. Это и проявилось в ухудшении совпадения наблюдаемых H_α -структур с вычисленными в потенциальном приближении проекциями силовых линий. Поэтому в зависимости от того, какой характер носит эволюция АО (либо преобладают процессы, приводящие к изменению длины вектора H_\perp , либо — к повороту его), меняется степень соответствия наблюдаемых и вычисленных структур. В тех случаях, когда в АО доминируют процессы изменения длины вектора H_\perp , наш метод не дает возможности заключить, что поле в волокнах, совпавших с проекциями силовых линий, потенциальное (в них могут течь токи, обусловленные изменением длины вектора H_\perp). Однако если в АО преобладают процессы поворота вектора поперечного поля, то они сразу выявляют отличие вычисленных структур от наблюдаемых и обнаруживают наличие токов.

На основании совпадения в картинной плоскости волокон с проекциями силовых линий мы делаем предположение, что они и в пространстве соответствуют друг другу. Пе-

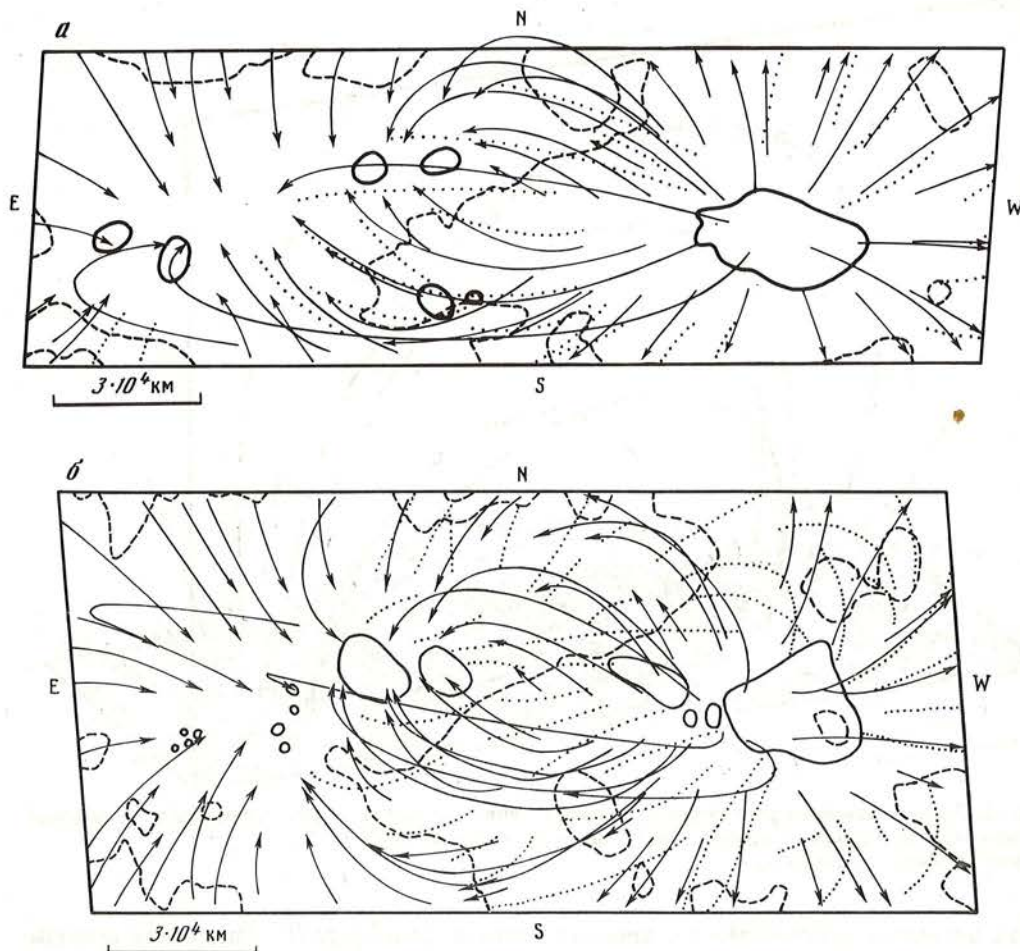


Рис. 1. Карты проекций на картинную плоскость силовых линий магнитного поля, вычисленного в потенциальном приближении по H_z -составляющей (тонкие линии со стрелками), и наиболее характерных H_α -волокон (пунктирные линии). Штриховыми линиями отмечены границы смены знака продольного поля. Жирными сплошными линиями обозначены пятна
 а — 08.06.1969 г., б — 11.06.1968 г.

Переход от проекций на плоскость к линиям в пространстве позволил нам определить пространственное расположение волокон. На рис. 2 показан пример такого отождествления силовых линий и волокон. По данным пяти дней наблюдений волокна, отождествленные с замкнутыми в пределах магнитограммы силовыми линиями (47 волокон), выявили по высоте три системы петель. Наиболее многочисленная часть волокон располагалась на высотах до 30 000 км над фотосферой. Число их составило примерно 65% от общего числа — 47 волокон. По-видимому, это наиболее вероятная высота залегания наблюдаемых H_α -структур. Действительно, когда эта АО находилась на лимбе (4.06 и 16.06.1969 г.), то в ее центральной части наблюдались протуберанцы, соответствующие этим высотам. Второй ярус волокон был сосредоточен в районе высот $\sim 50\,000$ км. Их доля соответствовала $\sim 25\%$ общего числа. Самые высокие и малочисленные петли достигали высот около 100 000 км и составляли примерно 10% общего числа. Эти три наиболее характерные системы петель видны и на рис. 2.

Положения оснований петель, отождествленных с H_α -структурами, были сопоставле-

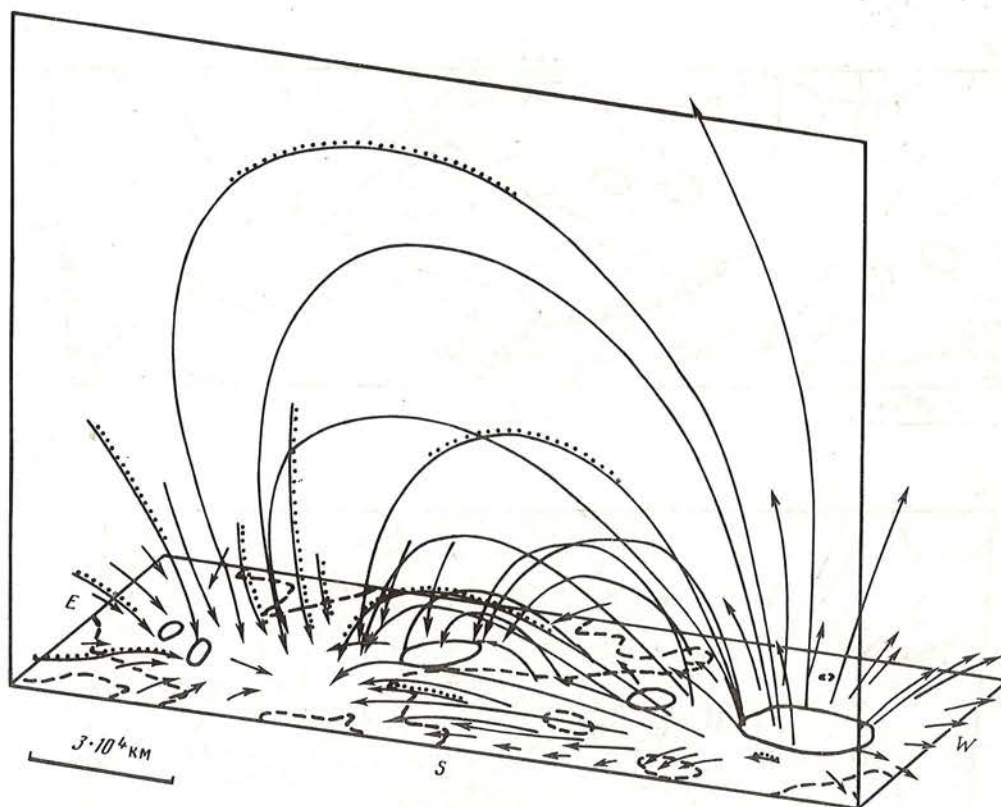


Рис. 2. Пространственное расположение силовых линий магнитного поля, вычисленного в потенциальном приближении, и отождествленных с ними H_{α} -волокон 09.06.1969 г. Обозначения те же, что на рис. 1

ны с величиной наблюдаемого поперечного поля в фотосфере H_{\perp} . Результаты приведены на рис. 3. Рисунок показывает, что оба конца петель имеют примерно одинаковое распределение по величине поперечного поля с максимумом в пределах 500–700 Гс. Распределения для 8.06.1969 г. отличаются от распределений для 9–12.06.1969 г. в основном относительным увеличением числа случаев в области слабых полей (< 500 Гс). Это обусловлено смещением зоны соответствия наблюдаемых и вычисленных структур на периферию АО, т.е. в область слабых полей. Как мы видим, в целом по всем дням основания петель, отождествленных с волокнами, приходятся на области не очень сильных поперечных полей от 250 до 1000 Гс. Низкие и короткие петли (первый ярус) относятся в основном к местам слабых полей. Второй ярус – главным образом петли из полутени, где поперечное поле ненамного сильнее продольного. Самые высокие петли (третьего яруса) опираются на те места в фотосфере, где поля довольно сильные, и продольное поле превосходит поперечное.

Положения оснований силовых линий, отождествленных с H_{α} -структурами (106 линий), были изучены в зависимости от величины и знака фотосферного тока. Результаты приведены на рис. 4. Мы видим, что подавляющее большинство оснований петель приходится на области фотосферных токов до $10\,000\text{ А/км}^2$. Следует отметить, что плотность токов в отдельных местах АО может достигать $20\,000 - 40\,000\text{ А/км}^2$. Оба распределения показывают, что доля оснований петель в местах с током, направленным вверх, больше, чем в местах с током, направленным вниз. Это пока не находит объяснения.

Как отмечалось выше, сам факт совпадения ориентации волокон с проекциями потенциальных силовых линий еще не дает никаких оснований считать поле в волокнах

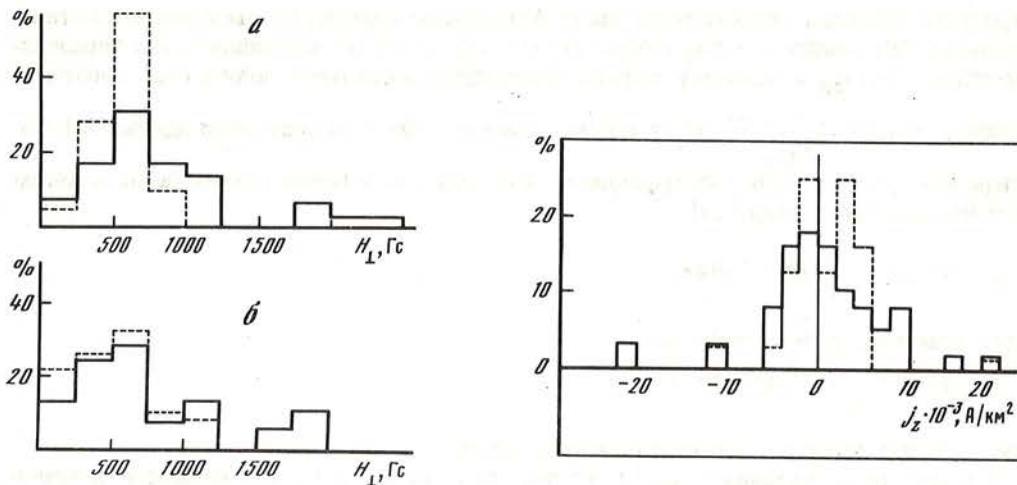


Рис. 3. Распределение оснований отождествленных с волокнами силовых линий магнитного поля, вычисленного в потенциальном приближении, в зависимости от величины наблюдаемого фотосферного поперечного поля H_{\perp} .
 а — 08.06.1969 г., б — 09–12.06.1969 г.
 Сплошная линия — для мест выхода силовых линий из-под фотосферы; $N = 29$ (а) и $N = 54$ (б); пунктирная — для мест входа линий в фотосферу; $N = 21$ (а) и $N = 49$ (б)

Рис. 4. Распределение оснований отождествленных с волокнами силовых линий магнитного поля, вычисленного в потенциальном приближении, по величине плотности локальных фотосферных токов 08–12.06.1969 г.
 Обозначения те же, что на рис. 3

потенциальным. В этих петлях могут течь токи, но они определяются деформацией корональных трубок вдоль их ориентации. В таких случаях для окончательного заключения необходимо провести сопоставление положений оснований петель со структурой и направлением локальных фотосферных токов.

С этой целью для замкнутых петель (47 петель) было рассмотрено направление локального фотосферного тока в их основаниях. С хорошей точностью примерно у половины петель оба основания приходятся на области с токами одинакового направления, а у второй половины — на области с токами встречных направлений. Те петли, основания которых располагаются в местах с одинаковым направлением тока, скорее всего соответствуют структуре потенциального поля, а если в них и текут токи, то они слабо связаны с фотосферными. Даже если эта незначительная часть волокон соответствует потенциальной структуре, то в целом магнитное поле в короне не является потенциальным: подавляющее большинство H_{α} -структур ориентированы под значительным углом к проекциям силовых линий поля, вычисленного в потенциальном приближении (рис. 1, а, б). Значит, в волокнах текут токи, которые связаны с фотосферными. Это заключение подтверждается нашими прежними выводами о том, что структуры токов, вычисленных по ориентации H_{α} -волоконцев, неплохо соответствуют структуре фотосферного тока [18].

Суммарная величина локальных токов, протекающих в одном направлении в фотосфере этих АО, велика и достигает $\sim 2,3 \cdot 10^{13}$ А. Изменения ее ото дня ко дню в процессе эволюции обеих АО приведены в [16]. Токи сосредоточены в отдельных жгутах, величина тока в которых согласно наблюдениям может достигать $1 \cdot 10^{11}$ А [19].

Важную информацию о структуре магнитных (токовых) петель дает такой параметр, как коэффициент самоиндукции, который является, в сущности, мерой магнитного поля тока. Однако оценка величины его для отдельной токовой петли далеко не однозначна вследствие того, что структура локальных токов более мелкомасштабна, чем струк-

тура поля. Выделив элемент тока, мы не в состоянии однозначно выделить его магнитное поле. Для каждого холма плотности тока в пределах его площадки s_k мы определяли полный ток $I_{z,k}$ и величину энергии поперечного магнитного поля в слое высотой в единицу длины $(\frac{1}{8\pi} \int_{s_k} H_{\perp}^2 ds)$ на той же площадке. По этим значениям данных в фотосфере мы провели оценку коэффициента самоиндукции единицы длины петли с током на основании выражения [19]

$$L_{11}/l = (c^2 \frac{1}{l} \int_V \mu H^2 dv) / (4\pi I^2),$$

или в довольно грубом приближении

$$L_{11}/l \approx (c^2 \int_{s_k} \mu H_{\perp}^2 ds) / (4\pi I_{z,k}^2),$$

где l — длина петли, μ — магнитная проницаемость.

Так как размеры холмов тока невелики и на их площади H_{\perp} и j_z меняются незначительно, то

$$\int_{s_k} \mu H_{\perp} ds / I_{z,k}$$

не что другое, как обратная величина квадрата степени токовости магнитного поля j_z/H_{\perp} , приведенная нами в [10]. Согласно результатам [10], степень токовости слабых полей ($H_{\perp} \approx 100 \div 400$ Гс) составляет 10–11 А/(км² · Гс), а для сильных полей ($H_{\perp} \geq 1000$ Гс) она примерно в 2 раза меньше: 5–6 А/(км² · Гс). По этим значениям находим, что коэффициент самоиндукции единицы длины токовой петли $L_{11}/l \approx 0,1$ для слабых полей и $L_{11}/l \approx 0,4$ для сильных H_{\perp} . Так что коэффициент самоиндукции единицы длины токовой петли с сильным полем примерно в 4 раза выше по сравнению с токовой петлей со слабым полем.

Коэффициент самоиндукции зависит только от геометрической конфигурации проводника, если проводник однороден. В противном случае он зависит также от соотношения электропроводности отдельных элементов объема проводника [19]. Тот факт, что на основании проведенных оценок коэффициент самоиндукции получился разным в местах сильных и слабых полей, означает, что в среднем в них либо конфигурация токовых петель разная, либо степень неоднородности электропроводности плазмы петель неодинакова. Если справедливо последнее, то, возможно, в местах с сильным поперечным магнитным полем электропроводность плазмы более однородна.

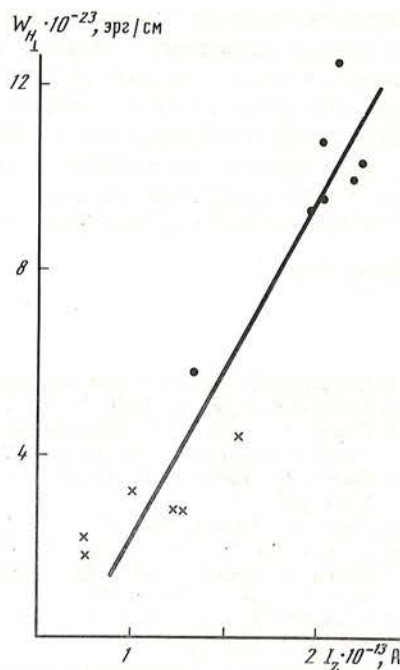
Если уподобить систему локальных фотосферных токов всей АО одному сплошному току I_z , равному сумме локальных токов одного знака, и по картам наблюдаемого по-

перечного поля вычислить величину $W_{H_{\perp}} = \frac{1}{8\pi} \int_s H_{\perp}^2 ds$ по соответствующей знаку тока

площади, то можно найти некоторое среднее значение коэффициента самоиндукции $\langle L_{11}/l \rangle$, характерное для АО в целом. По данным наблюдений АО 8–14.06.1969 г. по току, направленному вверх и отдельно — вниз, $\langle L_{11}/l \rangle$ менялось в пределах от 0,35 до 0,65, а среднее значение составило 0,48. Для АО 21–26.10.1968 г. $\langle L_{11}/l \rangle$ было заключено в пределах 0,28 и 0,79 при среднем значении его 0,46. Эти значения оказались несколько выше, чем вычисленные по локальным элементам тока (по степени токовости). Мы видим, что величина коэффициента самоиндукции единицы длины токовой петли оказалась довольно малой как для всей АО в целом, так и в среднем для отдельного элемента тока.

Изменение ото дня ко дню величины $W_{H_{\perp}}$ — энергии наблюдаемого поперечного поля в единичном слое всей активной области — показывает связь с изменением в ней суммарного тока I_z . Данные наблюдений по обеим АО легли на общую зависимость, которую мы аппроксимировали линейной (рис. 5). Коэффициент корреляции $r = 0,91$.

Рис. 5. Зависимость энергии поперечного магнитного поля в фотосфере $W_{H_{\perp}}$ в слое толщиной 1 см от величины суммарного тока I_z . Точками нанесены данные АО 08—14.06.1969 г., крестиками — АО 21—26.10.1968 г.



Однако не исключено, что для каждой АО имеется своя зависимость. Эта связь указывает на то, что по крайней мере значительная часть фотосферного поперечного поля определяется токами, которые текут в фотосфере. Действительно, если бы только малая часть поперечного поля была связана с фотосферным током, то изменения ее на фоне общего поля были бы незаметны и не показали бы связь с изменениями фотосферных токов.

Если допустить, что суммарный локальный ток I_z от всей АО равномерно распределен по цилиндру сечением, эквивалентным площади тока данного направления в АО, то энергия этого тока на единицу длины цилиндра в среднем равна $10,4 \cdot 10^{23}$ эрг/см в АО 8—14.06.1969 г. и $3,3 \cdot 10^{23}$ эрг/см в АО 21—26.10.1968 г. Оказалось, что она для АО 8—14.06.1969 г. в 1,08 раза и для АО 21—26.10.1968 г. в 1,11 раза превышает среднюю энергию поперечного магнитного поля, вычисленного по данным наблюдений в фотосфере. Таким образом, энергия наблюдаемого в фотосфере поперечного поля даже меньше магнитной энергии тока, равномерно распределенного по цилиндру эквивалентной площади. В этом в какой-то мере мы видим подтверждение того факта, что существенная часть фотосферного поперечного поля АО определяется фотосферными токами.

Запас энергии, заключенной в магнитном поле локальных токов, исключительно велик, как мы видим, и вполне достаточен, чтобы обеспечить энерговыделение самой мощной вспышки.

Заключение

Итак, H_{α} -волоконные структуры в подавляющем большинстве случаев по своей ориентации не совпадают с проекциями на картинную плоскость силовых линий магнитного поля, вычисленного в потенциальном приближении. Несовпадение обусловлено глобальными вихревыми движениями плазмы в АО и говорит о том, что на высотах расположения H_{α} -структур (в верхней хромосфере и прилегающей к ней короне) текут электрические токи.

Те немногие волокна, которые отождествлены с силовыми линиями, обнаружили наличие трехъярусной системы петель с характерными высотами до 30 000, 50 000 и 100 000 км над фотосферой. Их число меняется в процессе эволюции АО. Оно наибольшее тогда, когда в АО преобладают процессы, определяющие ток изменением длины вектора поперечного поля (петельные структуры деформируются вдоль их ориентации). Без дополнительных исследований невозможно заключить, что в них нет электрических токов.

Значительная по напряженности часть фотосферного поперечного поля в активной области обусловлена электрическими токами, которые текут в фотосфере.

Коэффициент самоиндукции единицы длины токовой петли составляет 0,1—0,4. Величина его больше там, где выше напряженность поперечного поля. Такой малый коэффициент самоиндукции скорее всего может иметь проводник типа кабеля. В этом

случае зазор между зонами встречного направления токов составляет $\sim 0,05$ от внешнего радиуса плазменного цилиндра кабеля в местах слабых полей и $\sim 0,22$ от внешнего радиуса в местах сильных полей. Не исключено также, что различие в величине коэффициента самоиндукции в сильных и слабых полях обусловлено тем, что магнитная проницаемость плазмы μ выше в тех местах, где поперечное поле сильнее.

Запас энергии, заключенной в магнитном поле локальных токов, исключительно велик и достаточен, чтобы обеспечить энерговыделение самой мощной вспышки.

Приносим благодарность Н.И. Шевякиной за помощь в подготовке рисунков.

Ноябрь 1988 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Северный А.Б. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1965. Т. 33. С. 34–79.
2. Котов В.А. // Там же. 1970. Т. 41–42. С. 67–88.
3. Krieger A.S., Chase R.C., Gerassimenko M., Kahler S.W., Timothy A.F., Vaiana G.S. // Solar Gamma-X, and EUV Radiat: Proc. IAU Symp. N 68. Dordrecht; Boston, 1975. P. 103.
4. Poletto G., Vaiana G.S., Zombeck M.V., Krieger A.S., Timothy A.F. // Solar Phys. 1975. Vol. 44. P. 83–99.
5. Elwert G., Müller K., Thür L., Balz P. // Ibid. 1982. Vol. 75. P. 205–227.
6. Stewart R.T., Vorpahl J. // Ibid. 1977. Vol. 55. P. 111–120.
7. Velusamy T., Kundu M.R. // Radio Phys. Sun: Proc. IAU Symp. N 86, College Park (Md.), 1979. Dordrecht etc., 1980. P. 105–107.
8. Schmahl E.J., Kundu M.R., Strong K.T., Bentley R.D., Smith J.B. (Jr.), Krall K.R. // Solar Phys. 1982. Vol. 80. P. 233–249.
9. Гельфрейх Г.Б. // Динамика токовых слоев и физика солнечной активности. Рига: Зинатне, 1982. С. 116–124.
10. Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1988. Т. 78. С. 151–170.
11. Калман Б. // Солнеч. данные. 1978. № 12. С. 69–76.
12. Калман Б. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1977. Т. 57. С. 122–132.
13. Калман Б. // Там же. 1979. Т. 60. С. 114–127.
14. Абраменко В.И., Гопасюк С.И. // Там же. 1987. Т. 76. С. 147–168.
15. Абраменко В.И. // Солнеч. данные. 1986. № 8. С. 83–89.
16. Абраменко В.И., Гопасюк С.И. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1988. Т. 80. С. 89–97.
17. Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б. // Там же. 1989. Т. 81.
18. Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б. // Там же. 1988. Т. 80. С. 97–106.
19. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.; Л.: Гостехтеоретиздат, 1949. 627 с.

УДК 527.75/98

О ХАРАКТЕРЕ ДВИЖЕНИЙ ВЕЩЕСТВА ВДОЛЬ НЕКОТОРЫХ ХРОМОСФЕРНЫХ ВОЛОКОНЕЦ

Л.Г. Карташова

В ряде хромосферных волоконцев, соединяющих пятна, поры или флоккулы с магнитным полем противоположных полярностей, а также принадлежащих свехполутени пятен, измерялись лучевые скорости по линии H_{α} . Показано, что:

1. Исследуемые волоконца являются арочными структурами, так как в них наблюдается в основном два вида движений: 1) опускание вещества почти по всей длине волоконца, кроме небольшого участка около его середины, где происходит подъем со скоростью 1–6 км/с. Скорость опускания плавно растет от центральной части волоконца к его концам, где достигает 10–60 км/с; 2) перетекание вещества от одного волоконца к другому со скоростью 10–60 км/с.

2. Имеются указания на то, что скорость опускания вещества на концах волоконцев изменяется со временем синхронно и в противофазе по отношению к скорости подъема в их середине. Во время вспышки возможно усиливается подъем вещества в середине волоконца, а скорость опускания на концах уменьшается.

ON THE MOTIONS IN SOME CHROMOSPHERIC FIBRILS, by L.G. Kartashova. The line-of-sight velocities in the H_{α} line in some fibrils, connecting the spots, pores and flocculies with magnetic fields of opposite polarities and in some superpenumbra fibrils have been measured. It is shown, that:

1. Investigated fibrils are arch structures, because mainly two types of their motions are observed they are as follows: 1) the matter is descending all over the fibril, except for small section on the top, where gas is ascending with velocity 1–6 km/sec. The descending gas velocity is growing smoothly from the top of the fibril to its ends, where it reaches 10–60 km/sec; 2) the gas flows from one end of the fibril to the other with the velocity 10–60 km/sec.

2. The descending gas velocity is being changed on the both ends of fibrils simultaneously. At the flare development the gas ascending velocity toward the top of fibril is growing, but the gas descending velocity on the both ends of fibril is decreasing.

Большое значение для физики Солнца представляет изучение процессов, происходящих в петельных структурах активной области, а также выяснение роли этих образований в развитии нестационарных процессов. В данной статье затронута проблема движений вещества в хромосферных волоконцах. В настоящее время достаточно много известно о характере движений вещества в этих образованиях [1–9]. Однако почти нет детальных спектральных наблюдений лучевых скоростей вдоль волоконцев различных типов и в особенности изменений этих скоростей со временем и в связи со вспышками. Ниже приводятся результаты исследований такого рода.

Объектом изучения являются наиболее четкие темные волоконца двух типов (см. рис. 1, *a–e*): 1) соединяющие между собой мелкие пятна, поры или яркие компактные флоккулы в местах развивающихся магнитных потоков; такие волоконца представляют собой нитевидные образования, имеющие, согласно [1, 10], названия threads или arc filaments; 2) волоконца типа fibrils, входящие в состав сверхполутени [7] крупных пятен [1, 10]. Одним концом эти волоконца примыкают к пятнам, а другой конец располагается в относительно невозмущенных участках хромосферы, не связанных с порами или флоккулами.

1. Наблюдения и обработка

Наблюдения волоконцев были проведены на внезапном коронографе (КГ-2) Крымской астрофизической обсерватории в июне–июле 1988 г. Диаметр изображения Солнца на щели спектрографа составляли 180 мм. Спектрограммы в области линии H_{α} снимались на аэрофотоплёнку "Изопанхром-17" с дисперсией 1,73 или 3,00 мм/Å при ширине и высоте входной щели спектрографа 0,8" и 100" соответственно. Одновременно со спектром фотографировалось изображение Солнца на щели спектрографа через H_{α} ИПФ.

Путем перемещения изображения Солнца волоконец сканировались поперек щели спектрографа. При этом снимались спектрограммы по всей длине волоконца с промежутком примерно 5", а иногда 3" или 10". Каждая такая серия спектрограмм включала в себя от 3–5 до 20 спектрограмм в зависимости от длины волоконца. В некоторых случаях удалось сделать до 20 серий спектрограмм одного и того же образования с интервалом в 2–5 мин между ними. Наблюдались волоконца, расположенные как вблизи центра диска, так и около его края ($\theta = 10–70^{\circ}$). Некоторые спектры снимались во время вспышек.

Визуальный просмотр спектрограмм 50 волоконцев различных размеров с наиболее выдающимися скоростями (10–80 км/с), расположенных в различных активных областях, показал следующее. В данных образованиях встречаются несколько типов движений вещества относительно соседних участков невозмущенной хромосферы. Для волоконца первого типа, расположенных около центра диска ($\theta = 5 \div 25^{\circ}$), характерно опускание вещества на обоих концах. При этом в середине волоконца скорость обычно близка к нулю. Для волоконца второго типа наблюдается сильное опускание на том его конце, который примыкает к пятну. На другом конце скорость близка к нулю или отрицательная (т.е. происходит подъем вещества). Для волоконца, расположенных далеко от центра диска ($\theta = 30 \div 70^{\circ}$), каждый случай требует отдельного

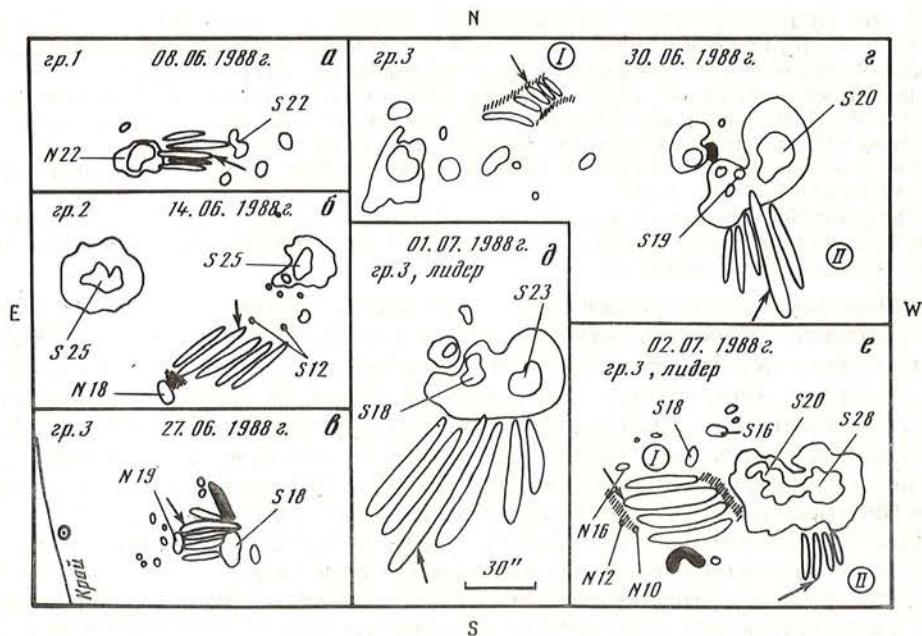


Рис. 1. *a-e*. Положение исследуемых волоконцев относительно пятен. Изучаемые волоконца указаны стрелками. Флоккулы в их основаниях заштрихованы; вспышки зачернены. Указаны напряженности магнитного поля некоторых пор и пятен. I и II — нумерация двух различных волоконцев в одной активной области.

рассмотрения. Следует отметить, что за время наблюдений (15–60 мин) знак лучевой скорости на концах волоконцев обычно сохранялся.

Для детального анализа характера скоростей было выбрано восемь волоконцев различных размеров, представляющих оба их типа и все перечисленные выше виды движений вещества в этих образованиях (см. рис. 1, *a-e*). Продольный размер волоконцев равен 15–80'', а поперечный 2–6''. Положение исследуемых хромосферных деталей относительно пятен показано на рис. 1, *a-e*. Два волоконца (рис. 1, *a, б*) располагались в различных активных областях. Остальные же (рис. 1, *в-e*) принадлежали одной и той же активной области в различные дни ее существования.

Для каждого волоконца были измерены лучевые скорости в линии H_{α} хотя бы по одной серии спектрограмм, снятых по всей его длине от одного конца до другого. Процедура определения лучевых скоростей примерно такая же, что применялась нами ранее [11]. Величина лучевой скорости измерялась относительно близлежащей невозмущенной хромосферы. По каждой спектрограмме строился контур линии H_{α} для волоконца и для невозмущенной хромосферы. Фотометрия проводилась на микрофотометре интенсивностей на базе микроЭВМ "Искра-1256" [12]. Середина линии H_{α} определялась по нескольким точкам с шагом 0,03 по глубине контура в области ее ядра. Точность измерения относительной лучевой скорости составляла обычно $\pm(0,1-0,6)$ иногда $\pm 0,8$ км/с в зависимости от степени асимметричности контура линии H_{α} . Асимметрия линии была заметна лишь вблизи концов волоконцев, где сдвиги линии в целом были также наиболее велики.

Для ряда серий спектрограмм одного из волоконцев (см. рис. 1, *е (I)*) измерения лучевых скоростей были проведены визуальным способом на координатно-измерительном приборе МИР-12. Точность определения скоростей в этом случае равна $\pm(0,1-0,4)$ км/с.

Результаты измерений обсуждаются ниже.

2. Характер лучевых скоростей в волоконцах первого типа

Рассмотрим сначала скорости в тех волоконцах, которые лежали близко к центру диска ($\theta = 10-25^\circ$). Так, в волоконцах 14.06 и 02.07.1988 г. (см. рис. 1, б, е (I)) наблюдается одинаковый характер движений вещества (см. рис. 2; 3, а-в). На обоих концах указанных волоконцев происходит опускание газа. На рис. 3, а-в скорость опускания на обоих концах приблизительно одинакова и равна для различных моментов времени $\sim 15 \div 25$ км/с. В случае же рис. 2 скорости на концах волоконца не одинаковы и составляют 30 и 20 км/с. Величина скорости опускания на кривых рис. 2 и 3 плавно уменьшается до нулевого значения от концов волоконца к его центру. На небольшом участке (равном $\sim 1/4$ от всей длины), расположенном вблизи середины этих волоконцев, наблюдается подъем со скоростью не более 4 км/с.

Описанный характер скоростей в волоконцах означает, по-видимому, что это арочные образования (хотя выглядят они довольно плоскими), в которых вещество стекает от вершины арки к ее основаниям. Сама арка при этом поднимается вверх. Характер и величина скоростей в данных волоконцах согласуется с результатами, полученными Бруцеком [1].

На рис. 4, а приведена кривая скоростей для волоконца (см. рис. 1, в), расположенного близко к краю диска ($\theta = 66^\circ$). Лучевая скорость на противоположных концах данного волоконца имеет различные знаки. Смена знака скорости происходит примерно в его середине. На одном из концов скорость достигает 60 км/с по абсолютной величине. Наблюдения относятся к моменту вспышки балла 1n (рис. 1, в). Кривую на рис. 4, а, так же как на рис. 2 и 3, можно интерпретировать как следствие стекания вещества от вершины волоконца к его основаниям. Такое объяснение возможно по двум причинам: 1) волоконце расположено близко к краю диска Солнца, причем лежит примерно вдоль его радиуса (угол α между направлением оси волоконца и радиус-вектором равен 10°); 2) на ближайшей к центру диска части волоконца скорость отрицательная, а на другой его половине — положительная.

В двух других волоконцах (см. рис. 1, г (I), а) расположенных на значительных расстояниях от центра диска ($\theta = 31$ и 38°), скорость также меняет знак прибли-

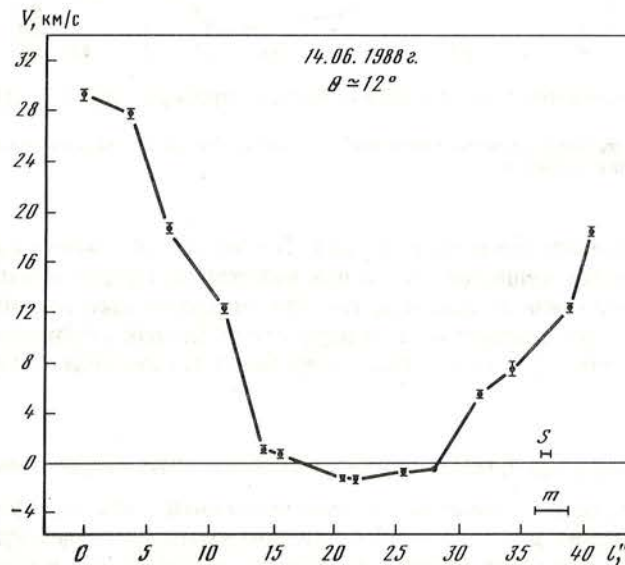


Рис. 2. Кривая изменения лучевых скоростей вдоль волоконца I тип 14.06.1988 г.

По оси абсцисс отложена длина волоконца в угловых секундах. По оси ординат — значения лучевой скорости в км/с. S — ширина щели спектрографа, m — точность нанесения точек по оси абсцисс. θ — угловое расстояние волоконца от центра диска

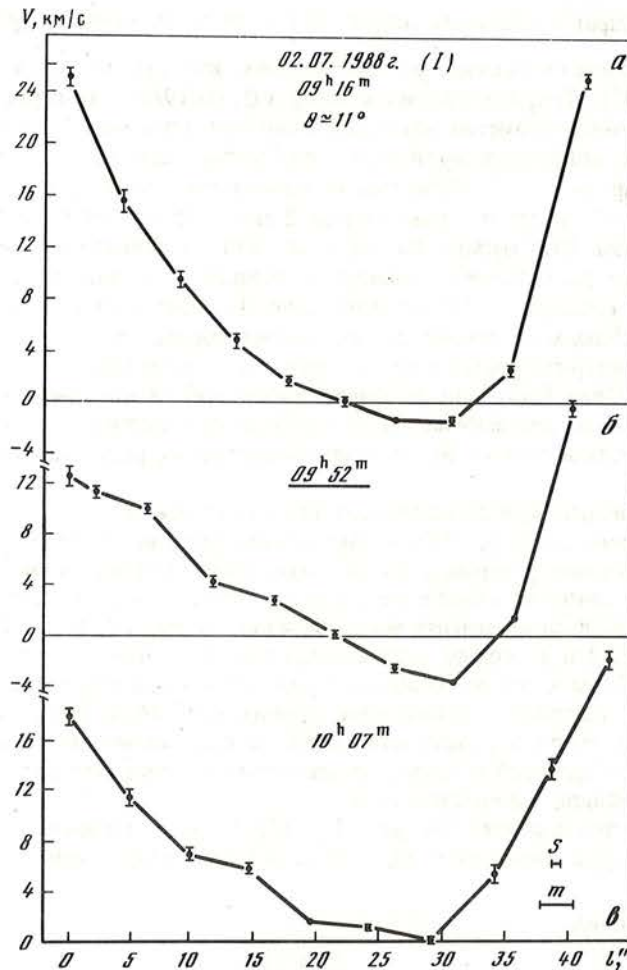


Рис. 3, а–в. Кривые изменения лучевой скорости вдоль волоконца I типа 02.07.1988 г. (I) для трех моментов времени
 Подчеркнут момент времени, соответствующий всплеске балла S_n вблизи волоконца. Остальные обозначения те же, что и на рис. 2

тельно в их центральной части (рис. 4, б, в). В этих случаях можно предположить тот же характер движения вещества, что и для волоконца, кривая изменения скоростей вдоль которого приведена на рис. 4, а, так как отрицательные значения лучевой скорости наблюдаются на ближайших к центру диска концах волоконец (рис. 4, б, в). Форма кривой на рис. 4, в может быть следствием искажающего влияния геометрической проекции.

3. Характер лучевых скоростей в волоконцах второго типа

Результаты измерения скоростей для трех волоконцев этого типа (см. рис. 1, г (II), д, е (II)) приведены на рис. 5, а–в. Все три волоконца располагались вблизи центра диска ($\theta = 10 \div 24^\circ$) и во всех случаях на концах, примыкающих к пятну, наблюдалось опускание вещества (рис. 5, а–в). В первых двух случаях (рис. 5, а, б) величина скорости на этих концах значительно больше, чем на противоположных, и достигает 40 км/с. С удалением от пятна скорость опускания плавно уменьшается до нуля во всех трех

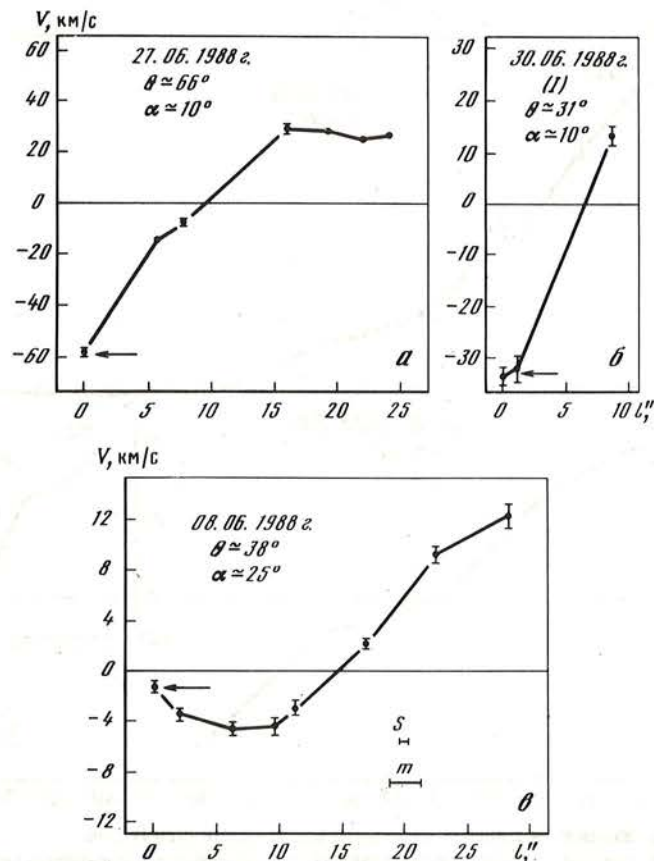


Рис. 4, а-в. Кривые изменения лучевых скоростей вдоль волоконца I типа, расположенных на больших угловых расстояниях от центра диска Солнца ($\theta = 31, 38, 66^\circ$)

Римские цифры приведены в соответствии с нумерацией волоконца на рис. 1, а-е. α — угол между направлением оси волоконца и радиус — вектором диска Солнца. Стрелкой указан тот конец волоконца, который лежит ближе к центру диска. Остальные обозначения те же, что и на рис. 2-3

волоконцах, а затем становится отрицательной. В случае рис. 5, а подъем (со скоростью 1 км/с) наблюдается во второй половине волоконца, а на конце вновь сменяется опусканием ($V \approx 10$ км/с).

На кривой рис. 5, б подъем вещества наблюдался лишь на самом конце. Скорость подъема в этом случае ~ 5 км/с. Для волоконца, показанного на рис. 1, г (II), лучевая скорость на обоих его концах сравнима по абсолютной величине и равна ~ 16 км/с (рис. 5, в).

Характер скоростей на кривых рис. 5, а-в в целом отвечает существующим представлениям о роли волоконца сверхполутени пятен в осуществлении эффекта Эвершеда в хромосфере [3], который сводится к тому, что вещество перетекает по магнитным трубкам из мест с магнитным полем меньшей напряженности в сторону больших полей [3]. Однако в случае рис. 5, а характер кривой напоминает распределение скоростей вдоль волоконца I типа, в особенности если предположить, что магнитная трубка, соответствующая данному волоконцу сверхполутени, наблюдается не полностью, а виден лишь один ее конец, примыкающий к пятну. Подобное трактование возможно и в отношении кривой 5, б. Высказанное предположение соответствует представлениям о фибрилах, сформулированным в [10], где волокна этого типа связываются не с целыми магнитными трубками, а лишь с одним из ее концов.

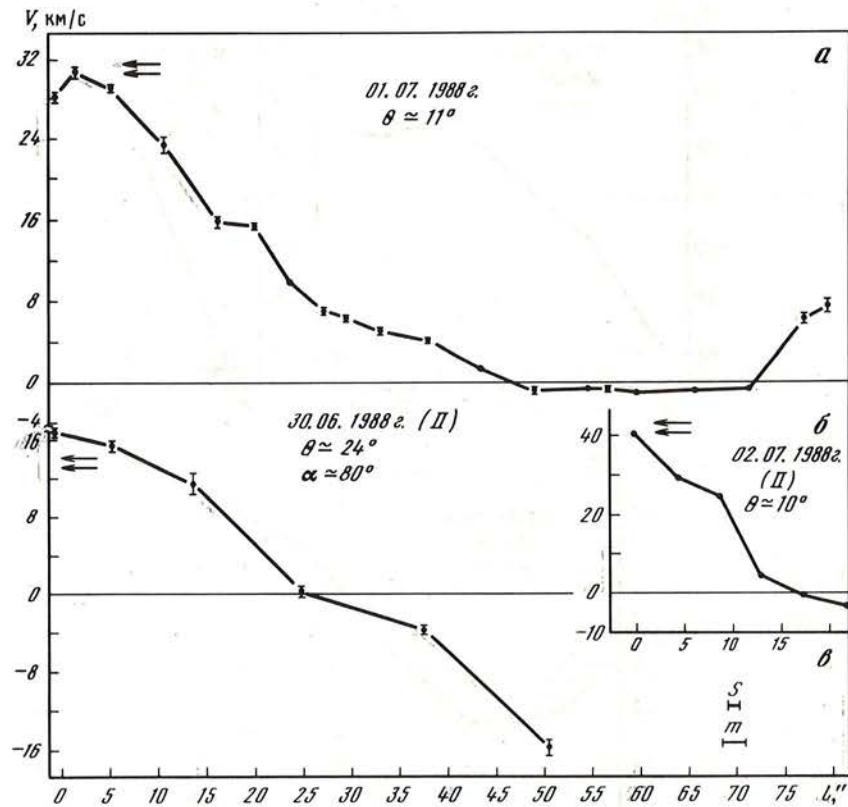


Рис. 5, а-в. Кривые изменения лучевых скоростей вдоль волоконцев II типа
 Двойной стрелкой помечен тот конец волоконец, который примыкает к пятну. Остальные обозначения те же, что и на рис. 2-4

4. Об изменениях со временем лучевых скоростей в одном из исследуемых волоконцев

Движения вещества в одном из волоконцев (см. рис. 1, е (I)) исследовались особенно подробно. Как видно на рис. 3, а, б, характер движений газа в этом волоконец остается постоянным в течение примерно часа и сохраняется даже во время вспышки балла Sn(09^h52^m), развившейся рядом с волоконец (см. рис. 1, е). Однако величина скорости движения материи на концах и в середине волоконец заметно изменяется со временем. Так, после вспышки в 10^h07^m в вершине волоконец не наблюдалось отрицательных скоростей. Это означает, по-видимому, что подъем волоконец прекратился.

Для данного волоконец были проведены существенно более частые по времени измерения лучевых скоростей. Результаты измерений приведены на рис. 6. Согласно кривым I, II скорость движения газа на обоих концах волоконец остается положительной в течение всего периода наблюдений. При этом величина скорости претерпевает значительные изменения, которые происходят приблизительно в фазе на обоих концах волоконец, в особенности начиная с 09^h04^m (т.е. за 10 мин до начала вспышки). Амплитуда колебаний на обоих концах составляет около 30 км/с. Здесь же приведена кривая III изменений со временем минимальных значений скорости в середине волоконец, которые с точностью до нескольких секунд дуги наблюдались в том же месте волоконец, что и на рис. 3, а-в. Согласно этой кривой в течение всего времени наблюдений

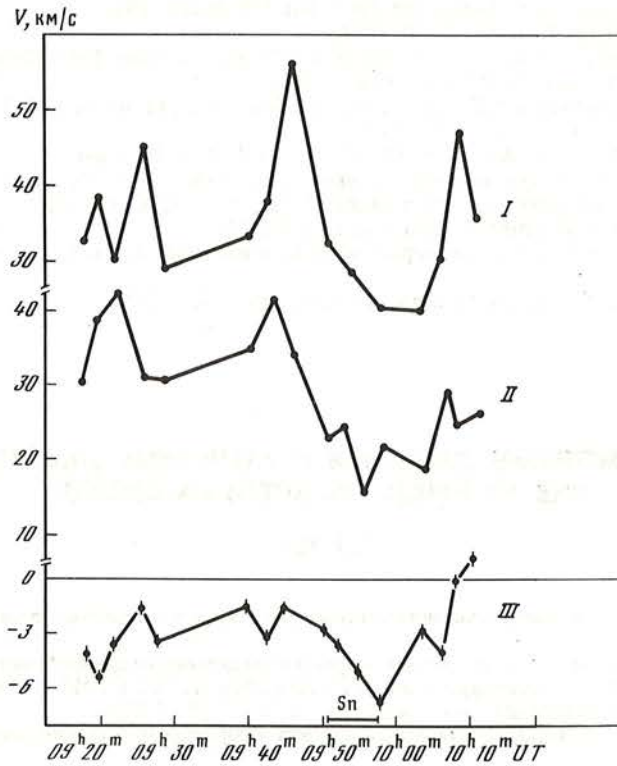


Рис. 6. Изменение со временем лучевой скорости на концах и в середине волокна I типа 02.07.1988 г. (I)

По оси абсцисс — всемирное время. По оси ординат — лучевые скорости в км/с. Штрихом на оси абсцисс указано время развития вспышки балла Sn вблизи волокна. II и I — кривая для конца примыкающего к пятну и удаленного от него соответственно; III — кривая для середины волокна

скорость в вершине волокна оставалась отрицательной. Амплитуда колебаний скорости подъема волокна достигает ~ 8 км/с. Как видно на рис. 6, наиболее четкий пик скорости подъема в центре петли приходится на спад скорости опускания на ее концах, а также на момент вспышки. После вспышки происходит возрастание скорости на концах волокна, скорость подъема в его вершине снижается и даже сменяется опусканием. Интересно также отметить тот факт, что перед вспышкой произошел резкий скачок скорости опускания на обоих концах волокна.

Во время вспышки наблюдалась характерная фрагментация волокна (детально описана нами в [9, 14]), которая, вероятно, может являться следствием ускоренного подъема соответствующей магнитной трубки [15].

В заключение выражаю глубокую благодарность А.Н. Бабину и С.И. Гопасюку за содействие в организации наблюдений, а также В.М. Можжерину за ценные замечания при чтении статьи.

Декабрь 1988 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bruzek A. // Solar Phys. 1967. Vol. 2. P. 451–461; 1969. Vol. 8. P. 29–36.
2. Bray R.J. // Ibid. 1974. Vol. 38. P. 377–388.
3. Каплан С.А., Пикельнер С.Б., Цытович В.Н. Физика плазмы солнечной атмосферы. М.: Наука, 1977. 254 с.
4. Цан Т.Т. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1962. Т. 28. С. 246–252.

5. *Bhavitai R.* // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1965. Vol. 130. P. 274–281.
6. *Marsh K.A.* // Solar Phys. 1976. Vol. 50. P. 37–48.
7. *Bray R.I., Longhead R.E.* The solar chromosphere. L.: Chapman and Hall, 1974. 384 p.
8. *Giovanelli R.* // Solar Phys. 1975. Vol. 44. P. 299–306.
9. *Карташова Л.Г., Кожеватов И.Е., Куликова Е.Х., Огирь М.Б., Степанян Н.Н.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1987. Т. 76. С. 110–119.
10. *Foukal P.* // Solar Phys. 1971. Vol. 19. P. 59–70; 1979. Vol. 20. P. 298–306.
11. *Карташова Л.Г.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1985. Т. 73. С. 70–75.
12. *Маланушенко В.П., Щербатов А.Г., Шутеев В.И.* // Там же. Т. 72. С. 226–231.
13. *Meuser F., Schmidt H.V.* // Astron. J. 1968. Vol. 73. P. 72–79.
14. *Карташова Л.Г.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1986. Т. 74. С. 101–112; 1987. Т. 77. С. 32–39.
15. *Паркер Е.* Космические магнитные поля. М.: Наука, 1982. Т. 1. 208 с.

УДК 523 9–1/–8

КОНВЕКТИВНЫЕ ДВИЖЕНИЯ В МАГНИТНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ ВНЕ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА СОЛНЦЕ

Т.Т. Цап

Изучается связь между продольными магнитными полями и лучевыми скоростями вблизи центра диска Солнца.

Наблюдения магнитных полей и лучевых скоростей выполнены на двойном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории в линиях FeI λ 5250 Å, FeI λ 5253 Å, FeI λ 5233 Å, MgI λ 5184 Å с высоким пространственным разрешением ($1'' \times 1''$ и $1'' \times 2''$).

Найдено, что имеется хорошая корреляция между скоростями, измеренными в указанных линиях.

Сопоставление магнитного поля и поля лучевых скоростей показало, что конвективные движения в элементах магнитного поля очень малы и, по-видимому, не превышают ~ 20 м/с.

CONVECTIVE MOTIONS IN THE MAGNETIC ELEMENTS OUTSIDE ACTIVE REGIONS OF THE SUN, by T.T. Tsap. A correlation between the longitudinal magnetic fields and line-of-sight velocities at the center of the Solar disk is studied.

Observations of the magnetic fields and line-of-sight velocities were made with the double magnetograph of the Crimean Astrophysical Observatory in the lines FeI λ 5250 Å, FeI λ 5253 Å, FeI λ 5233 Å and MgI λ 5184 Å with high spatial resolution (1×1 and 1×2 arc sec).

It is obtained that there is a close correlation of velocities measured in the pointed out lines. The comparison of the magnetic field with the radial velocity has shown that the convective motions in magnetic field elements are very small and probably do not exceed ~ 20 m/s.

Измерения магнитных полей с высоким пространственным разрешением показывают, что магнитный поток на поверхности Солнца сосредоточен в малых дискретных элементах с высокой напряженностью, которые сконцентрированы на границах ячеек сетки. Места локального усиления магнитных полей совпадают по положению с яркими деталями в линии K CaII и континууме [1–7]. Однако авторы [8] отмечают, что их наблюдения с высоким пространственным разрешением показывают наличие дефицита яркости в непрерывном спектре в области силовых трубок вблизи центра диска Солнца и избыток яркости недалеко от лимба. Но следует заметить, что этот важный результат требует дальнейшего подтверждения, так как при наблюдении распределения яркости в тонкоструктурных образованиях возникают трудности, связанные с учетом замыкания.

В [3, 4] было найдено, что напряженность магнитного поля на границе сетки составляет около 600 Гс. Дальнейшее изучение этого вопроса на основании одновременного измерения магнитных полей в двух спектральных линиях, различающихся только факторами Ланде, показало, что напряженность магнитного поля вне активных областей достигает 2000 Гс, а размер магнитных элементов составляет 100–300 км [9]. По измерениям магнитных полей вне активных областей в инфракрасной линии FeI

λ 15648,6 Å также было получено, что их напряженность находится в пределах 1500–2000 Гс [10]. Близкие результаты были получены в [11]. Используя наблюдения, выполненные на Советской стратосферной станции, автор [12] пришел к заключению, что напряженность поля в межгранульном пространстве близка к 580 Гс.

Согласно [13], мелкомасштабные силовые трубки тесно коррелируют с погруженной в межгранульные области филигранью, имеющей размеры меньше, чем разрешение лучших наземных телескопов. Однако в [11, 14] отмечено, что размеры магнитных элементов превышают размеры соответствующих им ярких деталей. Вместе с тем дальнейшие исследования показали, что напряженность в магнитных элементах на границе сетки равна 1500–2000 Гс, а их характерный размер составляет 40–60 км [15–17].

Таким образом, как следует из изложенного выше, в настоящее время трудно избежать вывода, что магнитные поля на поверхности Солнца существуют главным образом в форме силовых трубок малого размера с килогауссовой напряженностью. В связи с этим возникает вопрос, каким образом формируются и сохраняются магнитные поля столь высокой напряженности на Солнце.

Согласно широко распространенному мнению, конвективные движения выносят диффузное магнитное поле к границам супергранул, где встречные потоки соседних ячеек приводят к увеличению напряженности поля. Однако создаваемое горизонтальными движениями плазмы в супергранулах динамическое давление может сконцентрировать поле на уровне фотосферы до значений, определяемых выражением $H^2/8\pi = \rho v^2/2$.

При значениях для фотосферы $\rho = 3 \cdot 10^{-7}$ г/см³, $v = 400$ м/с [1] получим величину поля 80 Гс, что значительно меньше наблюдаемых значений.

В [18] была высказана идея, что дальнейшая концентрация магнитного поля до более высоких напряженностей происходит в результате адиабатического охлаждения опускающейся в силовой трубке плазмы и ее эвакуации из трубки силой гравитации. Модели мелкомасштабных силовых трубок, внутри которых происходит направленное вниз движение плазмы, рассматривались также в [19–21]. В частности, модель силовой трубки, предложенная в [21], предсказывает величину скорости опускания вещества около 1,5 км/с.

Однако следует заметить, что в настоящее время нет достаточной ясности в отношении движения плазмы в местах концентрации магнитного поля. Данные разных авторов существенно расходятся и нередко имеют противоречивый характер.

Так направленные вниз движения в местах концентрации магнитного поля на границах сетки были обнаружены по измерениям в линии FeI λ 5250 Å в [9, 22, 23] и по наблюдениям в линии FeI λ 5233 Å в [6, 24]. Однако заметим, что в [6] не было обнаружено никаких скоростей опускания на границах сетки в линии FeI λ 5250 Å. Согласно [25], размер области опускания плазмы больше, чем размер соответствующей силовой трубки. В [9] указано, что скорость опускания на границах супергранул достигает 500 м/с. Сходные результаты получены в [26] на основании измерения доплеровского смещения профиля Стокса V относительно профиля Стокса I в линиях железа λ 5250 и λ 5247 Å. Несколько меньшие скорости опускания до 300 м/с были обнаружены на границах супергранул по измерениям в линии FeI λ 6302 Å [27]. В то же время недавние наблюдения по аналогичной методике указывают на отсутствие заметного опускания внутри силовых трубок [28]. Несколько раньше к аналогичному заключению пришли авторы работ [29, 30]. Однако дальнейшие исследования в этом направлении дали снова другой результат [31], где на основании изучения параметров Стокса V и I обнаружено опускание внутри силовых трубок со скоростью ≤ 2 км/с. Наконец, в [32] установлено, что пики скоростей опускания плазмы смещены относительно соответствующих пиков напряженности поля примерно на $2''$, а скорость опускания газа находится в пределах 100–300 м/с.

Таким образом, из изложенного выше видим, что результаты разных авторов по изучению движений на границах сетки существенно различаются и здесь нужны дальнейшие исследования.

Здесь мы продолжаем цикл работ, выполненных ранее в Крымской астрофизической обсерватории по изучению связи магнитного поля и лучевых скоростей на Солнце [7, 33–37], в которых, в частности, было обнаружено наличие тесной корреляции между скоростями, измеренными по линиям, образующимися на близких уровнях в атмосфере Солнца [33], и также установлено, что максимальные (пиковые) напряженности в холмах магнитного поля располагаются в местах, где лучевая скорость близка к нулю.

Основное отличие настоящей работы от более ранних состоит в том, что она выполнена на наблюдательном материале, полученном с гораздо более высоким пространственным разрешением (например, в [34] оно составляло $\sim 24 \text{ c}^2$).

Наблюдения продольных магнитных полей и лучевых скоростей проводились на новом большом солнечном телескопе и двойном магнитографе Крымской обсерватории [38]. При наблюдении сканировались участки в центре диска Солнца с разрешением $1'' \times 1''$ и $1'' \times 2''$, их размер составлял обычно $180'' \times 160''$. Всего для изучения мы отобрали пять записей в линии FeI $\lambda 5250 \text{ \AA}$, две записи в линии FeI $\lambda 5233 \text{ \AA}$ и по одной записи в FeI $\lambda 5253 \text{ \AA}$ и MgI $\lambda 5184 \text{ \AA}$. Все указанные измерения были выполнены в совершенно ясные дни при хороших изображениях.

Сопоставление записей лучевых скоростей, выполненных в указанных линиях, отчетливо показало тесную корреляцию между ними. Так, коэффициент корреляции между скоростями в линиях FeI $\lambda 5253 \text{ \AA}$ и MgI $\lambda 5184 \text{ \AA}$ оказался равным $0,62 \pm 0,02$, что хорошо согласуется с данными [33]. Заметим, что, согласно данным [39, 40], высоты формирования линий $\lambda 5253$ и $\lambda 5184 \text{ \AA}$ равны 229 и 740 км соответственно.

Основная трудность в измерении стационарных движений на Солнце состоит в том, что они переналагаются со скоростями 5^m колебаний, имеющими по измерениям в линии FeI $\lambda 5250 \text{ \AA}$ амплитуду $\sim 150 \text{ м/с}$ [22]. Для того чтобы подавить влияние скоростей 5^m колебаний и выявить медленно меняющуюся (конвективную) составляющую скоростей, мы применили метод, предложенный в [34]. Идея данного метода заключается в том, что по одновременным измерениям магнитных полей и лучевых скоростей мы определяли для каждого разреза в местах максимальной напряженности в каждом из магнитных холмов величину и знак лучевой скорости. При этом во внимание принимались только те точки, в которых значение поля заведомо превышало шумы магнитографа. Затем по всем измерениям мы строили общую гистограмму частот появления лучевых скоростей в точках пиковой напряженности в холмах магнитного поля.

Очевидно, что при большом числе случаев скорости пятиминутных колебаний регистрируются при нашей методике записи с одинаковой вероятностью со всевозможными фазами и амплитудами. Поэтому при достаточно большом числе измерений составляющая скоростей пятиминутных колебаний будет равна нулю. Отметим также, что при использовании нашего метода существенно уменьшаются ошибки, связанные с дрожанием изображения Солнца и собственными движениями магнитных элементов, которых невозможно избежать в случае подавления скоростей пятиминутных колебаний путем удержания во времени одного и того же места на Солнце. К тому же при наблюдении здесь не нужно вводить коррекцию, связанную со смещением магнитных элементов вследствие вращения Солнца.

На рис. 1–3 кружками нанесены частотные распределения по скоростям, измеренным в указанных выше линиях. По оси абсцисс отложены значения скоростей в местах максимальной напряженности элементов магнитного поля, а по оси ординат — число случаев в процентах. Случаи, когда максимальная напряженность совпала с областями опускания газа, отложены справа, и когда она совпала с областями подъема — слева. Из рис. 1–3 видим, что максимальная амплитуда напряженности в холмах магнитного поля совпадает наиболее часто по положению с местами, где лучевая скорость равна нулю, что хорошо подтверждает более ранние результаты [34–37]. Далее из рис. 1–3 видно, что распределения по скоростям симметричны и лишь сдвинуты незначительно относительно нулевого значения скорости в сторону, указывающую на опускание газа.

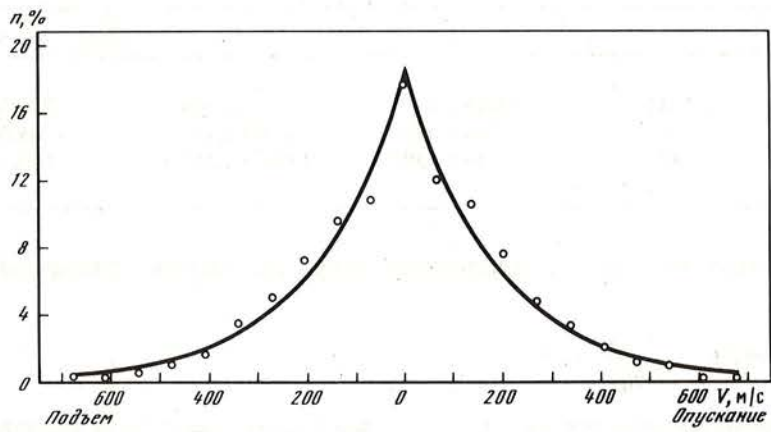


Рис. 1. Распределение скоростей, построенное по измерениям в линии λ 5250 Å

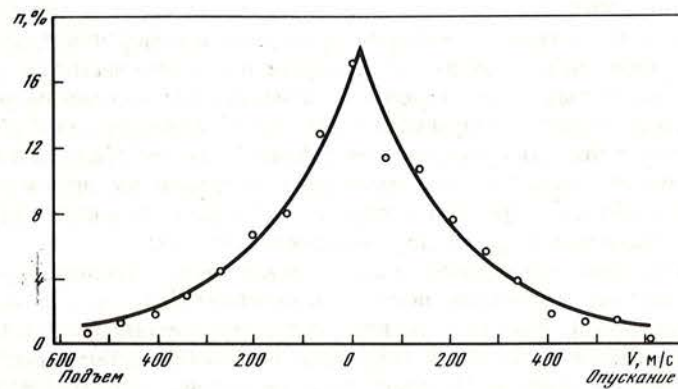


Рис. 2. Распределение скоростей, построенное по измерениям в линии λ 5253 Å

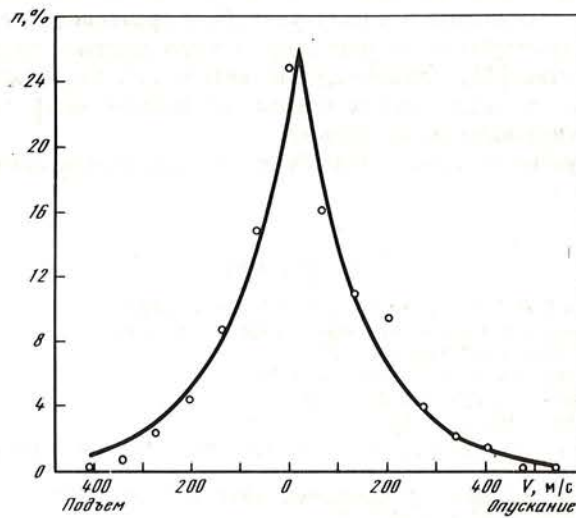


Рис. 3. Распределение скоростей, построенное по измерениям в линии λ 5233 Å

$\lambda, \text{Å}$	N	b	$v_1, \text{м/с}$	$v_0, \text{м/с}$
5250	1311	$18,46 \pm 0,076$	$1,86 \pm 14,094$	$184,40 \pm 13,831$
5253	511	$18,00 \pm 0,047$	$17,00 \pm 9,174$	$206,061 \pm 10,053$
5233	479	$26,10 \pm 0,058$	$17,00 \pm 7,472$	$130,769 \pm 7,615$

Наблюдаемые частотные распределения скоростей хорошо описываются экспонентой

$$\varphi(v) = b \exp\left(-\frac{|v - v_1|}{v_0}\right),$$

где b — нормировочный множитель, v_1 — характеризует сдвиг распределения в целом по скоростям, а параметр v_0 , определяющий быстроту уменьшения числа случаев с ростом скорости, является характеристикой средней скорости. Вычисленные по данным наблюдений аппроксимирующие кривые нанесены на рис. 1–3 сплошными линиями, а соответствующие значения параметров распределения даны в таблице. В первом столбце указана длина волны, по которой проводились измерения лучевой скорости, во втором — полное число случаев, по которым построено частотное распределение скоростей, и в остальных трех столбцах — вычисленные параметры распределений.

Из таблицы также видно, что величины параметра v_1 , характеризующие сдвиг распределения скоростей в область опускания, очень малы и по измерениям в линиях λ 5253 и λ 5233 Å составляют всего ~ 17 м/с, не являясь статистически значимыми. Сдвиг частотного распределения по скоростям в сторону опускания для линии λ 5250 Å получился по сравнению с данными в других двух линиях еще меньше.

Таким образом, наши наблюдения не показали какой-либо тенденции роста скорости опускания в элементах магнитного поля с увеличением более чем на порядок пространственного разрешения. Вместе с тем как приведенные выше данные, так и результаты [37] систематически показывают тенденцию появления сдвигов распределений по скоростям в область опускания. Поэтому наши данные не исключают возможности наличия в местах локализации магнитных полей направленных вниз потоков со скоростью, не превышающей, вероятно, ~ 20 м/с. Кроме того, из всего сказанного выше можно заключить, что опускание газа в области магнитных элементов не играет большой роли в процессе их коллапса и удержания. Нам представляется, что с нашими наблюдениями лучше согласуется, по-видимому, модель силовых трубок с осциллирующим течением вещества [41]. Однако для окончательного выбора той или другой модели формирования силовых трубок нужны дальнейшие исследования с высоким пространственным и временным разрешением.

Приношу глубокую благодарность Н.Г. Сунице за оформление статьи.

Ноябрь 1988 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Simon G.W., Leighton R.B. // *Astrophys. J.* 1964. Vol. 140. P. 1120.
2. Цан Т.Т. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1966. Т. 35. С. 161.
3. Sheeley N.R. // *Solar Phys.* 1967. Vol. 1. P. 171.
4. Chapman G.A., Sheeley N.R. // *Ibid.* 1968. Vol. 5. P. 442.
5. Beckers J.M., Schröter E.H. // *Ibid.* Vol. 4. P. 142.
6. Frazier E.N. // *Ibid.* 1970. Vol. 14. P. 89.
7. Gopasyuk S.I., Tsap T.T. // *Solar magnetic fields: Proc. IAU Symp. N 43 / Ed. R. Howard. Dordrecht: Reidel, 1971. P. 274.*
8. Foukal P., Duvall T.(Jr.), Gillespie B. // *Astrophys. J.* 1981. Vol. 249. P. 394.
9. Stenflo J.O. // *Solar Phys.* 1973. Vol. 32. P. 41.
10. Harvey J.W., Hall D. // *Bull. Amer. Astron. Soc.* 1975. Vol. 7. P. 459.

11. Koutchmy S., Stellmacher G. // Astron. and Astrophys. 1978. Vol. 67. P. 93.
12. Вьяльшии Г.Ф. // Астрон. циркуляр. 1985. № 1405. С. 7.
13. Mehlretter J.P. // Solar Phys. 1974. Vol. 38. P. 43.
14. Simon G.W., Zirker J.B. // Ibid. Vol. 35. P. 331.
15. Wiehr E. // Astron. and Astrophys. 1978. Vol. 69. P. 279.
16. Рачковский Д.Н., Цан Т.Т. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1985. Т. 71. С. 79.
17. Лозицкий В.Г., Цан Т.Т. // Кинематика и физика небес. тел. 1989. Т. 5, № 1. С. 50.
18. Parker E.N. // Astrophys. J. 1978. Vol. 221. P. 328.
19. Deubner F.-L. // Astron. and Astrophys. 1976. Vol. 47. P. 475.
20. Spruit H.C. // Solar Phys. 1979. Vol. 61. P. 363.
21. Unno W., Ribes E. // Astron. and Astrophys. 1979. Vol. 73. P. 314.
22. Tanenbaum A.S., Wilcox J.M., Frazier E.N., Howard R. // Solar Phys. 1969. Vol. 9. P. 328.
23. Musman S., Rust D.M. // Ibid. 1970. Vol. 13. P. 261.
24. Skumanish A., Smythe C., Frazier E.N. // Astrophys. J. 1975. Vol. 200. P. 747.
25. Frazier E.N., Stenflo J.O. // Astron. and Astrophys. 1976. Vol. 70. P. 789.
26. Giovanelli R.G., Slaughter C. // Solar Phys. 1977. Vol. 57. P. 255.
27. Deubner F.-L. // Ibid. 1971. Vol. 17. P. 6.
28. Stenflo J.O., Harvey J.W. // Ibid. 1985. Vol. 95. P. 99.
29. Giovanelli R.G. // Ibid. 1980. Vol. 67. P. 211.
30. Küveler G. // Ibid. 1983. Vol. 88. P. 13.
31. Wiehr E. // Astron. and Astrophys. 1985. Vol. 149. P. 217.
32. Dara H.C., Alissandrakis C.E., Koutchmy S. // Solar Phys. 1987. Vol. 109. P. 19.
33. Гонасюк С.И., Цан Т.Т. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1972. Т. 44. С. 45.
34. Гонасюк С.И., Цан Т.Т. // Там же. 1972. Т. 45. С. 3.
35. Гонасюк С.И., Цан Т.Т. // Там же. 1973. Т. 47. С. 26.
36. Цан Т.Т. // Там же. 1978. Т. 58. С. 13.
37. Цан Т.Т., Лаба И.С. // Там же. 1985. Т. 73. С. 62.
38. Котов В.А., Северный А.Б., Цан Т.Т. // Там же. 1982. Т. 65. С. 3.
39. Шеминова В.А. Поле скоростей и профили фраунгоферовых линий в спектре Солнца как звезды. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Киев, 1984. 184 с.
40. Athay R.G., Canfield R.C. // Astrophys. J. 1969. Vol. 156. P. 695.
41. Hasan S.S. // Astron. and Astrophys. 1985. Vol. 143. P. 39.

УДК 523.98

ВСПЫШКИ НА ПЯТНЕ И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ. I

А.Н. Бабин, А.Н. Коваль

Исследованы магнитные поля в двух вспышках балла 2В в полутени пятен с δ -конфигурацией по эмиссионным линиям железа, натрия D_1 , D_2 и гелия D_3 , а также магнитные поля пятен, на которых располагались вспышки.

Эмиссия металлов и гелия наблюдалась не далее 3'' от места изменения знака магнитного поля в пятне; напряженность поля по эмиссионным линиям металлов составляла свыше 2000 Гс, а гелия — около 1000 Гс, и знак его не изменялся.

Наблюдения указывают на существование в одном объеме неразрешаемых телескопом элементов с магнитными полями противоположных направлений.

Определены лучевые скорости по эмиссионным линиям и линиям поглощения. Наблюдался подъем вещества в более глубоких слоях и опускание в верхних слоях атмосферы Солнца со скоростями 1–3 км/с.

FLARES ABOVE SUNSPOTS AND MAGNETIC FIELDS. I, by A.N. Babin, A.N. Koval. The magnetic fields in two importance 2B flares that were located in penumbra of sunspots with δ -configuration have been determined by Zeeman splitting of the emission lines of FeI, D_1 and D_2 NaI and D_3 HeI. The magnetic fields of the sunspots were estimated, too.

The metal and helium emissions are located not further than 3 arcsec from the place of the sign change of the sunspot's magnetic field. The strength of the magnetic field calculated by metal emission lines exceeds 2000 Gs, by helium: line it is about 1000 Gs, and the polarity reversal is not observed.

Within the same volume of sunspots the observations revealed the coexistence of subtelescopic elements with magnetic fields of opposite direction.

The line-of-sight velocities in flares are estimated by emission and absorption lines. The matter is ascending in deeper level of solar atmosphere and descending in upper level with velocities of 1–3 km/s.

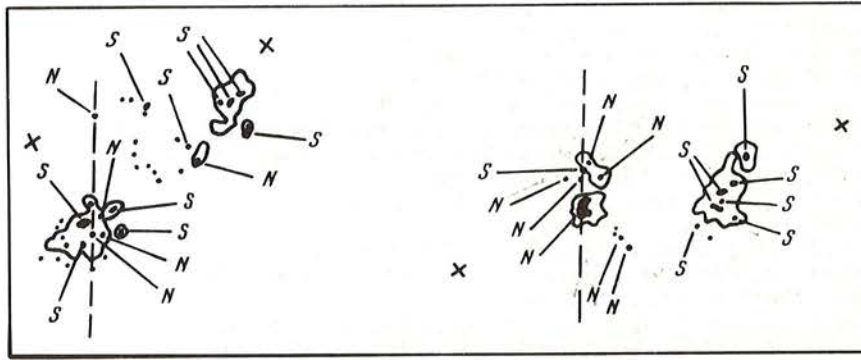


Рис. 1. Зарисовки групп пятен 12.08.1981 и 31.07.1988 гг., в которых наблюдались вспышки (север наверху, восток слева)

Штриховая линия — положение щели спектрографа при получении исследуемых спектрограмм

Известно, что мощные вспышки, сопровождаемые рентгеновским и микроволновым излучением и дающие большие геофизические эффекты, происходят в группах пятен со сложной конфигурацией магнитного поля и располагаются в полутени пятен вблизи ядер, т.е. в области сильных магнитных полей. А это позволяет исследовать магнитные поля во вспышках и в пятнах, на которых они происходят, фотографическим методом.

Было выполнено всего лишь несколько работ по определению магнитных полей во вспышках таким методом [1–4]. Найденные напряженности полей колеблются для разных линий и разных вспышек от 300 Гс (по линии H_{α}) до 3000 Гс (по линиям железа).

В настоящей работе мы исследуем магнитные поля во вспышках балла 2В 12.08.1981 г. и 31.07.1988 г. На рис. 1 представлены зарисовки групп пятен, в которых наблюдались вспышки; отмечены полярности пятен и положение щели спектрографа при фотографировании спектров. Обе вспышки развивались в хвостовой части групп в полутени пятен, в которых наблюдались ядра противоположной полярности (δ -конфигурации), расстояние их от центра солнечного диска составляло около $0,65 R_{\odot}$.

Наблюдения проводились на башенном солнечном телескопе БСТ-2 с применением поляризационной оптики (пластинки $\lambda/4$ и поляроидной мозаики) в IV порядке дифракционного спектрографа (дисперсия $0,37 \text{ \AA}/\text{мм}$). Ширина полосок мозаики $\sim 0,5 \text{ мм}$ (это соответствует $\sim 3''$ при диаметре изображения Солнца на щели спектрографа $\sim 30 \text{ см}$), высота фотографируемого спектра $\sim 15 \text{ мм}$.

Вспышка 12.08.1981 г.

Вспышка наблюдалась в интервале длин волн $\lambda 6102\text{--}6153 \text{ \AA}$. Изменения магнитных полей пятен со временем были изучены ранее [3].

На спектрограммах, полученных в $6^h 28^m\text{--}6^h 30^m \text{ UT}$, ряд линий металлов виден в эмиссии: $\lambda 6122,23 \text{ CaI}$, $6136,6 \text{ FeI}$, $6137,7 \text{ FeI}$, $6141,7 \text{ BaII}$. Многие более слабые линии на этом месте замыты так, как это бывает при наблюдениях ядер непрерывной эмиссии. Отметим, что по данным спектрометра для наблюдений всплесков жесткого рентгеновского излучения на борту спутника SMM эта вспышка отнесена к выдающимся событиям, а исследуемые нами спектрограммы получены вблизи максимума всплеска излучения жесткого рентгена.

Наиболее четкая эмиссия видна в линиях железа $\lambda 6136,6$ и $6137,7 \text{ \AA}$. Размер области свечения металлов таков, что эмиссия видна на трех соседних полосках поляроидной мозаики, что позволяет определить напряженность магнитного поля во вспышке по эмиссионным линиям железа.

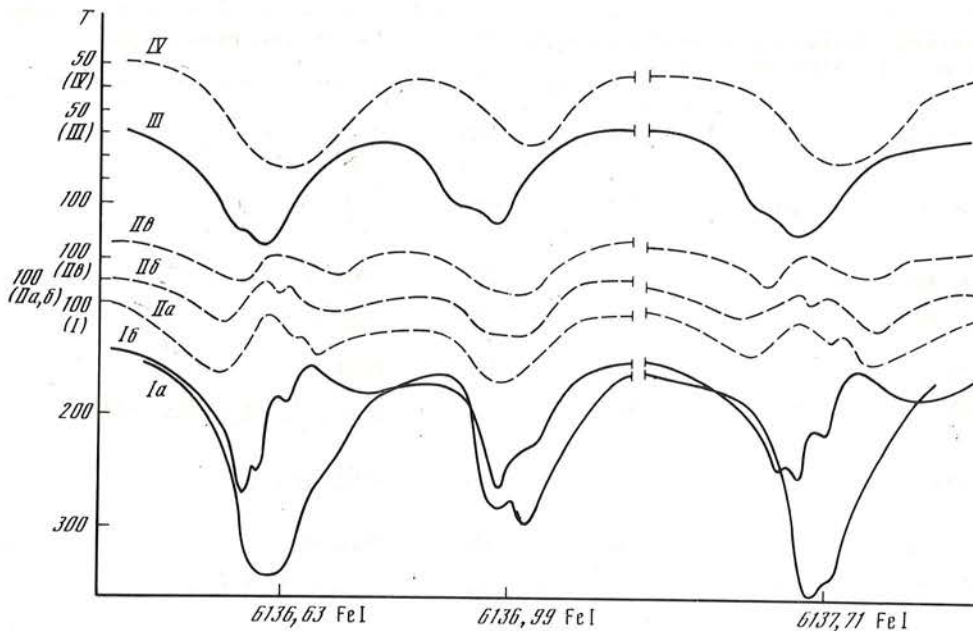


Рис. 2. Фотометрические контуры линий железа λ 6136,6, λ 6136,99; λ 6137,7 Å в полосках с ортогональной поляризацией
 Вспышка 12.08.1981 г., 6^h28^mUT, T — пропускание фотометра, вертикальная черта на оси абсцисс — положение невозмущенной линии. Сплошные линии — одна поляризация, штриховые — другая

Была проведена фотометрическая обработка спектрограмм. Обозначим полоски, на которых видна эмиссия, I, II, III в порядке их удаления к северу от ядра пятна. Первую и третью полоски эмиссия занимает лишь частично, поэтому на них можно было сделать фотометрический разрез спектральных линий как через эмиссию, так и рядом. На полоске II линии были залиты эмиссией полностью, при визуальном просмотре было заметно, что вид эмиссии в пределах этой полоски изменяется, поэтому на ней было сделано три фотометрических разреза через 0,1 мм.

На рис. 2 приведены фотометрические контуры линий Fe I λ 6136,6, 6137,0 и 6137,7 Å в пропусканиях, которые показывают следующие особенности. На разрезе Ib линия 6137,0, в которой нет эмиссии, показывает π - и σ -компоненты (соответствующее магнитное поле ~ 1500 Гс), причем π -компонент прослеживается на том же месте и в III полоске. Небольшое смещение π -компонента в синюю сторону от положения невозмущенной линии (отмеченной вертикальной чертой на рис. 2) связываем с направленным вверх движением с лучевой скоростью $\sim 0,9$ км/с.

Ядро и красное крыло линий поглощения 6136,6 и 6137,7 Å Fe I искажены эмиссией (ср. с разрезом Ia, сделанным рядом с эмиссией с очень малой высотой щели фотометра — 0'',3, чтобы по возможности исключить влияние эмиссии). Поскольку в далеких крыльях середина линий не смещена относительно невозмущенного положения, то можно предположить, что здесь мы имеем суммарный эффект лучевой скорости и магнитного поля, причем лучевая скорость смещает линии в синюю сторону, а магнитное поле в красную. (При анализе зеemanовской картины следует учитывать, что магнитное расщепление линии λ 6137,0 почти в 2 раза больше, чем λ 6136,6 и 6137 Å; см. данные о линиях в таблице.)

На полоске II линия λ 6137,0 Å широкая, не показывает структуры и смещена в синюю сторону на ту же величину, что ее π -компонент на полоске I. Сдвиги линий поглощения λ 6136,6 и 6137,7 Å, определенные по далеким крыльям (центральные их части

Длина волны, Å; элемент	Интенсивность в фотосфере	Интенсивность в пятне	$g\lambda^2 \cdot 10^{10}$	Схема расщепления
5889,98 NaI	30	70?	40,7	(1) 5,3 3
5895,94 NaI	20	50?	46	(2) 4 3
5892,88 NiI	4	4?	34,7	Триплет
5899,30 TiI	2	5	34,8	(0,2) 9,7, 5 6
6102,72 GaI	9	20?	74	Триплет
6136,63 FeI	8	10	33	(3, 2, 1) 19, 18, 17, 16, 15, 14, 13 20
6137,00 FeI	3	4	75,3	(2,0) 13, 11, 9 6
6137,71 FeI	7	9	39,5	Триплет
6301,51 FeI	7	7	42,3	(2, 4) 13, 11, 9, 7 6
6302,5 FeI	5	4	100	Триплет

залиты эмиссией), показывают лишь смещение в синюю сторону из-за лучевой скорости (по крайней мере, на более удаленных от полосы I разрезах Пб, Пв).

На полоске III в линии λ 6137,0 Å видны смещенный в синюю сторону на ту же величину π -компонент, σ_v -компонент и, возможно, значительно более слабый σ_r -компонент. Линии λ 6136,6 и 6137,7 Å также заметно смещены в синюю сторону совместным действием лучевой скорости и магнитного поля.

Согласно [5], описанная картина расщепления линии λ 6137,0 на полосках I и III дает основание утверждать, что силовые линии магнитного поля на полосках I и III имели большой наклон к лучу зрения, магнитное поле на этих полосках имело разные знаки, а смена знака происходила на полоске II. На это же указывают и смещения линий λ 6136,6 и 6137,7 Å на соответствующих полосках.

Рассмотрим особенности эмиссии в линиях λ 6136,6 и 6137,7 Å. На полоске I эмиссии смещены в красную сторону по сравнению с соответствующими невозмущенными линиями. Три разреза на полоске II показывают сильные изменения эмиссии в пределах одной полоски. О том, что эти различия реальны, говорит тот факт, что вид эмиссии на каждом из этих разрезов в обеих линиях аналогичен. Центр тяжести эмиссии смещен в синюю сторону по отношению к невозмущенной линии и по отношению к центру тяжести эмиссии на полоске I.

Как видно из рис. 2, эмиссионные линии состоят из двух компонентов разной интенсивности. В разрезе Пв, ближайшем к полоске I, эмиссия имеет вид, подобный тому, который был на полоске I, но сильный и слабый компонент поменялись местами. Это может указывать на то, что структура эмиссионной линии связана с магнитным полем. Если считать, что более яркий максимум на разрезах Пб и Пв — это σ_v - и σ_r -компоненты одной и той же эмиссионной детали, то можно оценить лучевые скорости и магнитные поля по обеим эмиссионным линиям. В результате получилось, что магнитное поле достигает ~ 2300 Гс, а направленные вниз лучевые скорости составляют $\sim 0,8$ км/с для λ 6136,6 Å и $\sim 0,2$ км/с для λ 6137,7 Å.

Сравнивая изменения магнитного поля по линиям поглощения и эмиссионным ли-

ниям при переходе к разным полоскам, мы видим, что по линиям поглощения на полоске II происходит смена знака поля, а по эмиссионным линиям магнитное поле на всех трех полосках (I—III) имеет одну и ту же полярность, совпадающую с полярностью по линиям поглощения на полосках I и предыдущих.

2. Вспышка 31.07.1988 г.

Вспышка наблюдалась в интервалах длин волн λ 5852–5915 Å. На спектрограммах, полученных в $7^h 30^m$ – $7^h 39^m$ UT, наиболее интересное образование – располагающаяся в основном на ядре пятна, эмиссия в линиях D_1 , D_2 NaI (простирающаяся на 2–3 полоски) и в линии D_3 HeI.

Рассмотрим эмиссию линий натрия. На рис. 3 приведены фотометрические контуры линий (в относительных интенсивностях) в ортогональных поляризациях для трех моментов времени, относящиеся к несколько разным местам на поверхности Солнца. Видно, что эмиссионные контуры в ортогональных поляризациях смещены друг относительно друга по длине волны, величина смещения различна в разные моменты времени.

Оценим по смещению центров тяжести эмиссий напряженность магнитного поля во вспышке. В результате получается около 1000 Гс. Однако если поле отличается от чисто продольного, то этот способ дает заниженное значение напряженности поля, при этом занижение тем больше, чем больше γ – угол наклона силовых линий поля к лучу зрения [5]. По отношению интенсивностей π - и σ -компонент линии никеля λ 5892,88 Å (ее интенсивность в фотосфере и пятне равна четырем) по формулам Сирса мы определяли угол γ . Он оказался в пределах 67 – 72° для разных моментов времени, т.е. магнитное поле в месте свечения металлов было близким к поперечному (на уровне фотосферы). Отметим также, что эмиссия в линиях натрия располагалась вблизи смены знака поля в пятне, поскольку с разных сторон от эмиссии, занимающей две полоски, определенное по линиям поглощения натрия магнитное поле имеет разные знаки. Таким образом, можно утверждать, что напряженность магнитного поля 1000 Гс, полученная по смещению центров тяжести эмиссии, значительно занижена.

Обращает на себя внимание существенное различие вида эмиссии в линиях D_1 и D_2 , особенно выраженное на спектрограммах, относящихся к $7^h 32^m$ и $7^h 33^m$ UT. Линия D_1 показывает сильное расщепление эмиссии на два компонента, которое в линии D_2 выражено слабее или совсем отсутствует.

О расщеплении некоторых эмиссионных линий металлов на два компонента в спектре вспышки впервые сообщили Блага и др. [6]. Хотя их спектрограммы были получены без поляризационной оптики, они пришли к заключению, что расщепление эмиссии в линии D_1 , NaI и λ 3706 Å CaII, которое они наблюдали, вызвано магнитным полем. Впоследствии авторы отказались от такой интерпретации [7, 8], и вопрос о причине расщепления эмиссии некоторых линий металлов до настоящего времени не выяснен.

Схема магнитного расщепления у линий D_1 и D_2 различная: $\pm(2), 4/3$ у линии D_1 и $\pm(1), 3, 5/3$ у линии D_2 . Тогда в магнитном поле, близком к поперечному, у линии D_1 можно ожидать расщепления на два компонента, а у линии D_2 – скорее на три компонента, чем на два. Если мы имеем дело именно с таким случаем, то напряженность магнитного поля можно определить по расстоянию между двумя пиками, на которые расщепляется эмиссия. Напряженность магнитного поля во вспышке, оцененная по линиям D_1 и D_2 NaI таким способом, достигает 2500–4000 Гс.

Особый интерес представляют наблюдения эмиссии в линии гелия D_3 , так как она образуется высоко в атмосфере Солнца (в переходном слое). Фотометрические контуры линии D_3 в ортогонально поляризованном свете приведены на рис. 4. Относительный сдвиг максимумов эмиссии на соседних полосках соответствует магнитному полю 900–1100 Гс, в то время как магнитное поле в пятне, на котором наблюдалась эмиссия, определенное по линиям λ 5892,88 Å NiI и 5899,30 Å TiI, составляет 1200–1800 Гс.

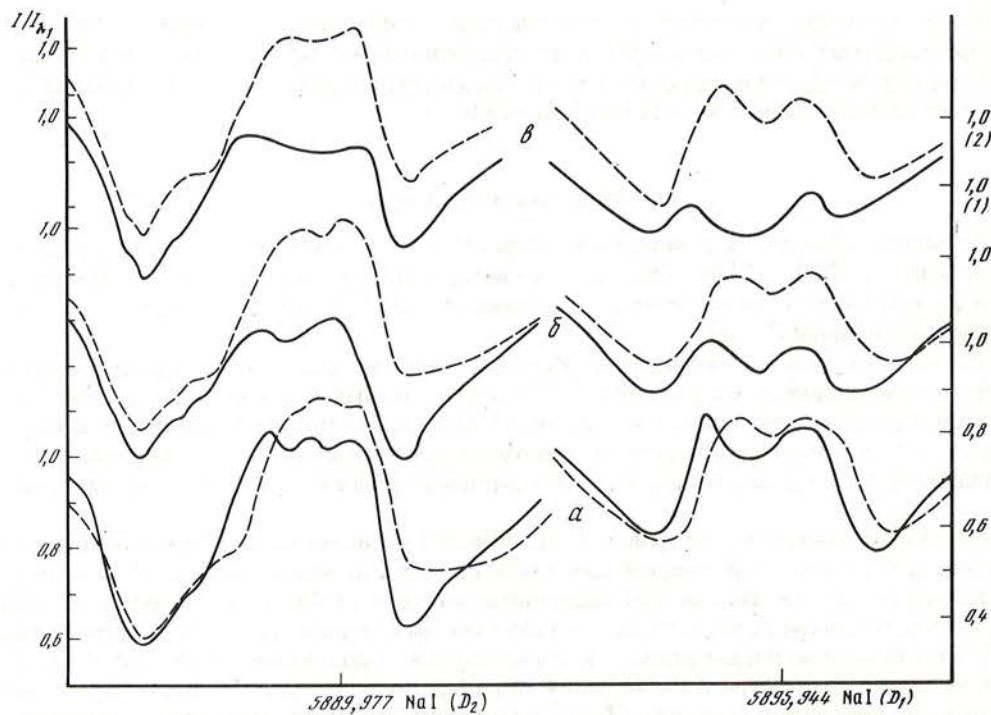


Рис. 3. Фотометрические контуры линий D_1 и D_2 NaI в полосках с ортогональной поляризацией Вспышка 31.07.1988 г. $a - 7^h 31^m$; $b - 7^h 33^m$, $b - 7^h 32^m$ UT (снизу вверх). Обозначения те же, что на рис. 1

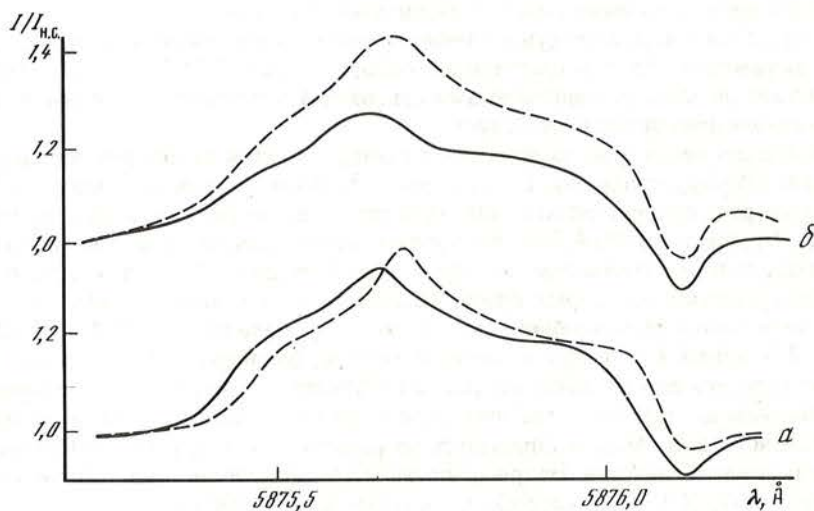


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для линии гелия D_3
 $a - 7^h 31^m$; $b - 7^h 33^m$ UT

Как и во вспышке 12 августа 1981 г., в данном случае линии поглощения и излучения смещены не только магнитным полем, но и лучевой скоростью. Линия поглощения λ 5892,88 Å NiI и эмиссионные линии D_1, D_2 NaI смещены в синюю сторону спектра. Скорости подъема вещества, полученные по линиям никеля и D_1 натрия, близки по величине и равны $\sim 1,5$ км/с, скорость подъема по линии D_2 больше и достигает ~ 3 км/с.

Линия гелия D_3 указывает на опускание вещества со скоростью 2,4–3,3 км/с. Полученная картина движений в области вспышки находится в согласии с результатами [9]: подъем вещества в более глубоких и опускание в верхних слоях атмосферы Солнца.

3. Особенности структуры магнитных полей пятен, на которых возникали большие вспышки

В исследованных нами вспышках эмиссия металлов и гелия располагалась на расстояниях $\leq 3''$ от мест изменения знака поля в пятне и структура магнитного поля была очень сложной как по поверхности, так и по высоте (см. также [3]).

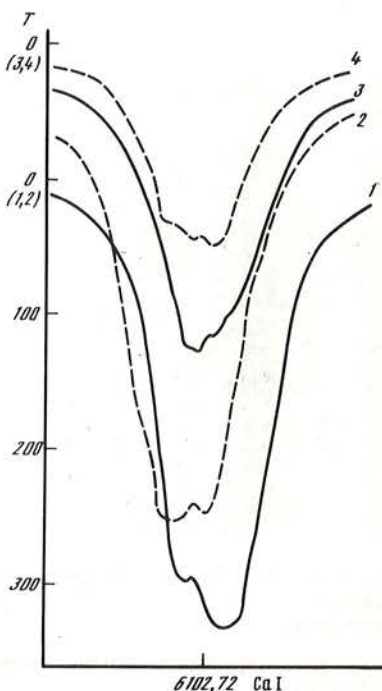
С целью изучения структуры магнитного поля в местах смены знака поля в пятне было просмотрено большое количество поляризационных спектрограмм пятен, на которых происходили большие вспышки. Часть спектрограмм получена во время вспышек. Обращает на себя внимание сложность картины расщепления линий и изменение ее при переходе от одной поляроидной полоски к другой. Разные линии также показывают различную картину расщепления.

Рассмотрим структуру линии λ 6102,7 Å CaI в том месте пятна, где наблюдалась эмиссия металлов во вспышке 12.08.1981 г. в $6^h 28^m - 6^h 30^m$ UT, на спектрограмме, полученной в $6^h 25^m$ UT (рис. 5). Эта линия по интенсивности близка к линиям железа, в которых наблюдалась эмиссия, является триплетом и чувствительна к магнитному полю ($g\lambda^2 = 74 \cdot 10^{-10}$). Мы видим два компонента, которые смещены относительно положения невозмущенной линии и изменяют свое положение в полосках с ортогональной поляризацией. При этом наблюдается также сдвиг контура линии в целом.

На рис. 6 приведен пример расщепления линий λ 6301,5 и 6302,5 Å FeI в полутени пятна вблизи линии смены знака поля в известной своими большими вспышками августовской группе 1972 г. (спектрограмма получена 4.08.1972 г.). Если линия 6302,5 Å (триплет) расщеплена на три компонента на трех соседних поляроидных полосках 3–5 то линия λ 6301,5 Å (с более сложной схемой расщепления) расщеплена на тех же полосках на два компонента, смещенных в одну и ту же сторону относительно невозмущенной линии.

Подобную картину появления триплета в линии λ 6302,5 Å и диффузного дуплета вместо зазага в линиях D_1, D_2 NaI в ядрах пятен отмечал ранее А.Б. Северный [10], который высказал предположение, что явление тонкой структуры магнитного поля пятен может привести к деполяризации компонент, т.е. к появлению неполяризованного триплета (как в линии λ 6302,5 Å на полосках 3–5 на нашем рис. 6).

Рис. 5. Фотометрические контуры линии λ 6102,7 Å CaI в полосках с ортогональными поляризациями в том месте пятна, где располагалась вспышка 12.08.1981 г., $6^h 25^m$ UT



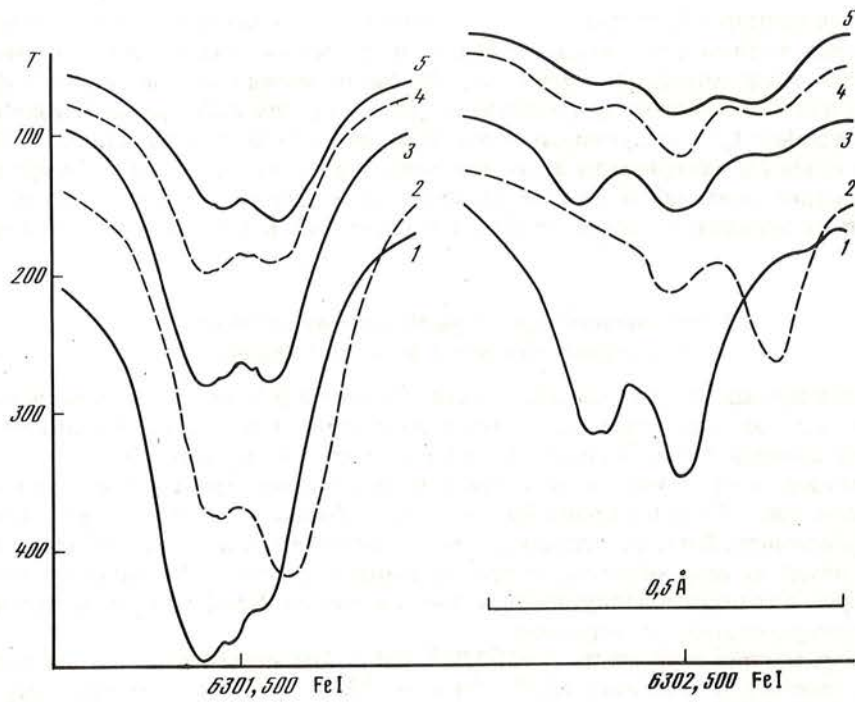


Рис. 6. Пример расщепления линий $\lambda 6301,5 \text{ \AA}$ Fe I и $\lambda 6302,5 \text{ \AA}$ Fe I в полутени пятна вблизи смены знака поля
04.08.1972 г.

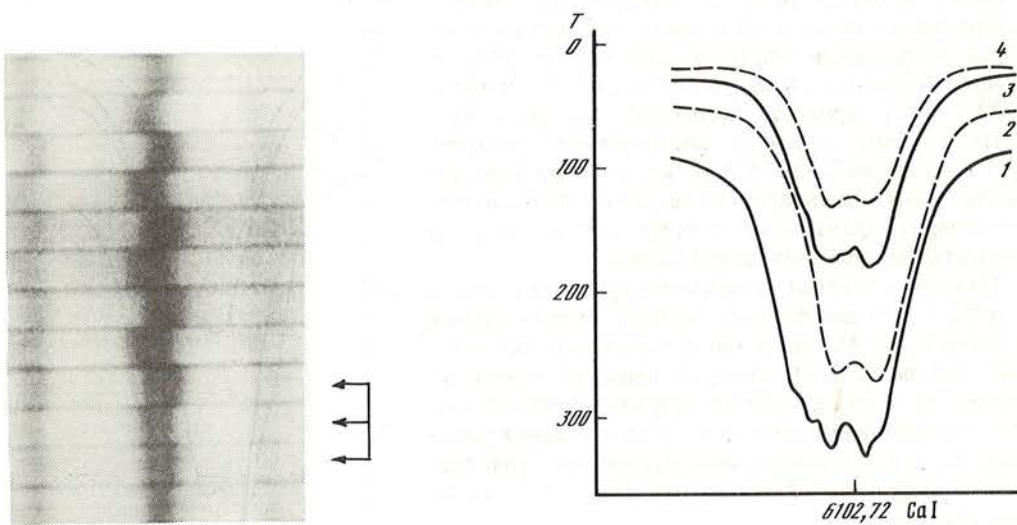


Рис. 7. Поляризационная спектрограмма, показывающая расщепление линии $\lambda 6102,7 \text{ \AA}$ Ca I в полутени пятна
19.07.1981 г.

Рис. 8. Фотометрические контуры линии $\lambda 6102,7 \text{ \AA}$ Ca I в полутени пятна
19.07.1981 г.

Часто расщепление на два компонента показывает линия λ 6123,2 Å CaI. Но особый интерес представляет картина расщепления линии λ 6102,7 Å CaI, обнаруженная в полутени пятен: на нескольких последовательных полосках поляризационной спектрограммы наблюдаются два компонента, смещенных относительно невозмущенной линии в разные стороны (рис. 7). Подобным образом расщеплен и ряд других линий. Фотометрические контуры линии λ 6102,7 Å на поляризационной спектрограмме, полученной во время большой вспышки 19.07.1981 г., представлены на рис. 8.

Подобную картину расщепления можно объяснить существованием в одном объеме неразрешаемых телескопом элементов с магнитными полями противоположного знака. Если напряженности противоположных полей разные по величине, то мы будем наблюдать общий сдвиг раздвоенной линии в разные стороны при переходе от одной поляроидной полоски к другой. В случае их равенства (или близости) зигзагообразные смещения будут вообще отсутствовать и мы будем видеть две параллельные линии на нескольких полосках.

4. Выводы

1. В обеих исследованных вспышках эмиссия металлов и гелия располагалась не далее 3" от места изменения знака магнитного поля в пятне, при этом по эмиссионным линиям знак поля в этом месте не изменялся.

2. Определенная по смещению эмиссионного максимума линий железа на полосках с ортогональной поляризацией напряженность магнитного поля во вспышке 12.08.1981 г. достигала 2300 Гс.

3. По смещению центров тяжести эмиссионных линий натрия величина поля во вспышке 31.07.1988 г. получилась 1000 Гс, однако этот способ дает здесь заниженное значение поля.

4. Магнитное поле, измеренное по смещению эмиссионных максимумов линии гелия D_3 , также достигает ~ 1000 Гс, в то время как магнитное поле в пятне, определенное в этом месте по линиям NiI и TiI, составляет 1200–1800 Гс.

5. Определены лучевые скорости по эмиссионным линиям и линиям поглощения. Для вспышки 12.08.1981 г. движения, найденные по линиям поглощения и излучения железа, направлены в разные стороны (соответственно подъем и опускание). Во вспышке 31.07.1988 г. линия поглощения NiI и эмиссионные линии D_1 , D_2 NaI указывают на подъем со скоростью 1,5–3 км/с, а линия D_3 HeI – на опускание со скоростью 2,4–3,3 км/с.

Скорости, определенные по разным эмиссионным линиям одного и того же элемента, различны, причем более сильные линии указывают на большие скорости.

6. Некоторые структурные особенности эмиссионных линий можно объяснить или расщеплением эмиссии в преимущественно поперечном поле, или существованием в светящемся объеме противоположно направленных полей. В этих случаях напряженность магнитных полей во вспышке 31.07.1988 г., определенная по линиям D_1 , D_2 NaI, составляет 2500–4000 Гс.

7. В полутени пятен обнаружена такая картина расщепления линий поглощения, которая может быть объяснена существованием в одном объеме неразрешаемых телескопом элементов с магнитными полями противоположного знака.

В заключение авторы выражают благодарность С.И. Гопасюку, Э.А. Барановскому, М.Дж. Гусейнову и Н.Н. Степанян за обсуждение работы.

Ноябрь 1988 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абдусаматов Х.И. // Солнеч. данные. 1971. № 9. С. 67–72.
2. Коваль А.Н., // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1974. Т. 52. С. 100–112.
3. Коваль А.Н., Степанян Н.Н. // Там же. 1983. Т. 68. С. 3–15.
4. Лозицкая Н.И., Лозицкий В.Г. // Астрон. циркуляр. 1982. № 1215. С. 1–4.

5. Степанов В.Е. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1958. Т. 19. С. 20–45.
6. Blaha M., Kopecky M., Svestka Z. // Nature. 1960. Vol. 187. P. 224.
7. Kopecky M., Letfus V., Blaha M., Svestka Z. // Bull. Astron. Inst. Czechosl. 1963. Vol. 14. P. 146.
8. Banin V.G., Kopecky M., Rybina A.A. // Ibid. 1967. Vol. 18. P. 319.
9. Гонасюк С.И. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1964. Т. 32. С. 14–25.
10. Северный А.Б. // Астрон. журн. 1959. Т. 36. С. 208–214.

УДК 523.9–1/8

ПУЛЬСАЦИЯ СОЛНЦА: ПЕРЕСТРОЙКА, ОБУСЛОВЛЕННАЯ 22-ЛЕТНИМ ЦИКЛОМ АКТИВНОСТИ?

В.А. Котов, Т.Т. Цап, Л.В. Дидковский

Регулярные измерения дифференциальной доплеровской скорости, выполненные в Крыму с 1974 по 1987 г. (всего 902 дня, 5612 ч наблюдений) подтверждают наличие долговременной фазово-когерентной пульсации Солнца с периодом 160,01 мин. С другой стороны, анализ новых данных дает основания предполагать, что 160-минутная пульсация Солнца имеет, по-видимому, мультиплетную (по частоте) тонкую структуру. В частности, большие изменения амплитуды и фазы пульсации в период 1983–1987 гг. могут означать, что после 1982–1983 гг. наблюдаются 160-минутные колебания, свойственные "второй половине" 22-летнего цикла магнитной активности Солнца. Это новое, неожиданное свойство пульсации, выразившееся в указанных изменениях, открывает дополнительные возможности для зондирования солнечных недр, а также для изучения внутреннего вращения и 11 (22)-летнего цикла Солнца.

PULSATION OF THE SUN: THE REMARKABLE CHANGE DUE TO 22-YEAR CYCLE OF ACTIVITY?, by V.A. Kotov, T.T. Tsap and L.V. Didkovsky. Systematic measurements of differential Doppler velocity performed in Crimea from 1974 through 1987 (in all 902 days, 5612 hours of observations) continue to confirm the presence of the long-term phase-coherent solar pulsation with a period of 160.01 min. On the other hand, the analysis of new data suggests that 160-min pulsation in the Sun might have a multiplet (in frequency) fine structure. Particularly, great changes of amplitude and phase of the pulsation over 1983–1987 years may indicate that since 1982–1983 years we observe indeed 160-min oscillation pattern inherent in the "second part" of the 22-year cycle of solar magnetic activity. Being verified, this unpredicted property of the pulsation can offer a novel possibility for probing the Sun's interior and perhaps for the study of the solar internal rotation and 11(22)-year cycle.

Наблюдения малоамплитудных ($\lesssim 1$ м/с) колебаний лучевой скорости фотосферы Солнца затруднены из-за влияния флуктуаций прозрачности земной атмосферы. В случае 160-минутных осцилляций мы встречаемся с дополнительными сложностями вследствие близости периода к девятой гармонике суток.

Согласно доплеровским измерениям, выполненным в КраО в 1974–1986 гг. дифференциальным методом, в спектре мощности (СМ) глобальных осцилляций Солнца присутствует статистически значимый период 160,010^m [1, 2]. Результат подтвержден измерениями в других обсерваториях [3–6]. Недавно, однако, солнечная природа 160-минутной периодичности была подвергнута сомнению новыми измерениями лучевой скорости, выполненными в Стэнфорде и Изане (Канарские острова). Авторы [7, 8] сообщили, что по данным последних лет фазовая стабильность периода нарушается, а сама периодичность, по мнению, например, [8], возникает из-за влияния дифференциальной атмосферной экстинкции. (Заметим, что влияние атмосферы на измерения доплеровского сдвига спектральной линии подробно рассмотрено в [9], где показана несостоятельность "атмосферного" аргумента.)

Анализ крымских наблюдений 1974–1987 гг. позволяет снова поставить вопрос о достоверности и природе периода, а также выявить некоторые новые свойства наблюдаемых у Солнца 160-минутных осцилляций.

Т а б л и ц а 1
Данные наблюдений

Год	Число			A_h , м/с	$\varphi(UT)$ (макс)
	дней	часов	5^m -точек		
1974, 66	14	76	912	$1,42 \pm 0,21$	$02^h 15^m \pm 4^m$
1975, 58	32	171	2 048	$0,81 \pm 0,18$	$02 25 \pm 6$
1976, 54	32	163	1 955	$0,36 \pm 0,13$	$00 09 \pm 9$
1977, 51	59	280	3 362	$0,78 \pm 0,19$	$00 35 \pm 6$
1978, 56	78	471	5 651	$0,48 \pm 0,09$	$01 24 \pm 5$
1979, 47*	60	381	4 566	$0,56 \pm 0,15^*$	$01 59 \pm 7^*$
1980, 50*	50	304	3 653	$0,45 \pm 0,13^*$	$02 36 \pm 8^*$
1981, 51	82	522	6 264	$0,47 \pm 0,07$	$00 30 \pm 4$
1982, 76	66	352	4 219	$0,69 \pm 0,15$	$01 02 \pm 6$
1983, 66	89	570	6 841	$0,50 \pm 0,18$	$00 19 \pm 9$
1984, 68	55	338	4 059	$0,04 \pm 0,14$	—
1985, 63	84	555	6 661	$0,28 \pm 0,09$	$00 38 \pm 9$
1986, 54	117	839	10 066	$0,34 \pm 0,08$	$02 31 \pm 7$
1987, 63	84	590	7 084	$0,45 \pm 0,14$	$00 17 \pm 8$
Все 14 лет вместе	902	5612	67 341	—	—

*Без учета 17 дней наблюдений зимой 1979–1980 гг.

1. Данные наблюдений

Все измерения выполнены с помощью гелиосейсмографа [9]. Опубликованный до сих пор наблюдательный материал получен в 1974–1986 гг. в течение 711 дней (около 4345 ч наблюдений, или $N = 52136$ отдельных измерений скорости с 5-минутным усреднением) [2].

Ранее, при обработке данных 1983–1984 гг. [2], были "забракованы" 107 дней наблюдений (в сумме около 677 ч), или около 75% массива. Было заподозрено, что эти измерения могут быть плохого качества по инструментальным причинам и/или из-за неблагоприятных атмосферных условий. Последующий более тщательный анализ этих записей показал, что их качество вполне удовлетворительное и отсутствуют какие-либо объективные причины для исключения этих 107 дней из обработки. Мы здесь включили указанные выше 107 дней в анализ, что увеличило число данных 1983–1984 гг. почти в 4 раза и позволило существенно уточнить и дополнить полученные ранее результаты. Кроме того, мы добавили новые измерения, сделанные в течение 84 дней в 1987 г., см. табл. 1 (в первой колонке — средний момент годовичного массива данных; A_h — гармоническая амплитуда, φ — момент UT максимума 160-минутной волны, см. ниже). Общий объем данных по сравнению с [2] увеличен на 29%, по сравнению с [9] — почти в 3 раза.

2. Изменения амплитуды

Для каждого года в отдельности с периодом $160,00^m$ (1/9 сут) методом наложенных эпох строилась результирующая кривая скорости, для которой затем методом наименьших квадратов вычислялась гармоническая амплитуда A_h и фаза (или момент UT) φ максимума синусоиды, см. табл. 1. За нулевую эпоху всюду принимался момент $UT 00^h 00^m$, 01.01.1974 г. Значения лучевой скорости считаются положительными для сдвига спектральной линии в синюю сторону ("приближение" центральной части фотосферы Солнца к наблюдателю).

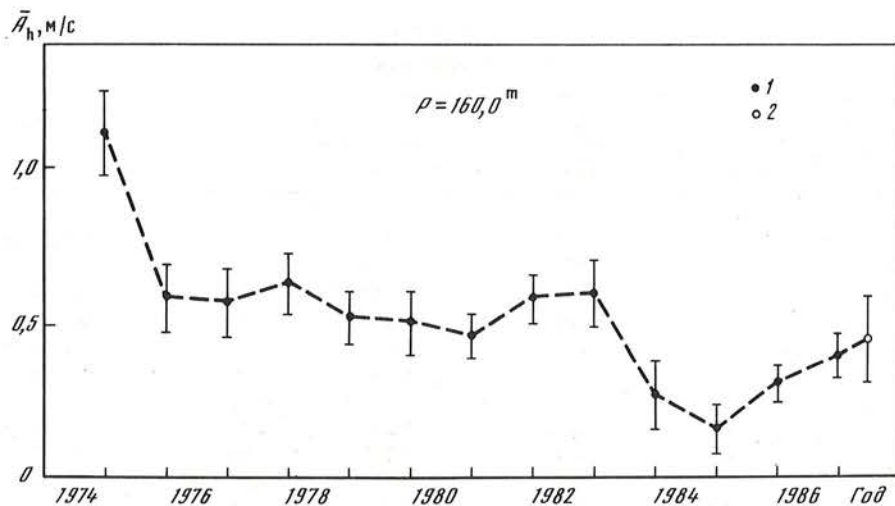


Рис. 1. Изменение средней амплитуды колебаний Солнца с периодом 160^m в 1974–1987 гг. 1 – скользящие средние значения за два соседних года, 2 – данные 1987 г. Вертикальные черточки – стандартные ошибки ($\pm \sigma$)

Ход средних значений амплитуды \bar{A}_h в интервале 1974–1987 гг., полученных на основе табл. 1, показан на рис. 1. Видно, что амплитуда 160-минутных колебаний была максимальной в 1974–1975 гг. и минимальной в 1984–1985 гг. В последние два года наблюдается опять некоторое увеличение амплитуды. Не исключено, что вариация амплитуды связана с 11(22)-летним циклом магнитной активности Солнца. Заметим, в частности, что минимум \bar{A}_h 1984–1985 гг. по времени почти совпал с минимумом светимости Солнца, зарегистрированным в 1985–1986 гг. на спутнике SMM (гармоническая амплитуда вариации солнечной иррадиации около 0,04% с предполагаемым периодом ≈ 11 лет) [10].

3. Фазовая диаграмма

Чтобы установить отличие периода $160,010^m$ от суточной гармонике ($160,000^m$), была построена фазовая диаграмма – аналог диаграмм $O-C$, применяющихся при исследовании переменных звезд. Все 13 значений фаз φ , указанных в табл. 1 (массив 1984 г. не рассматривался, так как он дал практически нулевую среднюю амплитуду), нанесены на рис. 2 трижды – в соответствии с произвольно выбранным интервалом UT : от 23^h до 7^h , в 3 раза превышающим период 160^m . Затем вся плоскость $\varphi(t)$ (t – время в годах) заполнялась прямыми линиями $y(t) = at + b$, где величина b изменялась от 0 до 160 мин, а значения наклонов a заключены в пределах от -100 до 132 мин/год, что соответствовало поиску периодов в диапазоне $159,970 - 160,040^m$.

Для каждой прямой вычислялась сумма квадратов отклонений Δ (по вертикали) каждой точки (фазы) от данной прямой при условии $\Delta \leq 80$ мин. Потом вычислялся статистический критерий [11]

$$F = (1/r) \left\{ R - \left[(1/N) \sum_{i=1}^N (\Delta_i/160)^2 \right]^{1/2} \right\},$$

где $i = 1, 2, \dots, 13$ – номер точки, $R = 12^{-1/2}$, $r = (60N)^{-1/2}$ и $N = 13$. Максимальное значение F соответствует прямой $y(t)$, наилучшим образом аппроксимирующей распределение всех 13 точек на плоскости $\varphi(t)$, а численное значение F является статистической оценкой (в "сигмах" нормального распределения) достоверности аппроксимации.

Оказалось, что распределение фаз на рис. 2 наилучшим образом аппроксимируется

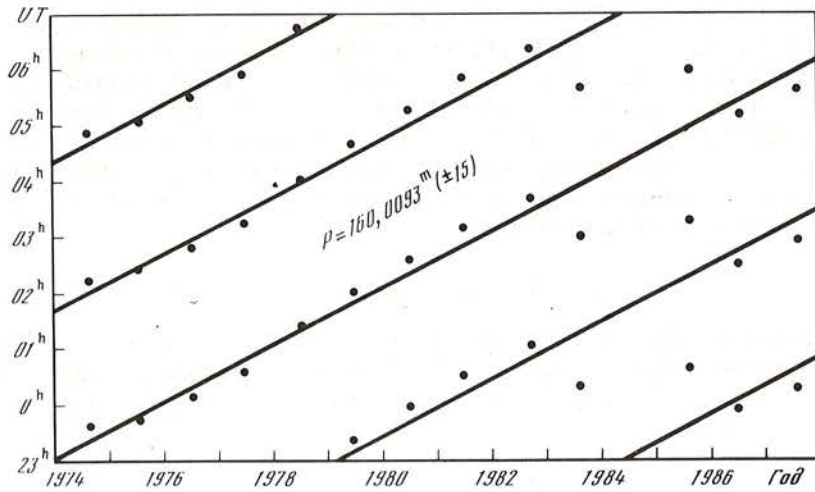


Рис. 2. Фазовая диаграмма крымских наблюдений 160-минутных осцилляций Солнца
Наклон прямой линейной регрессии соответствует периоду $160^m,0093 (\pm 15)$

двумя прямыми, имеющими наклоны $a = 30,6$ и $41,5$ мин/год, со значимостями $3,5$ и $3,1 \sigma$ соответственно. Отсюда следует, что распределение фаз отвечает двум периодичностям: $160,0093^m (\pm 15)^1$ и $160,0126^m (\pm 15)$, а не периодичности $160,0000$, с которой вычислялись фазы φ_i в табл. 1.

Оба найденных периода в пределах ошибки совпадают с периодами $160,0101^m (\pm 1)$ и $160,0126^m (\pm 1)$, найденными в последовательности начальных моментов солнечных вспышек, наблюдавшихся в 1947–1980 гг. [12]. Расщепление $\sim 0,0025^m$ соответствует периоду биений $T = 19,5 \pm 1,1$ г., близкому к средней длительности 22-летнего магнитного цикла Солнца.

Фазы максимума скорости, полученные в Стэнфорде [7, 13], приведены в табл. 2. Вместе с фазой, определенной по измерениям на Южном полюсе [5] (эпоха 1980,01 (г.); $UT: 138 \pm 4^m$), получаем 12 новых значений фаз, независимых от наблюдений в Крыму.

Анализ фазовой диаграммы показывает присутствие в этих данных трех наиболее существенных периодов: $159,999 (\pm 2)$; $160,007 (\pm 2)$ и $160,016^m (\pm 2)$ с уровнями значимости $2,5$; $2,4$ и $2,5 \sigma$ соответственно. В пределах ошибок первый период совпадает с гармоникой суток (т.е. является, по-видимому, артефактом измерений), а второй — с крымским значением $160,0093^m$.

Взяв среднее для двух независимых рядов данных значение периода $160,0082^m$, получаем средние фазы по данным КАО и Стэнфорда — Южного полюса соответствен-

Т а б л и ц а 2
Стэнфордские фазы

Год	$\varphi (UT)$	Год	$\varphi (UT)$	Год	φUT
1976, 6	10 ± 8^m	1980, 5	117 ± 34	1984, 5	84 ± 19
1977, 5	63 ± 27	1981, 5	93 ± 18	1985, 6	126 ± 41
1978, 5	89 ± 28	1982, 5	105 ± 18^m	1986, 6	86 ± 35
1979, 4	123 ± 32	1983, 6	43 ± 24		

¹ В скобках — стандартная ошибка последних значимых цифр.

но $UT\ 02^h08^m \pm 15^m$ и $01^h44^m \pm 15^m$ (нулевая фаза всюду соответствует моменту $UT\ 00^h00^m, 01.01.1974\ г.$). Согласие фаз можно считать удовлетворительным.

Анализ 25 фаз всех трех обсерваторий (КАО, Стэнфорд и Южный полюс) приводит к выводу о присутствии в данных измерений следующих двух наиболее значимых периодов: $160,008 (\pm 2)$ и $160,013^m (\pm 2)$ с достоверностью $3,7$ и $3,5 \sigma$ соответственно. Добавление к крымским данным данных Стэнфорда и Южного полюса, таким образом, приводит к повышению уровня значимости периодов $\sim 160,009$ и $\sim 160,013^m$: от $3,5$ и $3,1$ до $3,7$ и $3,5 \sigma$ соответственно.

4. Спектр мощности

Согласно измерениям в Изане [8], в интервале 1980–1985 гг. вместо периодичности $160,01^m$ присутствовала периодичность $160,00^m$, соответствующая суточной гармонике. В этом же интервале, по данным Стэнфорда [7], нарушилась фазовая когерентность периода $P_0 \approx 160,010^m$.

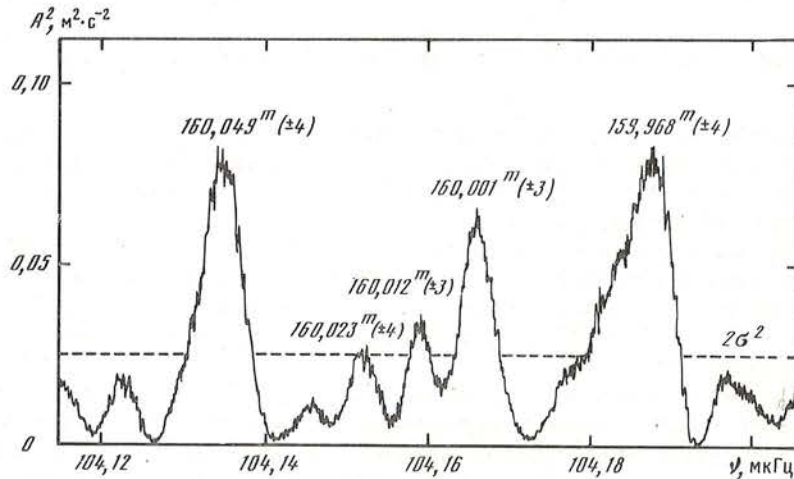


Рис. 3. Спектр мощности колебаний Солнца, 1980–1985 гг. Суммарное число индивидуальных измерений с 5-минутным усреднением $N = 31243$

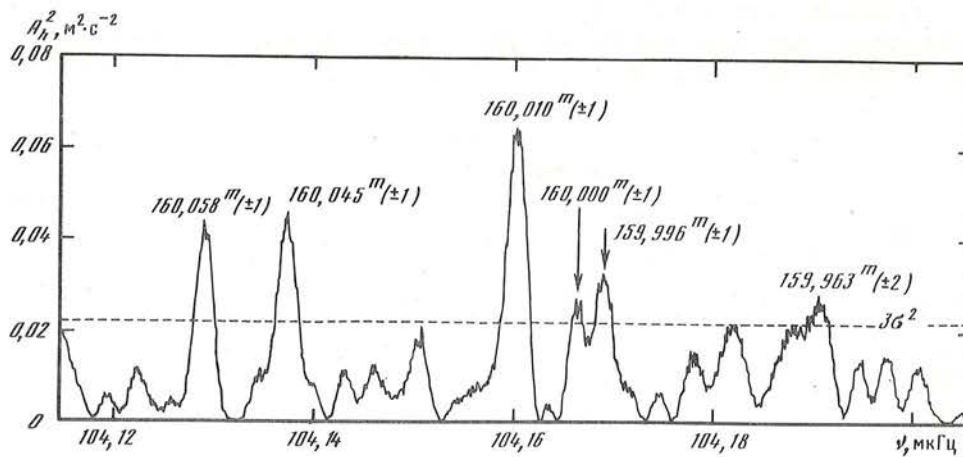


Рис. 4. Спектр мощности, вычисленный на основе крымских измерений 1974–1987 гг. Число дней наблюдений 849; суммарная длительность – 5248 ч; $N = 62975$

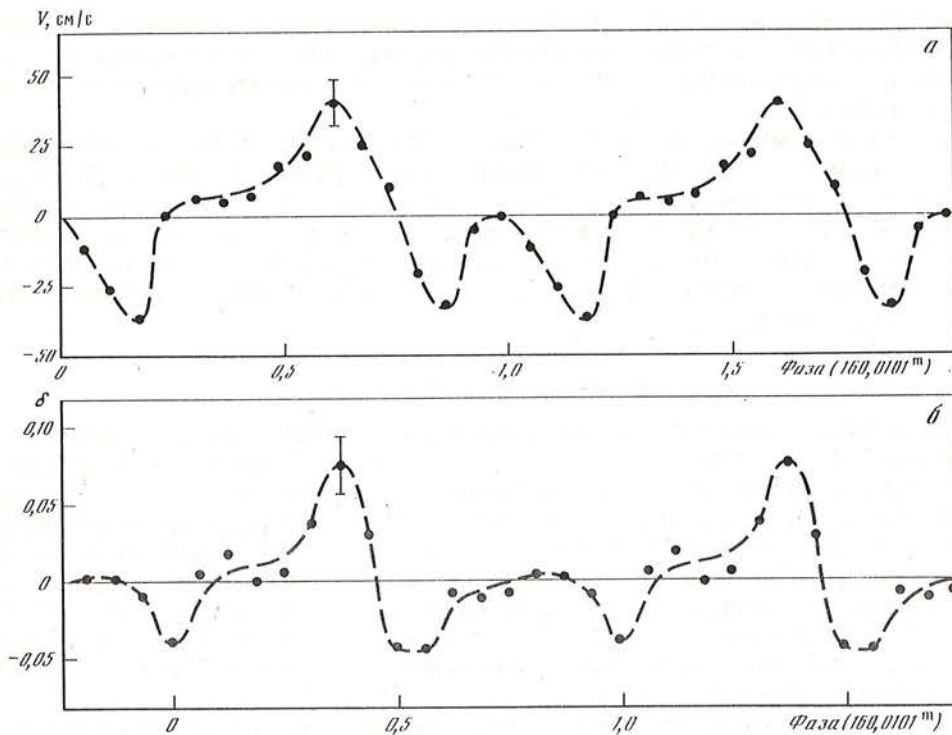


Рис. 5. *a* – средняя кривая дифференциальной лучевой скорости пульсаций фотосферы Солнца, 1974–1987 гг. (902 дня наблюдений, $N = 67341$; точки – среднее значение скорости в каждом 10-минутном интервале фазы); *б* – кривая модуляции числа вспышек, 1935–1980 гг. (число вспышек $N = 24410$; точки – средние значения в каждом 20-минутном интервале фазы) Штриховые линии проведены "от руки"

Наши измерения 1980–1985 гг. обнаруживают также сильную суточную гармонику (период $P \approx 160,00^m$); $P \approx 160,01^m$ присутствует с низким уровнем значимости, около $2,3 \sigma$ (рис. 3). Данные трех обсерваторий, таким образом, по крайней мере не противоречат друг другу в отношении периода $160,01^m$ в интервале наблюдений 1980–1985 гг. Интересно отметить, что среднее значение двух периодов ($160,049$ и $159,968^m$), соответствующих самым мощным пикам на рис. 3, равно $160,009^m (\pm 3)$.

СМ, вычисленный почти для всего 14-летнего ряда крымских измерений 1974–1987 гг. (за исключением второй части наблюдений 1987 г., сделанных в течение 53 дней ($N = 4366$)), показан на рис. 4. Здесь по-прежнему главный пик со значимостью $5,6 \sigma$ отвечает периоду $160,010^m (\pm 1)$. Средняя за 14 лет амплитуда колебания $A_h \approx 0,25$ м/с. Два пика ($160,058$ и $159,963^m$) являются годовыми "сателлитами" основного. От интерпретации трех остальных пиков, превышающих уровень 3σ ($160,045$; $160,000$ и $159,996^m$), пока воздержимся.

5. Средняя кривая пульсации

Результирующая кривая скорости, построенная по всем крымским измерениям 1974–1987 гг. (902 дня наблюдений, $N = 67341$) для периода $P_0 = 160,0101^m$, показана на рис. 5. Здесь же приведена средняя кривая модуляции числа хромосферных вспышек (балла $V \geq 1$) за 1935–1980 гг., построенная на основе $[12]^2$ (здесь δ – относительное отклонение числа вспышек от среднестатистического значения в каждом из

² Дополнительные данные по вспышкам за 1935–1952 гг. были нам любезно предоставлены Л.С. Левицким.

восьми фазовых интервалов). Статистические достоверности двух кривых, определенные по критерию χ^2 , высоки: вероятности получить такие средние кривые для случайных временных рядов $p_1 < 10^{-9}$ и $p_2 \sim 4 \cdot 10^{-5}$, для кривых скорости и вспышек соответственно.

Две кривые нами искусственно смещены друг относительно друга на $1/4$ периода, при этом получилось поразительное сходство форм двух (негармонических) кривых: мощный и сравнительно узкий максимум и двойной минимум. Видно также, что максимум числа вспышек (их начальных моментов) совпадает с состоянием минимального радиуса Солнца. Это представляет значительный интерес как для поиска физического механизма генерации 160-минутных пульсаций, так и для теории триггерных механизмов вспышек.

6. Обсуждение результатов

Достоверность солнечного происхождения периода $160,01^m$ следует из табл. 3, где приведены значения периода, определенные по разным наблюдениям Солнца. Данные о колебаниях яркости фотосферы получены в КАО дифференциальным методом, см., например, [9, 14, 15]. (Средняя амплитуда колебаний дифференциальной яркости за интервал наблюдений 1976–1986 гг. составляет $A_h \sim 3 \cdot 10^{-5}$ в относительных единицах; спектральный диапазон измерений 0,8–1,7 мкм. Фаза максимума дифференциальной яркости, определенная по фазовой диаграмме, соответствует моменту $UT 01^h 17^m \pm 19^m$ для периода $160,0101^m$ и начальной эпохи 01.01.1974 г. Это в пределах ошибки совпадает с фазой максимума скорости, определенной тоже по фазовой диаграмме для крымских данных 1974–1987 гг.: $UT 01^h 24^m \pm 13^m$).

Как отмечалось выше, средняя амплитуда 160-минутных осцилляций уменьшилась почти в 4 раза за 10 лет при переходе от интервала 1974–1975 гг. к интервалу 1984–1985 гг. Наблюдения 1986–1987 гг. указывают на некоторый рост среднегодовой амплитуды в последнее время.

Из визуального просмотра записей следует, что изменения амплитуды связаны преимущественно с нестабильностью фазы 160-минутных осцилляций. Это согласуется с выводом, сделанным независимо в Стэнфорде и Изане [7, 8], о значительном нарушении фазовой когерентности колебания в последние годы. Интересно отметить, что уменьшение средней амплитуды в 1984–1985 гг. (см. рис. 1) совпало: 1) с уменьшением на $\approx 0,4$ мкГц частот акустических (p -) мод солнечных осцилляций ([16]; заметим, однако, что другие наблюдения приводят к весьма противоречивым результатам об изменении акустических частот); 2) с уменьшением на $\approx 0,1\%$ солнечной иррадиации [10]. Вероятно, все эти изменения взаимосвязаны и отражают существенные изменения внутренней структуры Солнца и его глобального магнитного поля в ходе 11(22)-летнего цикла. Особенно хорошо это видно на фазовой диаграмме (рис. 2): несмотря на устойчивую в среднем фазовую когерентность периода за 1974–1987 гг., бросается в глаза почти "горизонтальное" поведение фаз в 1982–1987 гг. Это приводит к мысли о том, что существенное нарушение когерентности фазы началось, по-видимому, еще в 1982 г. По времени оно более или менее хорошо согласуется с переполюсовкой общего магнитного поля Солнца, которая произошла в 1980–1981 гг. согласно Стэнфордским измерениям [17]. Возможно, что радикальные изменения пульсации обусловлены началом второй половины 22-летнего цикла.

Сдвиги фазы, очевидно, сказались на форме средней кривой скорости, которая существенно отличается от синусоиды (рис. 5, а). Вместе с тем заметим, что сложный негармонический характер кривой может быть также обусловлен суперпозицией нескольких тонкоструктурных частот; эта "тонкая структура" (периода $160,01^m$) выявляется при анализе фазовой диаграммы, а еще лучше — при анализе временной последовательности начал хромосферных вспышек [12].

Предполагая реальным изменение тонкой структуры СМ в районе периода $\sim 160,01^m$

Т а б л и ц а 3
Значения периода P_0

Место наблюдения	Тип наблюдений	Интервал наблюдений	Период, мин	Достоверность
КАО	Эффект Доплера	1974–1987	160,010 (± 1)	3,5 σ –5,6 σ *
Стэнфорд и Южный полюс	Эффект Доплера	1976–1986	160,007 (± 2)	2,4 σ
КАО	Дифференциальная яркость	1976–1986	160,010 (± 2)	2,4 σ
Мировые данные о вспышках	Моменты начал вспышек	1947–1980	160,0101 (± 1)	4,0 σ

*В зависимости от метода анализа: фазовая диаграмма или спектр мощности.

(см. рис. 3 и 4) — на это указывает вид фазовой диаграммы на рис. 2, — можно оценить характерное изменение частоты за 14-летний интервал наблюдений: $\Delta\nu/\nu \sim 6 \cdot 10^{-5}$. По порядку величины оно согласуется с расщеплением частот g -мод в случае, например, полоидального магнитного поля $H \sim 10^6$ Гс, сосредоточенного в области распространения g -мод [18]: $\Delta\nu/\nu \sim 1,5 \cdot 10^{-5} m^2$, где m — азимутальный порядок колебания ($|m| \leq l$, l — степень колебания), и для $m = 2$ получаем $\Delta\nu/\nu \sim 6 \cdot 10^{-5}$.

7. Итак, почему 160 ?

Для некоторых астрофизиков наиболее простой выход из проблемы 160-минутных осцилляций Солнца — считать их вообще несуществующими или несолнечного происхождения. Но если к проблеме отнестись серьезно, то возникают большие трудности в интерпретации.

В спектре длиннопериодных колебаний Солнца, вычисленном Шеррером и Уилкоксом [4] для диапазона периодов 70–280^м, основной и, пожалуй, единственно значимый пик соответствует периоду 160,010^м. Теория же собственных колебаний Солнца предсказывает наличие большого числа колебаний (g -мод) в указанной области периодов. Можно предполагать поэтому, что 160-минутная пульсация не является нормальной модой собственных колебаний звезды.

Неясна также природа сильных вариаций амплитуды. Еще около десятилетия назад факт быстрых, от дня ко дню, изменений A_h осцилляций привел исследователей в Бирмингэме [19] к идее о том, что Солнце представляет собой быстро затухающий осциллятор со стохастическим механизмом возбуждения (например, конвекцией); это должно приводить к быстрым вариациям A_h и φ . Не исключая такую возможность, сотрудники Крымской обсерватории [1, 2] одновременно полагали, что и при наличии флуктуаций A_h , φ у Солнца присутствует когерентный период со стабильной начальной фазой $P_0 = 160,010^m$.

Браун и др. [20] считают, что если 160-минутные осцилляции реально существуют, то стабильность средней фазы при наличии сильных вариаций A_h должна указывать на эффективность по крайней мере двух механизмов генерации колебаний: а) долгоживущие, с малой диссипацией (и, вероятно, внутреннего, глубинного характера) осцилляции с хорошей фазовой стабильностью; б) переменный процесс, который переносит информацию о внутренних колебаниях наружу. Природа обоих механизмов пока полностью неясна.

Нам представляется, что в общем случае анализируемые здесь вариации амплитуды и фазы 160-минутной пульсации могут быть также обусловлены: а) 22-летним магнитным циклом и/или б) сверхбыстрым (гипотетическим) вращением центрального ядра Солнца [12].

160-минутные пульсации, по-видимому, проникают далеко в недра Солнца. Поэтому систематические наблюдения за ними могут дать исключительно ценные сведения о состоянии энерговыделяющего ядра, его вращении и изменениях внутренней структуры звезды в ходе ее циклической деятельности.

Истинная природа 160^m-периодичности неясна, и здесь нужны дальнейшие исследования. Мы не будем останавливаться на ряде весьма экзотических гипотез, выдвинутых разными авторами (см. обзоры в [11, 20]). Новое и неожиданное, что появилось недавно в литературе, — это обнаружение периодичности 160,010^m в вариациях оптической и рентгеновской светимости активных ядер галактик [21]. Если результаты подтвердятся, то они будут свидетельствовать о космологической природе 160-минутных осцилляций.

Мы признательны В.И. Ханейчуку за активное участие в наблюдениях, Ф. Шерреру за данные Стэнфордских измерений, присланные нам до их публикаций, а также С.А. Бондаренко, Е.И. Лиморенко, Г.Я. Смирновой и Н.Г. Сунице за помощь в обработке материала.

Ноябрь 1988 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Severny A.B., Kotov V.A., Tsap T.T.* // Nature. 1976. Vol. 259. P. 87–89.
2. *Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1988. Т. 79. С. 3.
3. *Brookes J.R., Isaak G.R., van der Raay H.B.* // Nature. 1976. Vol. 259. P. 92–95.
4. *Scherrer P.H., Wilcox J.M.* // Solar Phys. 1983. Vol. 82. P. 37–42.
5. *Grec G., Fossat E., Pomerantz M.* // Nature. 1980. Vol. 288. P. 541–544.
6. *Palle P.L., Roca Cortes T.* // On the 160 minute oscillation: Prepr. Inst. Astrofiz. Canarias. Santa Cruz, 1986. 4 p.
7. *Henning H.M., Scherrer P.H.* // Helioseismic observations at Stanford, 1977–1986: Prepr. Stanford Univ. CSSA-ASTRO-86-43. Stanford, 1986.
8. *Elsworth Y.P., Jefferies S.M., McLeod C.P.* et al. // The 160 m solar oscillation—an artifact?: Prepr. Birmingham Univ. Birmingham, 1987.
9. *Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1983. Т. 66. С. 3–71.
10. *Willson R.C., Hudson H.S.* // Nature. 1988. Vol. 332. P. 810–812.
11. *Kotov V.A.* // Solar Phys. 1985. Vol. 100. P. 101–113.
12. *Котов В.А., Левицкий Л.С.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1987. Т. 77. С. 51–71.
13. *Scherrer P.H., Wilcox J.M., Kotov V.A.* et al. // Nature. 1979. Vol. 277. P. 635–637.
14. *Kotov V.A., Koutchmy S., Koutchmy O.* // Solar Phys. 1983. Vol. 82. P. 21–35.
15. *Дидковский Л.В., Котов В.А.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1987. Т. 76. С. 119–138.
16. *Gelly G., Fossat E., Grec G.* // Astron. and Astrophys. 1988. Vol. 200. P. L29–L31.
17. *Hoeksema J.T., Wilcox J.M., Scherrer P.H.* // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88. P. 9910–9918.
18. *Dziembowski W., Goode P.R.* // Mem. Soc. astron. Ital. 1984. Vol. 55. P. 185–213.
19. *Brookes J.R., Isaak G.R., McLeod C.P.* et al. // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. 1978. Vol. 184. P. 759.
20. *Brown T.M., Mihalas B.W., Rhodes E.J. (Jr.)* // Physics of the Sun. Dordrecht: Reidel, 1986. 1. P. 177–247.
21. *Котов В.А., Лютый В.М.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1988. Т. 79. С. 139–157.

О КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ ВАРИАЦИЯХ ГЛОБАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА

М.Л. Демидов¹, В.А. Котов, В.М. Григорьев¹

Измерения общего магнитного поля Солнца как звезды, выполненные в 1975–1978 и 1987 гг. в Крымской и Саянской обсерваториях и обсерватории Маунт Вилсон, показали наличие более или менее устойчивых осцилляций с периодами около 47, 60, 85 и 160 мин и средними амплитудами ~ 1 мкТ. Новые саянские наблюдения 1987 г. подтверждают сделанный ранее [1, 16] вывод о долговременной когерентности известного колебания Солнца с периодом 160,0101 мин.

ON SHORT-TERM VARIATIONS OF THE GLOBAL MAGNETIC FIELD OF THE SUN, by M.L. Demidov, V.A. Kotov and V.M. Grigoryev. Measurements of the mean magnetic field of the Sun seen as a star made in 1975–1978 and 1987 in the Crimean, Mount Wilson and Sayan observatories show the presence of more or less persistent oscillations with periods near 47, 60, 85 and 160 minutes and average amplitudes ~ 1 mкT. The new Sayan–1987 observations appear to confirm the previous conclusion [1, 16] about long-time coherency of the famous 160,0101-minute oscillation of the Sun.

1. Введение

В последнее десятилетие у Солнца обнаружены периодические колебания лучевой скорости (поверхности) [1–3], оптического [4] и радиоизлучения [5, 6]. Поскольку магнитное поле может существенно влиять на вариации этих величин, представляют интерес наблюдения быстрых флуктуаций общего магнитного поля Солнца (ОМП), а также отдельных элементов ОМП. Соответствующие исследования проводились в [3, 7–10].

По нашему мнению, общее (или среднее) магнитное поле, являясь глобальной характеристикой Солнца подобно светимости или радиусу, может испытывать периодические изменения, связанные с колебаниями Солнца в целом.

Медленные изменения ОМП в основном вызваны вращением Солнца. Но иногда наблюдаются более быстрые изменения с амплитудой до 100 мкТ в сутки, объяснить которые вращением проблематично [11, 12]. Возможно, что переменность ОМП имеет место и на более короткой шкале времени: в [9] отмечались 5-минутные осцилляции, а в [3, 12] обнаружены вариации ОМП с периодом 160^м. Из-за ограниченности наблюдательного материала, однако, вопрос о реальности таких вариаций остается открытым и, конечно, по-прежнему актуальным.

Здесь мы продолжаем изучение вариаций ОМП с привлечением новых наблюдений, выполненных в Саянской обсерватории на Солнечном телескопе оперативных прогнозов (СТОП) [13]. Новым является также анализ крымских наблюдений 1975 г., сделанных в немагнитной линии железа $\lambda 512,4$ нм. Особое внимание уделено контролю нулевого уровня магнитографа, что обусловлено сложностью измерений ОМП, находящихся на грани точности современных методов измерений.

2. Данные наблюдений

В основу работы положены наблюдения ОМП, выполненные в 1975–1978 гг. в КАО, с привлечением аналогичных наблюдений, выполненных в 1976 г. Р. Говардом в обсерватории Маунт Вилсон (все эти данные анализировались в [3] на предмет 160^м-осцилляций), а также данные 1987 г., полученные в Саянах. На всех трех обсерваториях магнитное поле измерялось по линии $\lambda 525,0$ нм. В КАО в 1975 г. в течение 14 дней на втором канале магнитографа велись параллельные наблюдения в немагнитной линии $\lambda 512,4$ нм (табл. 1).

¹ СибИЗМИР, Иркутск.

Т а б л и ц а 1
Данные наблюдений

Обсерватория	Интервал наблюдений	Число		Спектральная линия (нм)
		дней	часов	
КАО	11.05.1975–18.03.1978 г.	29	164	525,0
КАО	11.05.1975–23.06.1975 г.	14	99	512,4
Маунт Вилсон	31.07.1975–10.08.1976 г.	9	73	525,0
Саяны	03–04.05.1987 г.	2	21	525,0

Измерения проводились непрерывно в течение 3–11 ч в день; при обработке время усреднения составляло 5 мин для данных КАО и Саян и 6 мин – для данных Маунт Вилсон. Медленные тренды сигнала в течение дня исключались с помощью параболической аппроксимации. Для построения спектров мощности (СМ) применялись два метода – метод наложенных эпох и метод КПГА (коррелопериодограммный анализ) [14], которые дали практически одинаковые результаты.

В Саянской обсерватории для контроля нулевого уровня магнитографа применялся метод [13], в котором с помощью фазовой пластинки $\lambda/2$ изменялся знак круговой поляризации света. Автоматизация наблюдений ОМП позволила производить контроль нуля фактически непрерывно в течение всей записи. Время интегрирования сигнала без пластинки (S_1) и с пластинкой (S_2) составляло 32 с; для каждой пары значений S_1, S_2 находилось истинное значение магнитного поля, исправленное за смещение нуля

$$H = S_1 - (S_1 + S_2)/2.$$

Другой важной особенностью саянских данных является то, что измерения проводились не для всего диска Солнца, как в Крыму и Маунт Вилсон, а для центральной зоны диска радиусом $0,5 R_{\odot}$ (в [15] показано, что именно такой зоной определяется в основном сигнал ОМП). Это позволило при соответствующем увеличении светового потока значительно снизить уровень шумов.

3. Вариации ОМП в диапазоне периодов 20–300 мин

Для всех трех обсерваторий вид СМ существенно меняется день ото дня, поэтому наиболее стабильные пики лучше всего выявляются путем суммирования отдельных СМ.

На рис. 1, а приведен средний КПГА-спектр для всех 29 дней крымских наблюдений ОМП. Поскольку около половины записей имели длительность < 4 ч, в спектре велика мощность короткопериодических флуктуаций (периоды $P \approx 20 \div 40^m$). На рис. 1, б показан средний спектр для 14 дней с продолжительностью наблюдений ≥ 7 ч. Здесь наиболее четко выделяются периодичности $\approx 159, 82, 56^m$.

Средний спектр девяти дней наблюдений в обсерватории Маунт Вилсон показан на рис. 2, где максимальные пики соответствуют ~ 125 и 248^m , а пик $\sim 160^m$ отсутствует.

Средние спектры для 14 дней в Крыму, когда проводились одновременные измерения в линиях 525,0 и 512,4 нм, показаны на рис. 3.

Видно, что спектры похожи друг на друга в области частот $f > 40$ мГц, где имеются общие пики ($\approx 21, 28, 34, 37^m$), что указывает на их несолнечную природу. Наиболее примечательно, однако, различие спектров в области периодов $\approx 47, 84$ и 157^m , что дает основание полагать, что колебания с этими периодами имеют солнечное происхождение. Особый интерес представляет, конечно, пик $\approx 157^m$; период в пределах ошибки совпадает с известным 160-минутным периодом глобальных солнечных пульсаций.

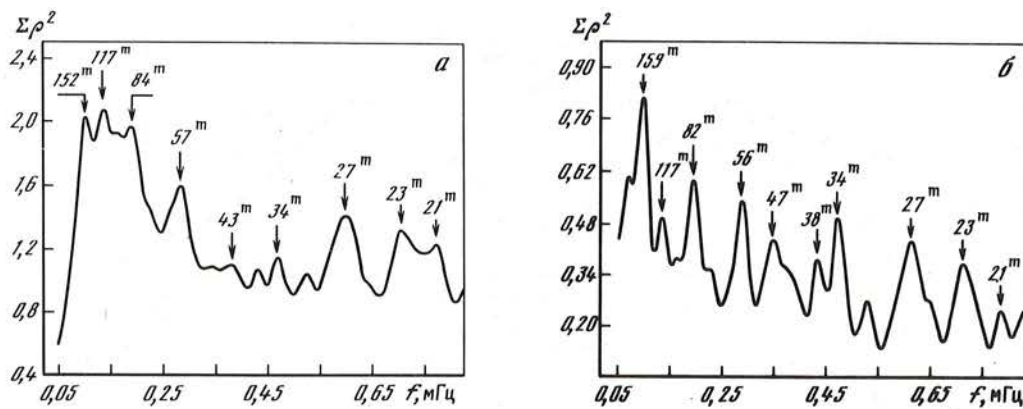


Рис. 1. Средние КПА-спектры колебаний ОМП Солнца по наблюдениям в КАО
 а — для всех 29 дней наблюдений; б — для 14 дней с продолжительностью записей не менее 7 ч

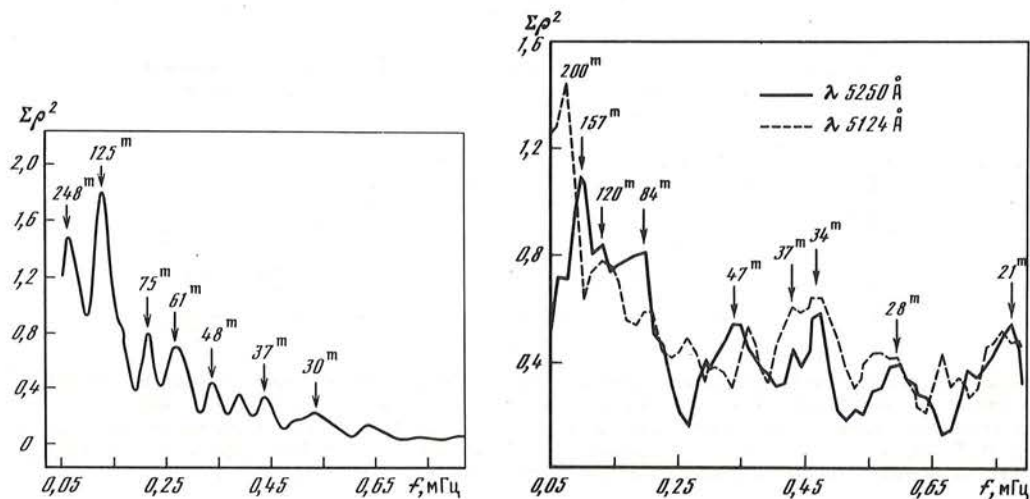


Рис. 2. КПА-спектр для девяти дней наблюдений 1976 г. в обсерватории Маунт Вилсон

Рис. 3. Средние спектры вариаций ОМП для 14 дней наблюдений в магнитной (сплошная кривая) и немагнитной (пунктирная кривая) спектральных линиях

Озабоченность вызывает отсутствие 160-минутного пика в среднем СМ измерений Маунт Вилсон (рис. 2). Заметим, однако, что при обработке этих же данных как единой временной последовательности 160-минутное колебание все же выявляется, о чем говорит хорошее согласие — по амплитуде и фазе — с данными КАО [1]. При накоплении достаточно большого объема данных период 160^m , по-видимому, может быть выявлен и при вычислении СМ.

Попытки поставить под сомнение солнечную природу 160-минутного колебания, несмотря на многочисленные доказательства их реальности [3, 16], продолжают до сих пор [17]. Это обусловлено в основном тем, что природа периода остается загадочной [16]. В связи с этим безусловный интерес представляют новые, качественные (хотя и малочисленные) измерения вариаций ОМП, выполненные в Саянах 03–04.05.1987 г. в течение 10 и 11 ч соответственно, причем при исключительно хороших астроклиматических условиях.

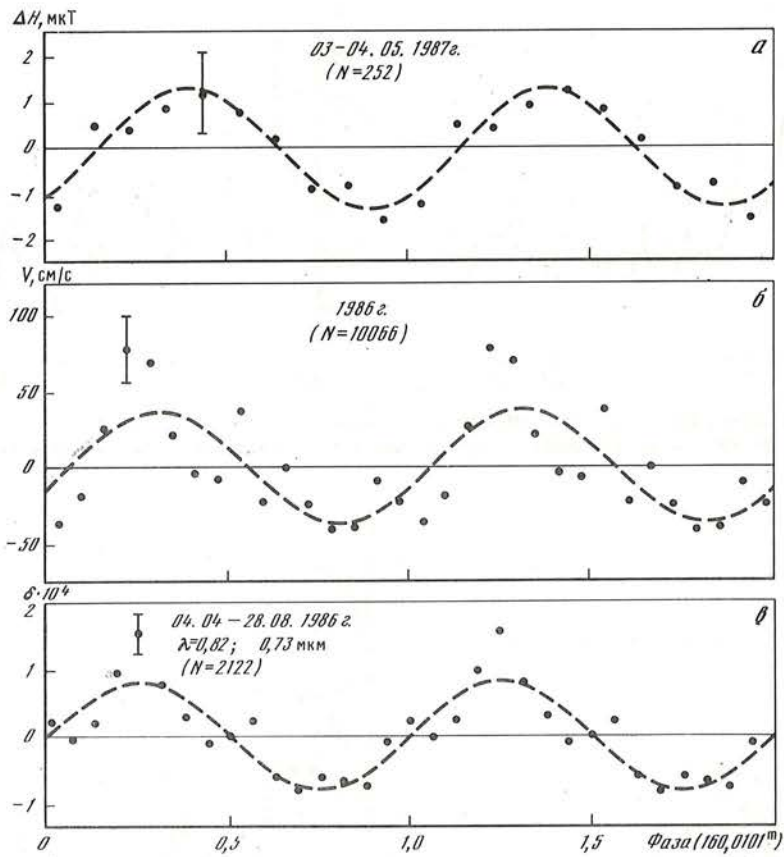


Рис. 4. Средние кривые изменения с периодом $160^m, 0101$ для ОМП по данным наблюдений 1987 г. в Саянах (а), дифференциальной скорости (б) и дифференциальной яркости (в) в 1986 г. Пунктирные линии – синусоиды, вычисленные МНК; нулевая фаза всюду соответствует моменту $00^h 00^m$ UT, 01.01.1974 г. Число отдельных измерений $N = 252$ (а), 10066 (б), 2122 (в). Точки – средние значения величин в фазовых интервалах длительностью 32^m (а) и 10^m (б, в)

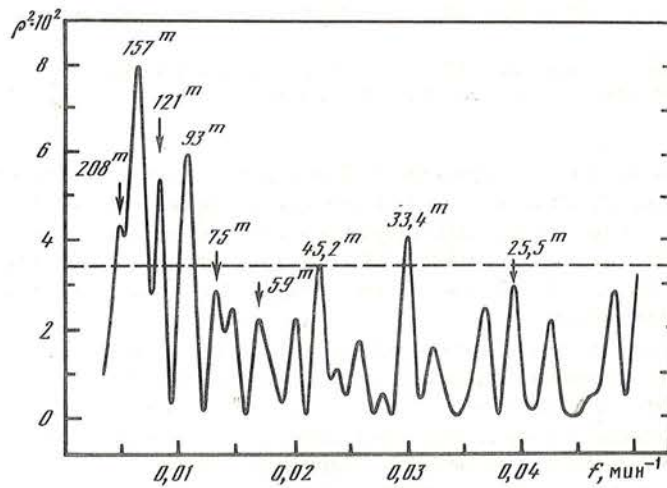


Рис. 5. Спектр КPGA для наблюдений ОМП в Саянах 04.05.1987 г. Пунктирная линия соответствует уровню значимости 0,90

Таблица 2
Результаты анализа средних кривых

Параметр	Обсерватория	Интервал наблюдений	Число		
			дней	часов	5 ^m -точек
ОМП	КАО, Маунт Вилсон	11.05.1975 г.– 18.03.1978 г.	34	208	2496
ОМП	Саяны	03–04.05.1987 г.	2	21	252
Скорость	КАО	01.04–09.12.1986 г.	117	839	10066
Яркость	КАО	04.04–28.08.1986 г.	30	177	2122

Параметр	Обсерватория	Интервал наблюдений	A _h		φ
			Величина	Единицы измерения	
ОМП	КАО, Маунт Вилсон	11.05.1975 г.– 18.03.1978 г.	1,3±0,4	мкТ	0,53±0,05
ОМП	Саяны	03–04.05.1987 г.	1,3±0,5	мкТ	0,41±0,06
Скорость	КАО	01.04–09.12.1986 г.	37±10	см/с	0,32±0,05
Яркость	КАО	04.04–28.08.1986 г.	(7,9±1,2) · 10 ⁻⁵	отн. ед.	0,26±0,03

Результат свертки с периодом $P_0 = 160,0101^m$ саянских наблюдений представлен на рис. 4, а. Здесь же приведены результаты крымских дифференциальных измерений скорости [18] 4, б и яркости 4, в; измерения дифференциальной (центр–край) яркости δ выполнены в 1986 г. на башенном солнечном телескопе КАО с помощью двух фотодиодных матриц [19]. Результаты гармонического анализа средних кривых, включая измерения ОМП 1975–1978 гг. [1], приведены в табл. 2, где обозначено: A_h – гармоническая амплитуда, φ – фаза максимума (знак “+” для магнитного поля соответствует N – полярности, для скорости – “расширению” Солнца). Нулевая фаза соответствует моменту $UT\ 00^h00^m,01.01.1974$ г., период $160,0101^m$.

Обращают на себя внимание хорошее согласие амплитуд и фаз кривых магнитного поля, разнесенных по времени почти на 10 лет, а также факт близкого соответствия фаз всех четырех кривых: они отличаются не более чем на 0,15 от среднего значения 0,38. Это можно рассматривать как дополнительное свидетельство стабильности начальной фазы 160-минутного колебания.

Для всего ряда крымских наблюдений скорости (1974–1986 гг.) [18] и яркости (1976–1986 гг.) [19] фазы соответственно равны $0,60 \pm 0,03$ и $0,48 \pm 0,12$. Они еще лучше совпадают с фазами кривых магнитного поля, чем фазы яркости и скорости 1986 г. (Сдвиг кривых 1986 г. – как скорости, так и яркости – относительно средних кривых за предыдущие годы отмечался в [18, 19].)

КПГА-спектр для саянских наблюдений 04.05.1987 г. показан на рис. 5, где доминирующий пик $(157 \pm 9)^m$ в пределах ошибки совпадает с P_0 ; амплитуда пика равна 2,3 мкТ.

В спектре за 03.05.1987 г., однако, доминирует пик $\sim 64^m$ с амплитудой 2,9 мкТ и коэффициентом корреляции $\rho = 0,35$. Присутствие более или менее значимого пика ~ 56 – 61^m на четырех других спектрах (рис. 1, 2, 5) указывает на возможное солнечное происхождение периодичности $\sim 60^m$ во флуктуациях ОМП.

В области периодов меньше 20^m саянские измерения показывают достаточно сильные колебания с периодами 7–8, 10–11 и 18–19^m. Они имеют, по-видимому, атмосферную природу, так как близкие к ним периоды отмечаются в теллурических линиях [20]. Выявляются в спектрах и 5-минутные осцилляции, но их рассмотрение выходит за рамки статьи.

4. Обсуждение результатов

Сигнал магнитографа с компенсацией за изменения яркости спектра

$$S = k \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\partial r}{\partial \lambda} \Delta \lambda_H dh,$$

где интегрирование производится по выходной щели магнитографа в пределах длин волн от λ_1 до λ_2 , r — остаточная интенсивность контура спектральной линии, k — калибровочный коэффициент. Зеемановское расщепление линии

$$\Delta \lambda_H = 4,67 \cdot 10^{-13} g H_e \lambda^2,$$

где фактор Ландэ $g = 3$ для линии FeI $\lambda 525,0$ нм, λ — длина волны, H_e — эффективная напряженность магнитного поля;

$$H_e = \frac{\int \int H I dA}{\int \int I dA},$$

где интегрирование ведется по наблюдаемой области фотосферы, H — продольная составляющая поля в данной точке диска Солнца, I — яркость фотосферы, определяемая в основном функцией потемнения диска к краю, инструментальной весовой функцией и прозрачностью атмосферы.

К изменению сигнала S приводят флуктуации всех, в принципе, указанных выше величин, как по инструментальным, так и по атмосферным причинам. Однако примененные здесь методы контроля с помощью фазовой пластинки $\lambda/2$ и по немагнитной линии позволяют исключить влияние помех более или менее надежно.

Качественно механизм влияния колебаний плазмы на измеряемую напряженность поля рассмотрен в [8]. Возможно также и косвенное влияние, через флуктуации термодинамических условий солнечной атмосферы [21].

Изучение колебаний магнитного поля, таким образом, сталкивается не только с наблюдательными, но и с теоретическими проблемами, решение которых важно для гелиосейсмологии и магнетизма Солнца. В целом наши результаты свидетельствуют о реальности некоторых слабых колебаний ОМП с амплитудами порядка 1 мкТ. В частности, подтверждается установленный ранее факт изменения ОМП с периодом 160^м; найдены также более быстрые колебания, с периодами $\sim 85, 60$ и 47^м.

Подтверждается долговременная фазовая стабильность колебания с известным периодом 160,0101^м. В то же время непонятной остается независимость фазы этого колебания (в магнитном поле) от полярности ОМП, на что указывалось ранее [12].

Авторы благодарны С.А. Бондаренко (КАО), В.П. Макридиной и М.В. Никоновой (СибИЗМИР) за помощь в обработке данных наблюдений.

Ноябрь 1988 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Severny A.B., Kotov V.A., Tsap T.T.* // Nature. 1976. Vol. 259. P. 87–89.
2. *Brookes J.R., Isaak G.R., van der Raay H.B.* // Ibid. P. 92–95.
3. *Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т.* // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1983. Т. 66. С. 3–71.
4. *Котов В.А., Кучми С.* // Успехи физ. наук. 1979. Т. 128. С. 730–731.
5. *Kobrin M.M., Korshunov A.I.* // Solar Phys. 1972. Vol. 25. P. 339–342.
6. *Ефанов В.А., Котов В.А., Мусеев И.Г.* и др. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1983. Т. 67. С. 111–118.
7. *Severny A.B.* // Solar magnetic fields: Proc. IAU Symp. N 43 / Ed. R. Howard, Dordrecht: Reidel, 1971. P. 340–348.
8. *Tanenbaum A.S., Wilcox J.M., Howard R.* // Ibid. P. 348–355.
9. *Ioshpa V.A., Obridko V.N., Shelting B.D.* // Solar Phys. 1973. Vol. 29. P. 385–392.
10. *Кобанов Н.И.* // Солнеч. данные. 1979. № 1. С. 102–106.
11. *Северный А.Б.* // Проблемы магнитных полей в космосе: Материалы междунар. симпоз. Крым. астрофиз. обсерватории АН СССР. М., 1976. Ч. 2. С. 1–25.

12. Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т. // Там же. С. 38–53.
13. Григорьев В.М., Демидов М.Л., Осака Б.Ф. // Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. 1983. Вып. 65. С. 13–22.
14. Конецкий М., Куклин Г.В. // Там же. 1971. Вып. 2. С. 167–179.
15. Scherrer P.H. // Stanford Univ. Inst. Plasma Res. Rep. 1973. N 554. P. 1–152.
16. Kotov V.A. // Solar Phys. 1985. Vol. 100. P. 101–113.
17. Yerle R. // Astron. and Astrophys. 1986. Vol. 161. P. L5–L8.
18. Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1988. Т. 79. С. 3.
19. Котов В.А., Дидковский Л.В., Ханейчук В.И. // Там же. 1987. Т. 76. С. 119–138.
20. Kobanov N.I. // Solar Phys. 1985. Vol. 99. P. 21–23.
21. Frandsen S. // Theor. Probl. Stellar Stab. and Oscill.: Proc. XXV Liege Intern. Astrophys. Coll. Liege, 1984. P. 303–306.

УДК 525.235

ИЗМЕНЯЕТСЯ ЛИ ПОТОК СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО?

Б.М. Владимирский, Л.Д. Кисловский¹

Вариации потока солнечных нейтрино в Брукхэвском детекторе Р. Дэвиса и сотр., возможно, обусловлены изменениями в эффективности извлечения атомов Ar^{37} из перхлорэтилена мишени. Такие изменения могли бы быть обусловлены захватом иона Ar^{37+} в клатратные структуры перхлорэтилена с образованием метастабильных молекулярных комплексов. Если этот процесс действительно реализуется, то результаты измерений на брукхэвском детекторе должны обнаруживать свойства так называемых макрофлуктуаций. Показано, что некоторые из таких свойств в самом деле наблюдаются: в частности, результаты измерений представляют собой набор дискретных "состояний", изменяющихся при вариациях магнитной активности в конце экспозиции. Предлагаемое истолкование результатов хлорного эксперимента по детектированию солнечных нейтрино приводит к заключению о том, что наблюдаемый поток, вероятно, близок к теоретическому, предсказанному стандартной моделью Солнца. Кратко рассмотрены возможные пути экспериментальной проверки изложенных соображений.

ARE THERE VARIATIONS IN SOLAR NEUTRINO FLUX? by B.M. Vladimírsky, L.D. Kislovsky. It's suggested that the variations in solar neutrino flux in the measurements of R. Davis et al (Brookhaven) are caused probably by the changing of the efficiency of the excretion of the atoms Ar^{37} from perchlorethylene. The capture of the ions Ar^{37+} by metastable clathrate structures may possibly lead to such a changing. If this process is real the results of the measurements with chlorine argon detector must reveal the features of the macrofluctuations. It is shown that some of these features are really observed. The results of the measurements have some discrete values. These values change when the magnetic activity varies during exposition. The real neutrino flux probably is equal to theoretical value for standart solar model, if such interpretation of chlorine detector's measurements is correct. Possible experiments to verify this hypothesis are considered.

Проблема солнечных нейтрино, которая помимо дефицита потока включает теперь еще и вопрос о вариациях интенсивности, в настоящее время решается, как отмечено в обзоре [1], в основном в двух направлениях: путем ревизии современных представлений о физике Солнца и с помощью дополнительных предположений о свойствах нейтрино. В обоих этих направлениях имеются известные трудности. Вполне возможно, что они будут преодолены. Пока, однако, не лишены смысла поиски новых возможностей в истолковании результатов Брукхэвского эксперимента.

Ниже предлагается еще одно направление поисков, связанное с рассмотрением некоторых малоизученных свойств конденсированных сред. Впервые на эту возможность обратил внимание К. Джекобс еще в 1975 г. [2], однако его соображения показались малопривлекательными и не получили дальнейшего развития. Основная идея состояла в следующем: образующиеся в веществе мишени (перхлорэтилена) атомы радиоактивного аргона Ar^{37} захватываются с большой вероятностью в квазикристаллические клатратные структуры с образованием метастабильных молекулярных комплексов.

¹ Институт кристаллографии им. акад. Шубникова АН СССР.

Захваченные в эти комплексы атомы Ar^{37} в принятой технологии извлечения нескольких десятков атомов Ar^{37} из большой массы перхлорэтилена остаются связанными и не попадают в пропорциональный счетчик. В эксперименте, как известно, осуществляется оперативный контроль эффективности извлечения аргона путем введения в мишень стабильного изотопа Ar^{36} . Однако регистрируемый изотоп Ar^{37} появляется в мишени в виде иона. Это различие делает упомянутый контроль некорректным, ибо вероятность захвата Ar^{37+} в молекулярную ловушку до нейтрализации может быть много выше, чем для изначально нейтрального атома. Число образовавшихся метастабильных комплексов и их устойчивость зависит, вообще говоря, от многих факторов, в частности температуры вещества мишени, концентрации некоторых примесей (включая воду), особенностей в технологии перемешивания и т.п. Один из факторов, влияющих на состояние комплексов, — спектральный состав и уровень напряженности внешних фоновых электромагнитных шумов диапазона низких и сверхнизких частот (соответственно меньше 10^3 и меньше 10 Гц). Поскольку параметры упомянутых шумов сильно зависят от уровня солнечной активности и отдельных ее проявлений, состояние рассматриваемых комплексов также зависит от солнечной активности. Мы приходим, таким образом, к следующей картине (понятно, гипотетической): число образовавшихся под действием нейтрино атомов Ar^{37} , вообще говоря, может быть постоянным, но число извлеченных из мишени атомов будет меняться от одной экспозиции к другой в зависимости от числа образовавшихся комплексов и их стабильности, что эквивалентно изменению эффективности регистрации. Эффективность регистрации будет зависеть от вариаций солнечной активности. В отдельных случаях извлечение атомов Ar^{37} из мишени будет полным (эффективность $\sim 100\%$), эти максимальные значения соответствуют реально наблюдаемому потоку нейтрино. В остальных случаях извлечение будет частичным и измеренный поток будет меньше реального (в среднем по всем сериям измерений он также будет меньше реального). Такая ситуация вполне аналогична результатам длительных наблюдений над выходом газов при радиоллизе очищенной воды гамма-излучением, описанным в [3], когда выход продуктов радиоллиза коррелировал ($r = 0,52, P = 10^{-3}$) с числами Вольфа.

О возможности образования метастабильных молекулярных комплексов в перхлорэтилене

В настоящее время есть основания полагать, что многие простые жидкости следует рассматривать как многокомпонентные растворы, склонные к спонтанному образованию кластеров квазикристаллических структур. Эти кластеры, как правило, имеют малое время жизни, их существование не влияет заметным образом на большинство свойств таких жидкостей. Ситуация меняется, если в полость подобной эфемерной структуры попадает ион или радикал, чьи размеры близки к размерам полости. В этом случае возникает во много раз более устойчивый кластер. Существование такой метастабильной клатратной структуры может повлиять, в частности, на измеряемую концентрацию некоторых примесей и на характеристики раствора в целом.

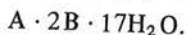
Относительно хорошо изученным примером может служить вода. Элементами клатратной структуры в данном случае являются метастабильные образования — полиэдры, построенные из плоских 5- или 6-угольных граней. Эти последние, в свою очередь, сформированы из молекул воды, связанных водородными связями. Эти "фонари" относительно устойчивы, если в их полостях находятся комплексы или радикалы подходящих размеров, такие, как $(\text{OH})_4^{4-}$ или $[\text{Ca}(\text{H}_2\text{O})_6]^{2+}$.

В обычных условиях под влиянием самых разнообразных воздействий — электромагнитных, акустических и т.п. — в воде могут происходить структурные переходы, при которых комплексы модифицируются, разрушаются или возникают вновь. Имеются данные, показывающие, что такие изменения в определенном диапазоне условий происходят кооперативно как фазовые переходы 2-го рода жидкость—жидкость (более

подробно см. [4, 5]). Многие важные детали этой физической картины остаются пока невыясненными.

Важно, однако, подчеркнуть, что упомянутые структурные переходы могут быть стимулированы очень слабыми электромагнитными возмущениями. Это следует, в частности, из экспериментов [6], где физические параметры дистиллированной воды (скорость звука, теплопередача, показатель преломления и др.) изменялись при воздействии магнитных полей с амплитудой всего $2 \cdot 10^{-2}$ А/м (монохроматические частоты меньше 200 Гц).

Из рассмотрения молекулярных свойств перхлорэтилена следует, что наиболее вероятной клатратной структурой в этой жидкости является газгидрат II типа, образующийся благодаря присутствию следов воды. Его химическая формула имеет вид [7]



Образуется кубическая ("алмазная") структура с постоянной решетки 17,4 Å. Большая полость — тип А — имеет размер 6,9 Å и стабилизируется одной молекулой перхлорэтилена, чей диаметр точно соответствует размеру полости (диаметр молекулы C_2Cl_4 равен 6,74 Å). Малая полость (тип В) имеет размер 4,8 Å. Она может "заселяться", конечно, различными ионами и молекулами, находящимися в рассматриваемой жидкости в виде малых примесей. В данном случае важно, однако, что ион Ag^{3+} , чей диаметр равен 3,83 Å, также может попасть в эту полость, приняв, таким образом, участие в образовании метастабильного кластера. Заполнение малых полостей существенно увеличивает стабильность такой структуры. В идеальном случае ячейка содержит 16 малых (тип В) и 8 больших (тип А) полостей. Устойчивые клатраты могут возникать при замещении только части полостей, например, четырех малых и не менее двух больших на один кластер. При разрушении такого кластера выделится "квант", состоящий из четырех атомов Аг и более 30 молекул воды.

Если изложенные рассуждения справедливы, то избежать фиксации Аг можно, вводя в объем перхлорэтилена столько атомов ксенона, сколько необходимо, чтобы заведомо связать всю примесную воду в описанный газогидрат (с атомами Хе — диаметр 4,56 Å — он намного устойчивее, чем с атомами Аг).

Некоторые признаки влияния метастабильных структур перхлорэтилена на результаты измерений с хлорным детектором

Весь круг процессов, рассмотренных выше, встречается при изучении целого рода других систем. Внешне такие процессы обнаруживают себя как явление макроскопических флуктуаций (МФ). Их феноменологические свойства описаны, например, в [8]. Некоторые закономерности, установленные при исследовании МФ, имеют общий характер и их уместно здесь перечислить:

1. Полученные в эксперименте значения измеряемых величин (например, скорость химической реакции) принимают не произвольные, но какие-то определенные значения, так что получается ряд дискретных величин ("состояний").

2. Этот "спектр состояний", вообще говоря, изменяется во времени, обнаруживая, в частности, корреляцию с показателями солнечной активности. Например, разброс в скорости химических реакций антикоррелирует с числами Вольфа [9] и коррелирует с интенсивностью галактических космических лучей [10].

3. В средних значениях для достаточно длительных рядов измерений обнаруживаются характерные квазипериоды солнечной активности (например, околодвухлетний цикл).

4. Уже упомянутый в п. 2 разброс в скорости химических реакций оказывается чувствительным к знаку радиальной компоненты межпланетного магнитного поля [8], что отражает изменения в спектре фоновых электромагнитных полей в месте проведения опытов.

Учитывая эти закономерности, интересно проанализировать некоторые особенности результатов Брукхэвских измерений. На рис. 1 они представлены вместе с вариация-

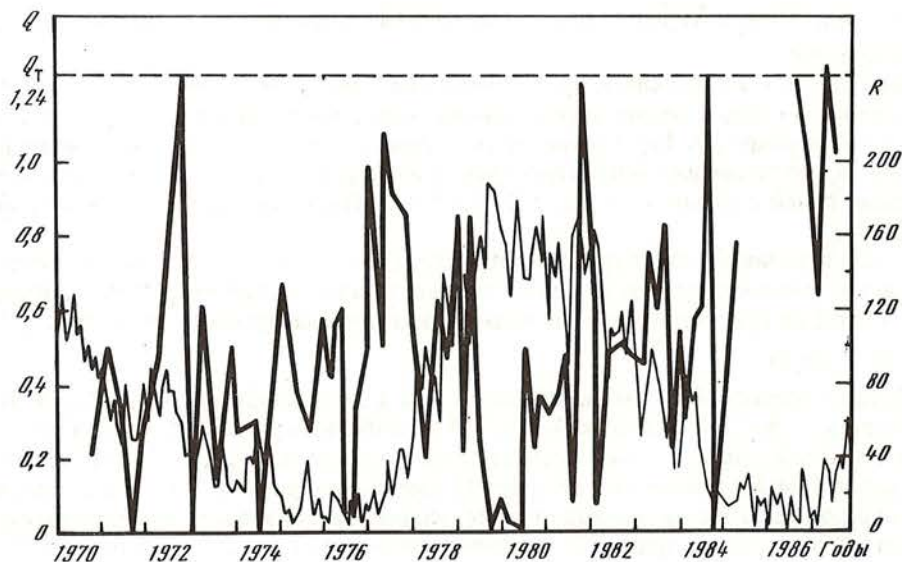


Рис. 1. Результаты измерений потока солнечных нейтрино в Брукхэвском эксперименте [11]. Данные за 1987 г. — предварительные. По оси абсцисс — годы, нанесены даты окончания экспозиций, ордината — величина потока в ед. ат. $\text{Ar}^{37}/\text{сут.}$ $Q_T = 1,24 \pm 0,03$ — величина, предсказываемая стандартной моделью Солнца (штриховая линия). Тонкой линией нанесены средние месячные значения чисел Вольфа (шкала справа)

ми солнечной активности (R , числа Вольфа). Согласно [11], нанесены даты окончания экспозиции, по ординате отложены значения скорости реакции захвата нейтрино, Q в единицах атомов Ar^{37} в сутки во всем веществе мишени. На графике опущены статистические ошибки (в типичном случае $\approx 50\%$). Штриховой линией нанесено теоретическое значение Q_T , соответствующее стандартной модели Солнца ($Q_T = 1,24 \pm 0,03$ ат. $\text{Ar}^{37}/\text{сут.}$). Удивительным образом все самые большие значения Q , полученные за все время проведения измерений, группируются около Q_T . Этой же особенностью — концентрацией около определенных значений Q вдоль оси времени — обладают и некоторые другие значения Q . Эта тенденция хорошо видна на рис. 2, где представлено частотное распределение Q . Отдельные пики повторяются циклически. Наиболее ясно выраженный цикл легко найти "сверткой" по методу наложения эпох. Результат представлен на рис. 3, где $\Delta Q = 0,1250$ ат. $\text{Ar}^{37}/\text{сут.}$ Это "квантование" — в рамках излагаемых предположений — соответствует тому, что мишень "выделяет" в счетную систему атомы радиоактивного аргона "порциями". Соответствие максимальных значений Q_{max} его теоретическому значению Q_T может быть истолковано в том смысле, что Q_{max} отвечает ситуации, когда выделение Ar^{37} из мишени было полным, во всех остальных случаях часть атомов аргона удерживается в молекулярных ловушках. Возможно, минимальный шаг "квантования" соответствует "разрушению" одного такого клатратного комплекса. Как было отмечено рядом исследователей (см. в качестве обзора [12, 13]), величина Q значимо антикоррелирует с числами Вольфа (или коррелирует с интенсивностью галактических космических лучей [14]). Изменения от максимума солнечной активности к минимуму в общем скорее являются изменениями дисперсии (как и для МФ). Из того же рис. 3 видно, что квантование заметно только для эпох максимума активности ($R \geq 70$).

Высвобождение захваченных в клатратные структуры атомов Ar^{37} под влиянием изменений внешних условий (в том числе электромагнитного фона) сказывается наиболее заметным образом на значениях Q в том случае, если такие изменения происходят в конце экспозиции, когда в мишени число накопленных атомов максимально (близко

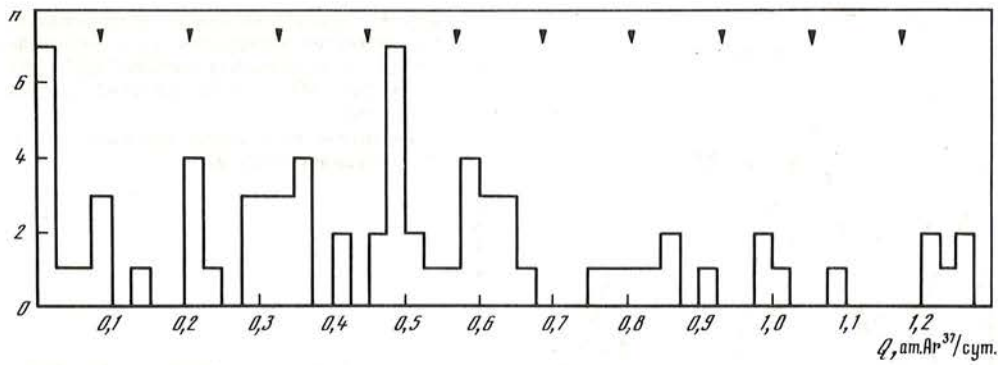


Рис. 2. Частотное распределение результатов для всех измерений 1970–1987 гг. (73 экспозиции), построение для малых интервалов измерений Q ($\Delta Q = 0,025$)
Стрелками отмечена тенденция результатов к циклическому повторению $\Delta Q = 0,1250$ в ед. ат. $\text{Ar}^{37}/\text{сут.}$. Из-за больших статистических ошибок неизвестно, принадлежит ли данное измерение тому или иному максимуму

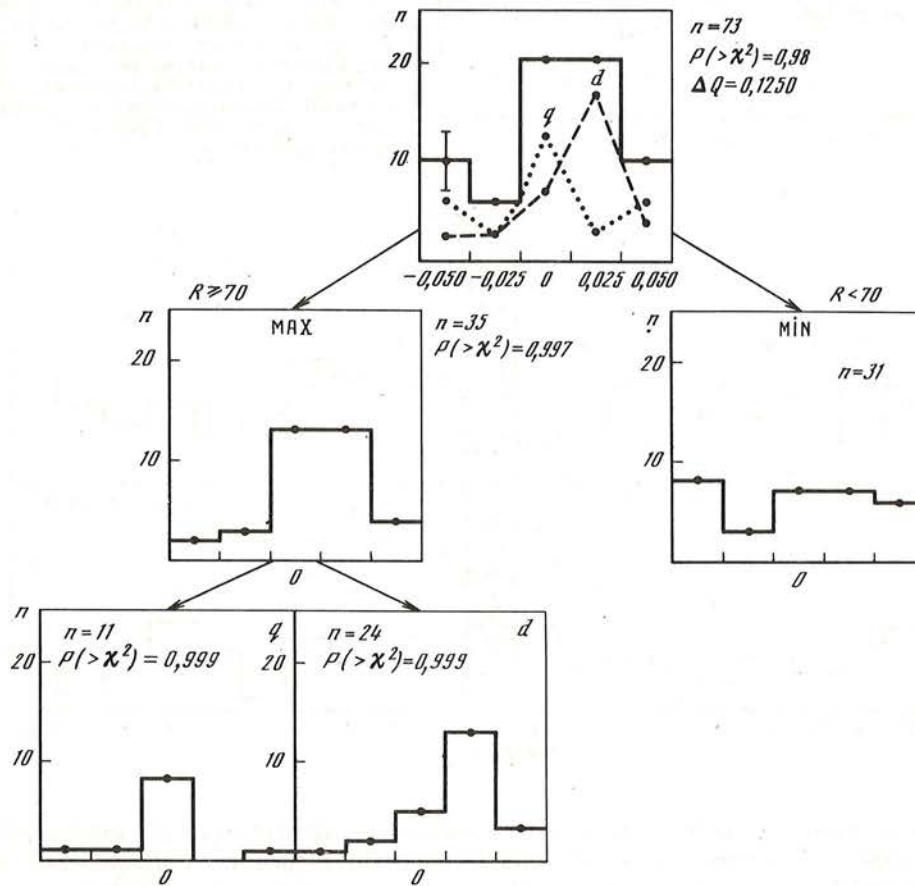


Рис. 3. Проверка реальности тенденции к квантованию Q , заметному на рис. 2
Свертка всех данных ($n = 73$) по методу наложения эпох с периодом $\Delta Q = 0,1250$ ат. $\text{Ar}^{37}/\text{сут.}$. По абсциссе – интервалы изменения Q (шаг $0,025$), отсчитываемые от условного репера, по ординате – число случаев. "Квантование" заметно только в эпоху максимума солнечной активности ($R > 70$). Случаи, когда в конце экспозиции была зафиксирована магнитная буря (d) или наблюдался низкий уровень магнитной активности (q), различаются по фазе (два нижних графика; результаты такого разбиения для всех случаев показаны на верхнем графике штриховыми линиями). Шкалы на всех графиках одинаковы

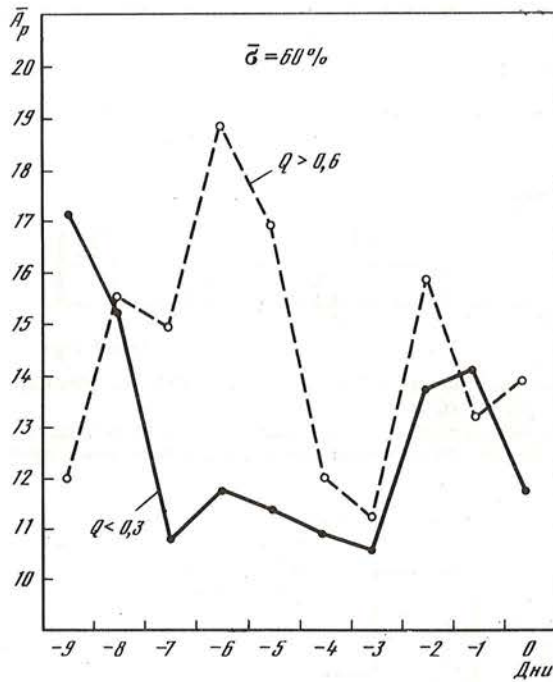
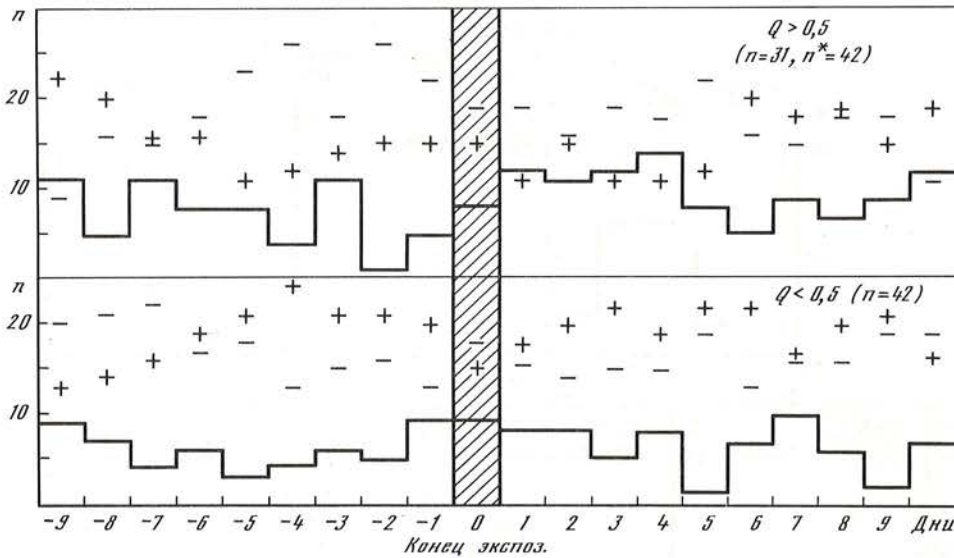


Рис. 4. Усредненный ход изменения индекса магнитной активности A_p в последние 10 сут экспозиции для больших ($Q > 0,6$) и малых ($Q < 0,3$) значений потока нейтрино
Стандартное отклонение для каждой точки составляет около 60%

Рис. 5. Изменения в среднем числе дней с разной полярностью межпланетного магнитного поля в интервале ± 10 сут относительно даты окончания экспозиции для значений $Q > 0,5$ и $Q < 0,5$ (соответственно верхний и нижний графики)
Абсцисса — дни до и после окончания экспозиции, ордината — число дней n ("+" — дни положительной полярности, "-" — дни отрицательной полярности; число дней смешанной полярности показано гистограммой). Данные приведены к одному и тому же числу дней. Средние за 10 сут приведены в табл. 1



к равновесному). В связи с этим все измеренные значения Q ($n_Q = 73$) были разбиты на два класса: 1) когда уровень магнитной активности в пределах 10 последних суток экспозиции был понижен (класс q); 2) магнитная активность в указанный интервал была повышена (группа d). Разбиение было основано на двух критериях: наличие (отсутствие) в упомянутый 10-суточный интервал магнитного возмущения с внезапным началом; изменчивость магнитного индекса A_p . В качестве меры изменчивости использовалось нормированное стандартное отклонение σ/M . Интервал считался возмущенным, если $\sigma/M > 0,70$. Исходные данные были взяты из бюллетеня "Solar-geophys-

Дни по отношению к концу экспозиции	A_p		σ/M		Число дней с разной полярностью межпланетного поля	
	$Q < 3$	$Q > 0,6$	$Q > 0,3$	$Q < 0,6$	$Q < 0,5$	$Q > 0,5$
-20	15,0	14,4	0,645	0,618		
-10	11,4	14,8	0,564	0,669	$\bar{173}$ $\overset{+}{185}$ $\overset{+/-}{62}$	$\bar{191}$ $\overset{+}{156}$ $\overset{+/-}{73}$
+10	14,1	14,8	0,580	0,636	$\bar{162}$ $\overset{+}{196}$ $\overset{+/-}{62}$	$\bar{172}$ $\overset{+}{150}$ $\overset{+/-}{99}$
+20	14,3	13,5	0,640	0,564		

cal Data". Из того же рис. 3 видно, что описанное разбиение сказывается на "квантовании" Q : спокойным условиям q соответствует пик в нулевом диапазоне диаграммы, для возмущенных условий d пик смещается вправо. Эта закономерность определенно указывает на то, что "квантование" не может быть обусловлено такой тривиальной причиной, как наличие циклических вариаций Q (с квазипериодом, например, 2 года и амплитудой 0,128 ат. $\text{Ar}^{37}/\text{сут}$ [15]) и строго периодическим расположением дат окончания экспозиций по месяцам года. На самом деле распределение дат окончаний экспозиций для значений Q , попадающих в данный узкий интервал $\Delta Q = 0,025$, по месяцам года близко к равномерному.

Ход изменений A_p -индекса в последние 10 суток экспозиции показан на рис. 4 после усреднения для высоких и низких значений Q (соответственно $Q > 0,6$ и $Q < 0,3$). Как видно, для больших значений Q A_p -индекс, как правило, выше. Аналогичная закономерность имеет место для σ/M . Соответствующий цифровой материал представлен в таблице, где для сравнения приведены также значения A_p и σ/M для интервалов $20-10^d$ до конца экспозиции и $0-10^d$ и $10-20^d$ после ее завершения. Низкая статистическая значимость этих данных не позволяет рассматривать их как независимый аргумент в пользу обсуждаемой гипотезы. Представленные в таблице цифры, однако, согласуются с наличием небольшой корреляции между A_p (среднее за все время экспозиции) и Q , найденной в свое время в [16] ($r = 0,31$), и корреляцией Q с модулем производной чисел Вольфа $|R'$ [17].

Как уже упоминалось, параметры МФ чувствительны к смене знака межпланетного магнитного поля, причем амплитуда МФ (нормированный разброс значений измеряемого параметра) в среднем выше в дни отрицательной полярности поля [9]. Естественно предполагать, что увеличение амплитуды МФ должно соответствовать увеличению вероятности высвобождения захваченных в молекулярные ловушки атомов Ar^{37} . Таким образом, можно ожидать, что для высоких значений Q в последнюю декаду экспозиции должны преобладать дни отрицательной полярности, для низких значений — ситуация, скорее всего, должна быть обратной. Из рис. 5 видно, что такая закономерность действительно наблюдается. Верхняя часть графика построена для всех случаев $Q > 0,5$ ($n = 31$) и для облегчения сравнения нормирована к числу случаев $Q < 0,5$ ($n = 42$). Нижняя строка таблицы содержит значения числа дней с разной полярностью межпланетного поля в интервале ± 10 сут относительно даты конца экспозиции (обозначение "+/-" относится к дням смешанной полярности; данные о полярности поля взяты из бюллетеней "Солнечные данные" и "Solar-geophysical Data").

Заключительные замечания

В настоящее время неясно, существуют ли реально в перхлорэтилене клатратные метастабильные структуры, способные эффективно захватывать и длительное время удерживать образующиеся в мишени ионы Ar^{37} . Однако из представленных выше данных следует, что при изменениях солнечной активности и геомагнитной возмущенности в веществе мишени происходят определенные изменения, оказывающие влия-

ние на количество извлекаемых атомов Ar^{37} . Каковы бы ни были конкретные механизмы удержания атомов Ar^{37} , само присутствие таких эффектов, выражающееся в наличии макрофлуктуаций, кажется в высокой степени вероятным. Макрофлуктуации — весьма широко распространенное явление, порождающее серьезные методические проблемы практически во всех точных измерениях [18] (хотя конкретные механизмы при этом могут быть различны). Резюмируя, можно констатировать, что гипотеза об изменении в эффективности регистрации в Брукхэвском эксперименте позволяет понять все основные закономерности без каких-либо дополнительных предположений. При этом реальный поток нейтрино, вероятно, близок к теоретически предсказанному на основе стандартной солнечной модели. Корреляционные связи результатов измерений с солнечной активностью, галактическими космическими лучами, полярностью межпланетного магнитного поля, наличие в измеряемом потоке нейтрино набора известных космофизических периодов, "квантование" результатов измерений — все это характерно для МФ и должно быть отнесено к изменению параметров вещества мишени, важных для извлечения атомов Ar^{37} . Сами эти изменения обусловлены вариациями спектра фоновых электромагнитных полей низких и сверхнизких частот (на таких частотах вариации поля на поверхности Земли и на глубине расположения емкости с перхлорэтиленом в обсуждаемом эксперименте практически не различаются).

Экспериментальная проверка развитых выше соображений возможна в нескольких вариантах. Самый простой из них мог бы состоять в систематических измерениях параметров перхлорэтилена (таких, как вязкость, электропроводность и т.п.) в стандартных условиях. Если изложенная гипотеза справедлива, то результаты таких измерений должны обнаружить корреляцию с показателями солнечной активности (геомагнитной возмущенности) и присутствие некоторых космофизических циклов (около недели, ~ 27 сут и т.д.). Эти эффекты должны существенно уменьшиться при использовании эффективного электромагнитного экранирования.

Проведение таких измерений было бы, вероятно, полезно в связи с подготовкой других экспериментов по детектированию солнечных нейтрино, где технология извлечения малого числа атомов из большой массы жидкого вещества содержит этапы, не поддающиеся эффективному контролю.

Можно, наконец, заметить, что для измерений солнечных нейтрино в гигантском черенковском детекторе Kamiokande II также должна со временем обнаружиться связь с солнечной активностью. Она возникает — при постоянстве потока нейтрино — вследствие вариаций в показателе преломления воды, обусловленных теми же изменениями электромагнитного фона. Существование таких вариаций в коэффициенте преломления непосредственно следуют из экспериментов [6] по воздействию на воду слабых переменных магнитных полей.

Ноябрь 1988 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bahcall J.N., Davis R., Wolfenstein // Nature. 1988. Vol. 334. P. 487.
2. Jacobs K.S. // Ibid. 1975. Vol. 256. P. 560.
3. Ерошев М.Е., Шейнина А.В. // Журн. физ. химии. 1986. Т. 60. С. 187.
4. Кисловский Л.Д. // Пробл. косм. биологии. 1982. Т. 43. С. 141.
5. Кисловский Л.Д. // Там же. 1989. Т. 65.
6. Семихина Л.П., Киселев В.Ф. // Изв. вузов. Физика. 1988. Т. 31, № 5. С. 13.
7. Бык С.Ш., Макагон Ю.Ф., Фоменко В.И. Газовые гидраты. М.: Химия, 1980. 276 с.
8. Шноль С.Э. Макроскопические флуктуации с дискретным распределением амплитуд в процессах различной физической природы // Итоги науки и техники. Общие проблемы физико-химической биологии. М.: ВИНТИ, 1985. Т. 5. С. 130–201.
9. Удальцова Н.В., Коломбет В.А., Шноль С.Э. // Возможная космофизическая обусловленность макроскопических флуктуаций в процессах разной природы. Пушино-на-Оке: Центр. биол. исслед. АН СССР, 1987. С. 3–96.
10. Удальцова Н.В., Агулова Л.П., Шноль С.Э. // Физико-химические основы функционирования клеток. Пушино-на-Оке: Центр. биол. исслед., 1983. С. 21.

12. *Копысов Ю.С.* Нейтринная активность Солнца // Частицы и космология. М.: ИЯИ, 1984. Ч. 1. С. 82.
13. *Davis R., Rowley J.K.* // Conf. Pap. XX ICRC: SH ses. Moscow, 1987. Vol. 4. P. 328.
14. *Базилевская Г.А., Мухамеджанов А.М.-А., Никольский С.И., Стожков Ю.И., Чарахчян Т.Н.* // ЯФ. 1984. Т. 39. С. 856.
15. *Attolini M.R., Cecchini S., Cini-Castagonoli G., Galli M.* // Astrophys. Lett. and Commun. 1988. Vol. 27, N 1. P. 55.
16. *Basu D.* // Solar Phys. 1982. Vol. 81. P. 363.
17. *Lal Siddheshwar, Subramanian A., Vyas P.* // Conf. Pap. XX ICRC: SH ses. Moscow, 1987. Vol. 4. P. 347.
18. *Владимирский Б.М.* Макроскопические флуктуации, солнечно-земные связи и методические проблемы точных измерений // Наст. сб. С. 161–172.

УДК 525.235

МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ, СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫЕ СВЯЗИ И МЕТОДИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ТОЧНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Б.М. Владимирский

Кратко описываются важнейшие феноменологические свойства особого класса явлений – так называемых макроскопических флуктуаций (МФ). Некоторые параметры МФ зависят от вариаций солнечной активности, причем агентом, непосредственно воздействующим на систему, является амплитудно-спектральные изменения фоновых электромагнитных полей низки и сверхнизких частот. МФ – очень широко распространенное явление. Поэтому во многих достаточно точных измерениях возможно появление корреляционной связи измеряемой величины с показателями солнечной активности. Подобная связь выявляется при анализе результатов уточняющих измерений такой физической константы как скорость света. В отдельных случаях МФ могут быть источником серьезных ошибок в истолковании результатов измерений. Представлены некоторые аргументы и соображения, показывающие, что зависимость МФ от солнечной активности может приводить к изменению эффективности регистрации в некоторых экспериментальных установках. Таковы, видимо, природа "микровариаций" интенсивности на установке "ковер" Баксанской нейтринной обсерватории, колебания яркости некоторых сейфертовских галактик с периодом солнечных пульсаций 160 мин. Высказывается предположение о возможной связи МФ со срабатыванием детекторов гравитационных волн. Обсуждается возможность строгой экспериментальной проверки изложенных гипотетических соображений.

MACROSCOPIC FLUCTUATIONS, SUN EARTH RELATIONS AND SOME PROBLEMS OF PRECISE MEASUREMENTS, by *B.M. Vladimirovsky*. The most important features of peculiar class of natural phenomena – Macroscopic fluctuations (MF) – are described shortly. Some parameters of MF depend on variations of solar activity. Physical agent which effect directly upon the system are amplitude – spectral variations of electromagnetic background fields of LF and ELF range. MF are very widespread phenomenon. So it's possible an appearance of the correlations between the results of the measurements and solar activity indices. Particularly this dependence may be revealed in the measurements as such physical constant as the velocity of light. Sometimes MF may cause misinterpretation of the results of the observations. The considerations and some arguments are presented which show that mentioned above dependence may induce the variations of the efficiency of the registration in some experimental installations. "Microvariations" of cosmic ray intensity in Baksan scintillation telescope may probably have just such origin. These type effects may cause also the variation of the brightness of the nuclei of some galaxies with the period of solar 160-minute oscillations. It's possible that the same effects there are in operating of gravitational antennas. Experimental verification of all these speculations are discussed.

Введение

В текущем 1988 г. в изучении того круга явлений, о котором здесь пойдет речь, следовало бы отметить две юбилейные даты. Ровно полвека назад Дж. Пиккарди понял, что на разработанные им тестовые химические реакции действует какой-то неидентифицированный внешний физический агент [1]. Более 30 лет назад появилась публикация [2], в которой сообщалось об обнаружении аномально большого разброса результатов

измерений ферментативной активности в лабораторных опытах *in vitro*. Две упомянутых работы послужили началом длительных исследований, которые привели к открытию так называемых макроскопических флуктуаций (МФ) и позволили изучить некоторые их свойства.

Феноменологическая суть МФ может быть пояснена следующим примером. Пусть в определенном объеме водного раствора измеряется скорость протекания некоторой химической реакции. Оказывается, что при последовательных измерениях с достаточно малой постоянной времени в процессе наблюдений получаются значения скорости реакции, существенно отличающиеся друг от друга — на величины, много большие приборной ошибки. Далее, оказывается, что полученные в таком опыте значения образуют некоторый ряд дискретных величин — число прореагировавших частиц, изменяясь во времени, принимает не произвольные, но какие-то определенные значения. Переход от одного такого "состояния" к другому происходит быстро ($< 10^{-2}$ с) и, что самое поразительное, синхронно в макрообъекте, синхронно даже в двух рядом расположенных сосудах. Постепенно типичные признаки МФ были обнаружены в процессах самой разной природы — в изменениях параметров электрофоретической подвижности неорганических частиц, колебании времени спин-спиновой релаксации протонов воды, вариации спектральной чувствительности человеческого глаза, в различии интервалов времени между моментами разряда в RC-генераторе на неоновой лампе. Стало ясно, что к этому классу явлений следует отнести также вариации показателей ряда тестовых реакций, начиная с упомянутых реакций Пиккарди и тестов Г. Бортельса и кончая тестами В.В. Соколовского и изменениями параметров автоколебательной реакции Белоусова-Жаботинского (проводимой на границе области устойчивости). Для дальнейшего изложения важно отметить, что МФ присутствуют и при измерениях скорости счета радиоактивного распада стандартизованных радиоактивных препаратов. При этом нет необходимости полагать, что свойства МФ присущи самим актам радиоактивного распада и затрагивают тем самым ядерную физику. Между ядернофизическим явлением и его фиксацией всегда есть "посредник" — жидкий сцинтиллятор, кристаллическая структура, плазма. Согласно одной из наиболее привлекательных и простых интерпретаций МФ, эти явления происходят в таких веществах, изменяя в небольших пределах их "передаточную функцию".

Всеобщий характер распространения МФ среди физико-химических процессов придает этому классу явлений фундаментальное значение: определенные свойства МФ должны, в принципе, проявляться в любых измерениях. При каких именно условиях с ними необходимо считаться, остается неясным — это зависит от теоретического истолкования природы МФ. Вопрос этот должен быть предметом специального анализа и обсуждения различных гипотез и остается за пределами данного изложения. Ниже основное внимание уделено возможным искажениям результатов измерений из-за одного важного феноменологического свойства МФ — зависимости параметров МФ от вариаций солнечной активности (другие сведения о МФ см., например, в обзоре [3]).

Как удалось установить, получаемые при повторяющихся измерениях "спектры состояний", вообще говоря, изменяются. Они зависят, конечно, от условий эксперимента, но в данном эксперименте при прочих равных условиях спектры реализуемых состояний зависят еще от времени. Зависимость эта такова, как будто на систему влияет некоторая внешняя причина, изменяющаяся ото дня ко дню. При изучении влияния на систему внешних факторов проще и удобнее рассматривать изменения не спектров, а средней амплитуды МФ, определяемой как среднеквадратичное отклонение от средней, отнесенное к самой этой средней (последняя вычисляется как среднеарифметическая за какой-либо интервал времени). Как выяснилось, этот показатель зависит от уровня солнечной активности: в эпоху минимума активности амплитуда МФ возрастает. Рис. 1 и 2 иллюстрируют эту закономерность на материале многолетних наблюдений над скоростями химических реакций, проведенных в Институте биофизики АН СССР [4]. Увеличение амплитуды МФ, понятно, приводит к увеличению самой

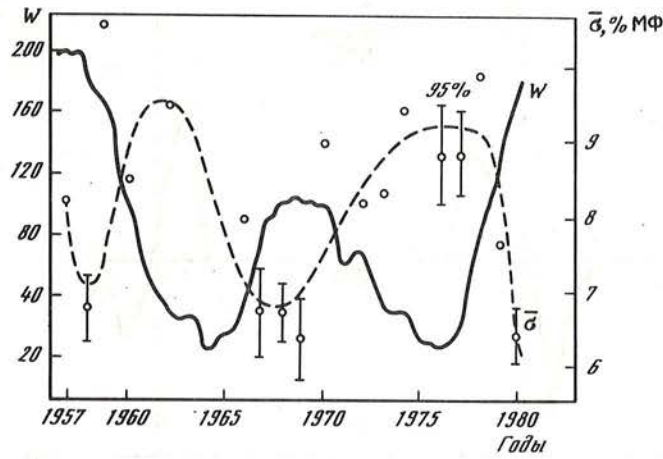


Рис. 1. Изменения амплитуды макрофлуктуаций ($\sigma\%$) при вариациях солнечной активности
Кружки — среднегодовые значения, ошибки соответствуют 95%-ным доверительным интервалам;
штриховая линия проведена методом наименьших квадратов; W — среднемесячные сглаженные
числа Вольфа. Согласно [4]

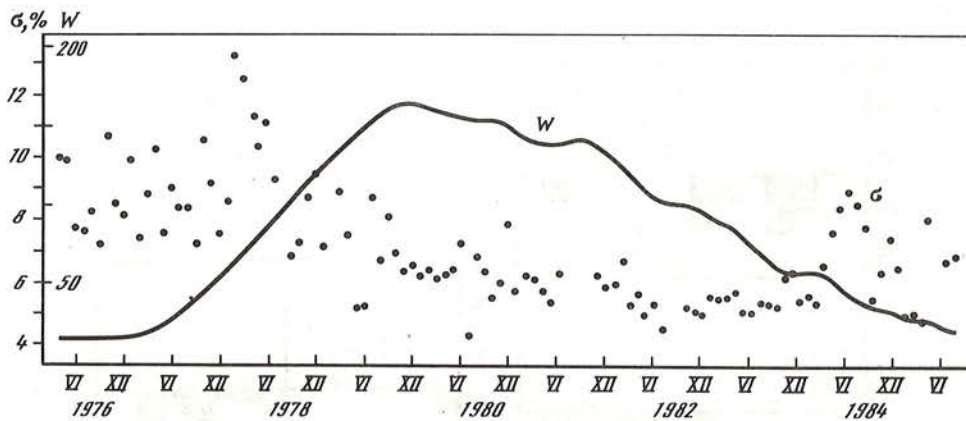


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для среднемесячных значений $\sigma\%$
Согласно [4]

измеряемой величины. Так появляется зависимость параметров физико-химических систем от цикла солнечной активности — эффект, обнаруженный в свое время Пиккарди [1] и рядом других исследователей, например независимыми наблюдениями В.В. Соколовского [5]. Рис. 3 показывает изменение амплитуды МФ при пересечении Землей границы сектора межпланетного магнитного поля [4]. Аналогичная картина получается, в частности, для тестов Пиккарди — как для оригинальных данных самого Пиккарди (рис. 4, согласно [6]) так и для однотипных наблюдений, проводившихся в течение нескольких лет в Томске [7]. Специальный анализ эффекта секторных границ в тестах Пиккарди [6] привел к следующему заключению относительно физической природы агента, воздействующего непосредственно на систему: влияние оказывается амплитудно-спектральными изменениями фонового электромагнитного поля в частотном диапазоне $10^3 - 10^{-3}$ Гц (общеизвестно, что изменения электромагнитного фона в указанном диапазоне — весьма чувствительный индикатор вариаций солнечной активности). На параметры МФ влияют, очевидно, электромагнитные возмущения самого

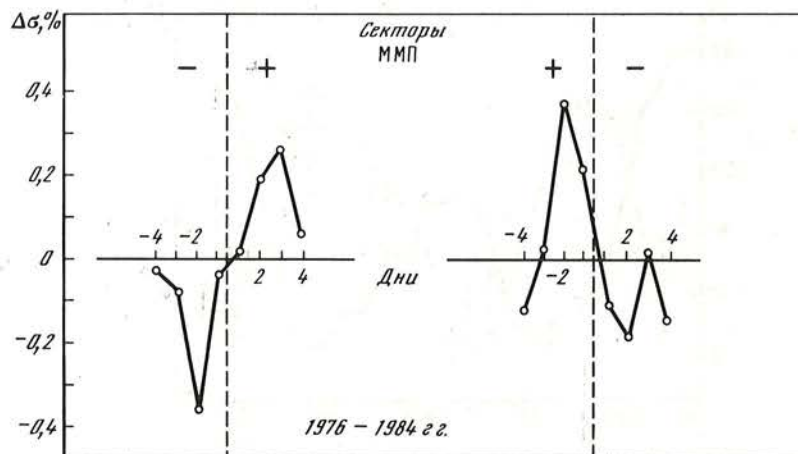


Рис. 3. Вариации амплитуды МФ ($\Delta\sigma\%$) в дни смены знака радиальной компоненты межпланетного магнитного поля
 Метод наложения эпох для переходов $- \rightarrow +$ и $+ \rightarrow -$. Статистическая значимость различия экстремумов на каждом из графиков — 5%. Согласно [4]

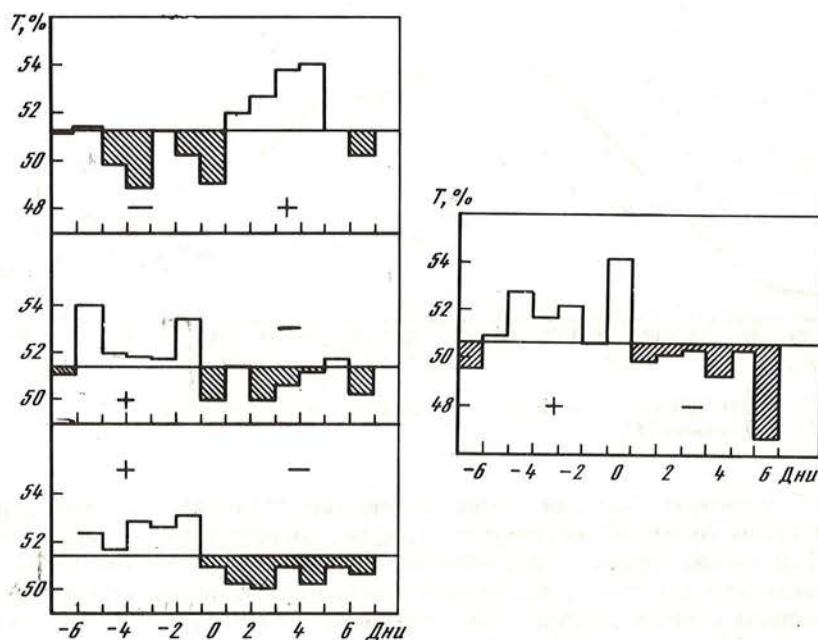


Рис. 4. Изменения показателя теста F (Пиккарди) в дни смены знака радиальной компоненты межпланетного магнитного поля
 Обработка по методу наложения эпох оригинальных наблюдений самого Пиккарди. Наблюдения сделаны в 1952—1967 гг. Левые графики — для случаев границ секторов, найденных геофизическим методом, нижний график объединяет оба верхних. Справа — то же для границ, определенных прямыми измерениями. Статистическая значимость различий для дней с разной полярностью поля составляет 0,1%. Согласно [6]

различного происхождения. И, конечно, совсем не исключено, что наряду с вариациями электромагнитного фона действует какой-то агент иной природы¹.

Характерная особенность изменений амплитуд МФ — наличие циклических вариаций в широком диапазоне периодов. Установлено присутствие полугодовых, околомесячных, недельных и суточных вариаций. Имеются указания на наличие квазипериодов с длительностью в часы и десятки минут (в опытах по изучению вариаций светорасcеяния в воде найдены, видимо, еще более короткие периоды [8]).

Если МФ — действительно универсальное явление, а зависимость их параметров от солнечной активности (т.е. электромагнитного фона) — общее свойство МФ, то следует ожидать, что многие результаты лабораторных измерений также должны обнаруживать связь с солнечной активностью.

Эффекты макрофлуктуаций в измерениях мировых констант?

Сформулированное выше предположение о возможной зависимости результатов точных лабораторных измерений от солнечной активности удобно проверить путем анализа результатов экспериментов по уточнению физических констант. Такого рода измерения делаются достаточно часто и, как правило, с использованием предельно совершенной для данного времени метрологической технологии.

В таблицу сведены результаты измерений мировой константы, вероятно, уточнявшейся особенно часто — скорости света в вакууме. Измерения, представленные в цитированных ниже источниках, обычно сгруппированы по некоторым признакам в отдельные списки. Для каждого измерения приводится дата (как правило, год публикации). Все такие списки с числом измерений ≥ 5 , были подвергнуты следующей простейшей обработке: из результата данного измерения вычиталось значение $C_0 = 299792,5$ км/с; полученные разности Δ_i классифицировались на две группы в зависимости от среднего значения чисел Вольфа \bar{R}_z за два года — года публикации и предшествующего ему. Граничное значение \bar{R}_z принималось $\bar{R}_z \leq 50$ (для циклов солнечной активности с номером более 18 приходилось принимать $\bar{R}_z \geq 100$, так как в максимуме активности \bar{R}_z для этих циклов достигало 190).

Годы	Число измерений	$\Delta_i = X_i - X_0$		Ссылка	$P(U^*)$
		$\bar{R}_z^{\min} \leq 50$	$\bar{R}_z^{\max} > 50$		
1875–1902	5	+141,2	–64,0	[10]	$1 \cdot 10^{-1}$
1906–1941	6	–9,5	–14,0	[10]	$6 \cdot 10^{-1}$
1949–1955	9	+0,63	–0,35	[10]	$7 \cdot 10^{-1}$
1948–1967	13	+0,54	–0,55	[11]	$2 \cdot 10^{-2}$
Всего	33				$8,4 \cdot 10^{-4}$
1907–1941	9	–1,7	–12,5	[12]	–
1947–1967	24	–0,2	–2,3	[12]	–
1952–1964	10	–2,76	–4,87	[13]	–
(молекулярные спектры)					
1952–1967	6	+0,29	+0,12	[13]	–
(микроволновой интерферометр)					

¹ В этой области исследований некоторые закономерности изучены с использованием биологических объектов. Связь параметров МФ с солнечной активностью — физико-химическая основа гелиобиологии, т.е. зависимости биологических явлений от солнечной активности [9].

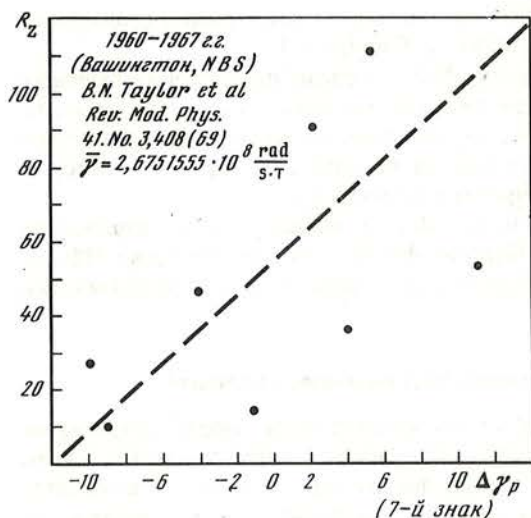


Рис. 5. Диаграмма рассеяния в координатах числа Вольфа R_z (вертикальная ось) — отклонения от средней измерений гиромагнитного отношения протона γ_p (Национальное бюро стандартов, Вашингтон, США)
Коэффициент корреляции $+0,55 \pm 0,18$

Далее, по каждому списку Δ_i усреднялись. Эти средние Δ_{\min} и Δ_{\max} приведены в таблице. Последняя колонка — статистическая значимость Δ_{\min} и Δ_{\max} по критерию Манна—Уитни. Списки — за исключением одного случая — не перекрываются, так что суммарный результат $C_{\min} > C_{\max}$ имеет значимость, равную произведению всех чисел в этой колонке. Нижняя половина таблицы содержит данные, частично перекрывающиеся с первой половиной. Здесь подсчет сделан для контроля. Две последние строчки относятся к измерениям, выполненным по разной методике. Как видно из таблицы, эффект $C_{\min} > C_{\max}$ хорошо воспроизводится на протяжении почти столетия. Он не зависит в широких пределах от достигнутой точности измерений. Это указывает на то, что от солнечной активности зависит, не само "асимптотическое" значение константы, но нечто в применяемой при измерении метрологической технологии.

Из рассмотрения соответствующих данных о других физических константах видно, что в некоторых случаях результаты измерений явно содержат вариации того же типа. Подробный анализ этих данных должен быть результатом специальной работы. На рис. 5 показаны для иллюстрации отклонения от среднего (седьмая значащая цифра) в измерениях гиромагнитного отношения протона. Измерения проводились ежегодно на одной и той же установке в Национальном Бюро Стандартов США (Вашингтон), данные взяты из обзора [14], коэффициент корреляции отклонений с числами Вольфа R_z составляет $0,55 \pm 0,18$.

При МФ измеряемая величина, как уже говорилось, принимает не произвольные, а определенные дискретные значения. Поэтому уточнение физических констант также должно происходить дискретно. В.А. Коломбет [4] подробно проанализировал данные измерений постоянной тонкой структуры и масс элементарных частиц. Были получены указания на то, что уточнение — по крайней мере для некоторых случаев — происходит, похоже, действительно "квантами".

Если признать аргументацию, изложенную выше, убедительной, то вполне можно надеяться обнаружить признаки присутствия МФ в отдельных экспериментах — прежде всего таких, где результаты измерений содержат какие-либо противоречия и несообразности.

3. Микровариации" интенсивности космических лучей на установке "ковер" Баксанской нейтринной обсерватории

В качестве первого примера измерений, где МФ, возможно, играют важную роль, интересно рассмотреть вопрос о природе так называемых "микровариаций" — аномальных вариациях галактических космических лучей, на протяжении нескольких лет регистрируемых установкой "ковер" Баксанской нейтринной обсерватории [15, 16]. Эти вариации обладают странными, парадоксальными свойствами. Авторы [15, 16] для истолкования своих результатов апеллируют к ускорению частиц атмосферными электрическими полями. Такое объяснение природы микровариаций не может быть принято — прежде всего потому, что требует огромных величин разности потенциалов, которые на самом деле не реализуются. Гипотеза об ускорении частиц электрическими полями возникла в связи с обнаружением тесной связи микровариаций с локальными электромагнитными параметрами атмосферы. Сопряженность микровариаций с атмосферными электромагнитными возмущениями можно истолковать и как влияние этих возмущений на амплитуду МФ. При таком предположении микровариации являются изменениями эффективности регистрации, а не реальными вариациями интенсивности космических лучей. Возможно по меньшей мере два конкретных варианта механизма изменения эффективности регистрации:

1. В результате изменения локального электромагнитного фона близ установки меняется в макрообъеме (кооперативно) световой выход жидкого сцинтиллятора, что может приводить к изменениям энергетического порога регистрации частиц. Изменения возможны в обе стороны — понижения и повышения, так что могут фиксироваться соответственно фиктивные возрастания и понижения интенсивности. Эффект может быть связан преимущественно с какой-нибудь одной компонентой излучения (например, электронами) — из-за возможной связи изменения световых выходов с параметрами возбуждения. Он аналогичен, вероятно, изменению флуоресценции водного раствора родамина под действием слабого переменного магнитного поля (частота ~ 156 Гц, амплитуда ~ 10 А/м, экспозиция 2 ч) [17].

2. Те же изменения локального электромагнитного фона могут воздействовать, в принципе, на параметры фотоэлектронов, покидающих сложную многослойную структуру фотокатода ФЭУ. Это могли бы быть небольшие изменения работы выхода и (или) энергетического спектра фотоэлектронов, что в конечном итоге могло бы приводить к тем же самым фиктивным вариациям интенсивности регистрируемого потока космических лучей.

Обе названные причины не являются, очевидно, взаимоисключающими. Если микровариации обусловлены эффектами МФ, на этой же установке должны фиксироваться и некоторые следствия других электромагнитных возмущений. Это могут быть, например, слабые "изменения" интенсивности, связанные с хромосферными вспышками, чье появление сопровождалось ионосферным возмущением в дневное (местное) время. Вполне вероятно обнаружение здесь же слабых периодических вариаций с устойчивой фазой с периодами $160,01^m$ и $265,80^m$ (см. об этом ниже)².

4. Колебания яркости ядер сейфертовских галактик с периодом глобальных пульсаций Солнца?

В фотометрических измерениях яркости ядер нескольких сейфертовских галактик найдены колебания с периодом $160,01^m$, в точности совпадающим с периодом глобальных пульсаций Солнца (см., например, результаты обработки данных о галактике, NGC 4151 [18]). Нетрудно заметить (это было сделано несколькими исследователями, в частности А.В. Засовым), что если отнести этот эффект к реальным вариациям потока

² Еще более противоречивы и парадоксальны вариации потока солнечных нейтрино в известном эксперименте Дэвиса и сотр. В рамках обсуждаемых предположений результаты измерений Дэвиса анализируются в специальной статье (см. наст. изд.).

излучения от галактик, возникает парадокс: из-за различий в величине красного смещения периоды вариаций яркости должны быть разными.

Введение особого "космологического" параметра, компенсирующего это различие, не ликвидирует парадокса, ибо галактики имеют еще пекулярные скорости. Не вносит ясности в истолкование обсуждаемых результатов измерений и обнаружение (того же 160-минутного периода) во внеатмосферных рентгеновских наблюдениях некоторые из этих галактик. Дело в том, что указанный период имеется в солнечном рентгеновском излучении (160-минутный период есть в частоте следования хромосферных вспышек). Поскольку поток рентгеновского излучения Солнца много больше потока от галактики, в спутниковых измерениях 160-минутный период может появиться при измерении слабых потоков в результате "наводки" (надежно исключить такую возможность интерпретации данных можно было бы только путем весьма трудоемкого анализа).

Если предположение о реальных вариациях потока излучения ядер галактик сталкивается с такими трудностями, то не имеем ли мы здесь дела с ситуацией того же типа, что рассматривалась выше? Не является ли эффект Котова—Лютото на самом деле модуляцией эффективности регистрации, в данном случае 160-минутным периодом солнечного происхождения? В настоящее время нет сомнений, что этот период присутствует в электромагнитном поле Земли. Пульсации Солнца модулируют солнечное ионизирующее излучение, что приводит к соответствующим вариациям ионосферной проводимости и появлению 160-минутного периода в ионосферных токовых системах [19]. Можно, следовательно, ожидать присутствия этого периода в амплитудах МФ. Нелегко, конечно, определить конкретный механизм, благодаря которому МФ могут существенным образом влиять на результат. Рассматриваемые наблюдения являются дифференциальными — ядро галактики сравнивается со звездой сравнения. Поэтому эффект должен быть связан с какими-то отклонениями от однородных условий сравнения. Это могут быть различия яркости ядра галактики и звезды сравнения, некоторое небольшое различие в их спектрах и величине поляризации, а также то, что галактика является протяженным объектом, а звезда сравнения — точечным (в случае квазара 3С273, где эффект 160-минутных вариаций, видимо, присутствует, такого различия нет). Если МФ воздействуют на фотоэлектроны ФЭУ, как это предполагалось выше (указание на такой эффект было получено в [20]), то для объяснения обсуждаемых измерений необходимо дополнительно предположить, что амплитуда 160-минутной модуляции тока ФЭУ сильно зависит от некоторых внешних условий и от самой величины тока. Такое предположение было бы естественно, если МФ связаны с влиянием на физико-химическую кинетику спиновой подсистемы [21] и тем самым родственны явлениям типа ядерного магнитного резонанса. В этом случае амплитуда модуляции, например, работы выхода электронов фотокатода, должна зависеть от яркости наблюдаемого объекта существенно нелинейным образом и достигать определенной величины в некотором диапазоне "оптимальных" условий (значение индукции локального магнитного статического поля, напряженность электрического поля во входной камере ФЭУ и т.д.).

В условиях, когда регистрируемый эффект является слабым, а его параметры не могут быть теоретически предсказаны, независимая экспериментальная проверка правильности исходных предположений — сложная задача. В данном случае, однако, предложенная выше гипотеза допускает проверку иным путем. Если наблюдаемый в галактиках период 160^m солнечного происхождения, то в анализируемых фотометрических данных неизбежно должны появиться и другие гармоники солнечных глобальных пульсаций. Может быть, наиболее удобным "контрольным" периодом является период 265,789^m, надежно обнаруживаемый в геомагнитном АЕ-индексе [22]. Для еще одного способа проверки "паразитного" происхождения 160-минутного периода в этих наблюдениях можно воспользоваться зависимостью параметров МФ от знака радиальной компоненты межпланетного магнитного поля (рис. 3, 4). Если разделить все дни наблюдений на два субмассива в зависимости от знака поля, то полученные для них фаза колебаний и, вероятно, амплитуда должны различаться.

5. Гравитационные измерения

Имеющиеся данные показывают, что изменения в веществе, происходящие в связи с вариациями солнечной активности (на самом деле — при изменениях спектрального состава электромагнитного фона) охватывают, похоже, всю физико-химическую кинетику. Вот почему имеет смысл рассмотреть с учетом свойств МФ некоторые странные эффекты, наблюдавшиеся в гравитационных измерениях.

Сакс и Аллен [23] при описании результатов своей попытки наблюдать изменение поведения крутильного маятника во время солнечного затмения упоминают о циклических вариациях его периода колебаний, наблюдавшихся практически постоянно. Квазипериод таких изменений составлял для их прибора величину около часа. Согласно измерениям [24–26], вариации параметров колебаний крутильного маятника содержат не только упомянутый часовой период, но вообще большой набор космофизических периодов — от десятков минут (гравитационные моды собственных колебаний Солнца?) до околонедельных и околόμεсячных циклов. Последние можно связать соответственно с секторной структурой межпланетного магнитного поля и синодическим периодом вращения Солнца. Найдена, кроме того, и суточная вариация. Различные варианты объяснения такого рода эффектов часто апеллируют к методическим несовершенствам эксперимента — плохая сейсмическая изоляция, низкий вакуум и т.п. Если наличие перечисленных периодических вариаций рассматривать как признак МФ, объяснение этого явления только одно: в связи с изменением внешнего электромагнитного фона имеют место небольшие изменения упругих свойств нити подвеса, находящейся обычно под большой нагрузкой. Существование эффекта магнитоупругости (см., например [27]) — влияние на деформации переменных магнитных полей на частотах 20–70 Гц с амплитудой порядка нескольких эрстед — лишает предложенное объяснение налета экзотики. Более того, цитированные авторы обратили внимание на то, что изменения амплитуды колебаний крутильного маятника сопровождались, как правило, усилением колебаний в земных токах, т.е. электромагнитным возмущением [28].

Если МФ касаются изменений модуля упругости, то вариации солнечной активности должны сказываться на результатах измерений гравитационной постоянной, проводимых в экспериментах типа опыта Кавендиша. К сожалению, простейшая обработка результатов уточняющих измерений (как в случае измерений скорости света) не позволяет получить однозначного ответа на вопрос о существовании такого влияния: соответствующих экспериментов сравнительно немного, и авторы в большинстве случаев не сообщают даты измерений. Просмотр имеющихся данных указывает на тенденцию уменьшения значения постоянной с возрастанием солнечной активности. С упомянутой тенденцией согласуется сообщение М. Понтикиса [29] о различии в полученных им значениях константы, измеренных в разное время.

Малые изменения модуля упругости, очевидно, должны сопровождаться стрикционными эффектами. Именно такие эффекты наблюдаются, видимо, в экспериментах по обнаружению гравитационных волн. Веским аргументом в пользу именно такого истолкования результатов наблюдений с гравитационными антеннами веберовского типа служит явная связь регистрируемых событий с индексами солнечной активности (геомагнитной возмущенности). Это было обнаружено в свое время для событий, зарегистрированных самим Вебером [30]. Те же закономерности имеют место и для результатов наблюдений на значительно более совершенной и чувствительной установке [31]. Срабатывания детектора обнаруживают связь с изменениями A_p -индекса, их частота следования неравномерна на протяжении суток — 43% сигналов концентрируются в интервале 10–14^h местного времени [32]. Дополнительное изучение этих событий с привлечением данных о полярности межпланетного магнитного поля, трехчасовых значений A_p -индекса и вариаций S -компоненты солнечного радиоизлучения (это одновременно и косвенный показатель состояния ионосферы) показывает, что обсуждаемые стрикционные эффекты имеют тенденцию появляться преимущественно в моменты изменения ситуации, как и в случае с вариациями потока нейтрино при

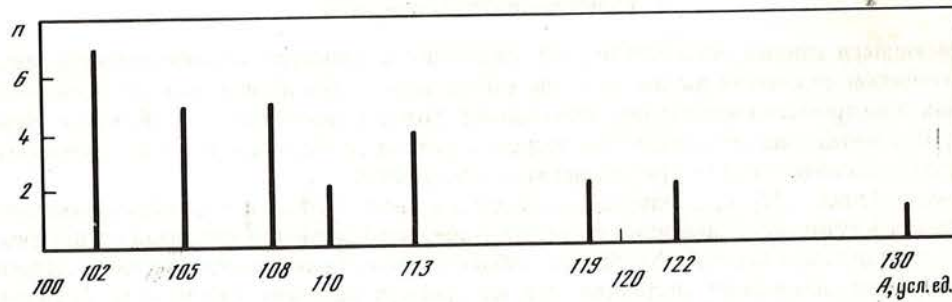


Рис. 6. Распределение амплитуд "сигналов" на детекторе гравитационных волн веберовского типа [31]

Одно событие очень большой амплитуды не рассматривается. По ординате — число событий, по абсциссе — значение амплитуды (в ед. $10^5 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$)

изменениях электромагнитной обстановки перед окончанием экспозиции. Из рис. 6 видно, что амплитуды [30] изменяются дискретно. Это однозначно указывает на то, что срабатывание упомянутых гравитационных детекторов является, скорее всего, эффектом МФ. Переход из одного "состояния" в другое в данном случае обусловлен вариациями именно очень низкочастотного поля, поскольку обычное электромагнитное экранирование не изменяло частоты следования событий [33].

Из представленных выше данных и соображений ясно, что регистрограммы всех приборов, где в качестве чувствительных элементов применяются напряженные нити (струны) или пружины, должны содержать вариации солнечной активности. Такие эффекты должны быть, конечно, слабы и могут быть легко выявлены только тогда, когда сама регистрируемая величина от солнечной активности существенно не зависит. В некоторых других случаях требуется специальный анализ. Например, нерегулярные изменения силы тяжести, регистрируемые гравиметрами и не связанные с приливом, обнаруживают связь с солнечной активностью [34]. Какова действительная природа этих изменений? Шноль и сотр. [35] сообщают о тесной корреляции распределений амплитуд МФ в двух синхронно проводившихся измерениях: α -распада, регистрируемого твердотельным детектором, и сейсмических смещений, фиксируемых вертикальным сейсмографом. Совсем не исключено, что ощущаемая доля упомянутых сейсмических смещений обусловлена чисто приборным эффектом — изменением упругих свойств нити подвеса.

6. Заключительные замечания

Перечень проблем, аналогичных рассмотренным выше, легко продолжить. Б.В. Комберг обратил внимание автора на то, что известный первый нейтринный сигнал Сверхновой 1987 А, зарегистрированный установкой под Монбланом, является очень странной аномалией. Упомянутая установка является гигантским жидким сцинтиллятором. Не является ли зафиксированный сигнал на самом деле аналогом рассмотренных выше микровариаций? Не есть ли совпадение во времени этого сигнала с моментом срабатывания гравитационных антенн аргумент в пользу именно такого — геофизического — его истолкования?

Ясно, что экспериментаторам необходимо привыкать к МФ. На естественный вопрос — как добиться уменьшения амплитуд МФ — удовлетворительного ответа сейчас не может быть дано: сначала желательно было бы однозначно установить, что такое макрофлуктуации. Для многих, впрочем, актуальным остался бы вопрос о проверке реальности существования МФ. Какой тип опыта желательно было бы поставить, учитывая очевидные практические соображения и вопросы, естественно возникающие при знакомстве со свойствами МФ? Думается, многим возможным условиям и пожела-

ниям удовлетворили бы аккуратно проведенные измерения скорости счета радиоактивного распада в препаратах-эталопах — задублированные и достаточно длительные (поэтому автоматизированные). Активность эталонов должна быть достаточно высокой, чтобы обеспечить надлежащую статистическую точность регистрации и не усложнять эксперимент экранированием от космических лучей, испытывающих вариации с относительной амплитудой $\sim 0,05$ в шкале месяцев. Активность эталонов должна измеряться параллельно несколькими видами счетчиков (пропорциональными, Гейгера, жидкими сцинтилляторами и т.п.) с независимым высокостабилизированным питанием. Было бы желательно одновременно с регистрацией скорости счета радиоактивного распада эталонов записывать несколько параметров внешней среды, среди которых — уровень напряженности электромагнитного фона на низких частотах. Заключительным и более сложным этапом измерений были бы искусственные изменения электромагнитного фона, окружающего чувствительные датчики установки (электромагнитное экранирование или включение дополнительного источника поля). Последующая обработка накопленного материала (это суммы накопленных импульсов, например, за 10 мин — непрерывные ряды измерений по всем видам датчиков) имеет своей целью поиск вариаций скорости счета. Если такие вариации обнаружатся, то важно будет изучать их основные свойства, ответить в частности, на следующие вопросы:

1. Присутствуют ли в вариациях известные космофизические периоды ~ 30 , $\sim 7^d$ и более короткие, включая $160,01^m$ и $265,80^m$?

2. Имеется ли корреляционная связь между этими вариациями и гелиогеофизическими индексами — числами Вольфа, A_p -индексом и т.п.?

3. Имеется ли какое-нибудь сходство между вариациями, полученными для различных датчиков, например, по спектру мощности вариаций?

4. Заметен ли в полученных рядах измерений эффект прохождения Земли через границы секторов межпланетного магнитного поля?

5. Изменяется ли спектр мощности этих вариаций при искусственных изменениях электромагнитного фона, окружающего установку?

Собранный массив данных, если он будет высокого качества, позволит, разумеется, ответить и на многие другие вопросы, приблизив нас к пониманию удивительного мира МФ.

Автор весьма признателен Л.Д. Кисловскому, И.М. Дмитриевскому, Л.П. Агуловой, В.К. Прокофьеву за обсуждение и критику.

Ноябрь 1988 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Piccardi G.* The chemical basis of medical climatology. Springfield (USA): Thomas, 1962.
2. *Шноль С.Э.* О самопроизвольных синхронных переходах молекул миоина в растворе из одного состояния в другое // *Вопр. мед. химии.* 1958. Т. 4. С. 443.
3. *Шноль С.Э.* Макроскопические флуктуации с дискретным распределением амплитуд в процессах различной физической природы // *Итоги науки и техники. Общие проблемы физико-химической биологии.* М.: ВИНТИ, 1985. Т. 5. С. 130–201.
4. *Удальцова Н.В., Коломбет В.А., Шноль С.Э.* Возможная космофизическая обусловленность макрофизических флуктуаций в процессах разной природы. Пушкино-на-Оке: Центр биол. исслед., 1987. С. 3–96.
5. *Соколовский В.В.* // *Электромагнитные поля в биосфере.* М.: Наука, 1984. С. 193–201.
6. *Владимирский Б.М.* // *Пробл. косм. биологии.* 1989. Т. 65.
7. *Опалинская А.М., Агулова Л.П.* Влияние естественных и искусственных электромагнитных полей на физико-химическую и элементарную биологическую системы. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1984. 190 с.
8. *Черников Ф.Р.* // *Биофизика.* 1986. Т. 31. С. 596–600.
9. *Сидякин В.Г., Темурьянц Н.А., Макеев В.Б., Владимирский Б.М.* Космическая экология: Киев: Наук. думка, 1985.
10. *Cohen E.R., Crowe K.M., Domond J.W.M.* // *Fundamental constants of physics.* L.: Intersci, 1957. Vol. 1. P. 1–287.

11. Тэйлор Б., Паркер В., Лангенберг Д. Фундаментальные константы и квантовая электродинамика. М.: Атомиздат, 1972. 327 с.
12. Фрум К., Эссен Л. Скорость света и радиоволн. М.: Мир, 1973.
13. Горбачевич С.В., Холин В.М. Дополнение к книге Б. Тэйлора и др. "Фундаментальные константы". М.: Атомиздат, 1972.
14. Taylor B.N., Parker W.H., Langenberg D.N. // Rev. Mod. Phys. 1969. Vol. 71. P. 375-496.
15. Алексеенко В.В., Сборщиков В.Г., Чудаков А.Е. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. С. 2152-2154.
16. Alekseenko U.V., Chernyaev A.B., Chudakov A.E., Khaerdinov N.S., Osrokov S.Kh., Sborshikov V.G. // Conf. Pap. XX ICRC, 1987. Vol. 4. SH 82-16. P. 272-275.
17. Семихина Л.П., Кисилев В.Ф., Левшин Л.В., Салецкий А.М. // Журн. прикл. спектроскопии. 1988. Т. 48, № 5. С. 811.
18. Котов В.А., Лютый В.М. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1987. Т. 77. С. 148.
19. Бобова В.П. // Там же. С. 90.
20. Жвирблис В.Е. // Пробл. косм. биологии. 1982. Т. 42. С. 197.
21. Абрашин Е.В. // Биофизика. 1985. Т. 30, вып. 1. С. 40.
22. Бобова В.П. // Магнитосфер. исслед. 1989. № 13. С. 38-47.
23. Saxl E.J., Allen M. // Phys. Rev. D. 1971. Vol. 3. P. 823.
24. Колесников С.М., Колесникова Е.М. // Астрон. циркуляр. 1978. № 1007.
25. Колесников С.М., Колесникова Е.М., Маслов Е.М., Ставский А.К. // Проблемы теории гравитации и элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1974. С. 192.
26. Колесникова Е.М., Колесников С.М. // Проблемы теории гравитации и элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1977. Вып. 8. С. 201.
27. Hayashi S., Takahashi S., Yamamoto M. // J. Phys. Soc. Jap. 1971. Vol. 30. P. 381.
28. Колесников С.М., Колесникова Е.М., Маслов Е.М., Панкова Т.Г., Савина Т.Е., Ставский А.К., Станюкович К.П. // Астрон. циркуляр. 1973. № 763.
29. Pontikis M.C. // C. r. Acad. sci. B. 1972. Vol. 274. P. 437.
30. Адамьян Р.А., Алексеев Л.Д., Колосницын Н.И. Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. С. 277.
31. Brown B.L., Milles A.P., Tyson J.A. // Phys. Rev. D. 1982. Vol. 26. P. 1209.
32. Сазеева Н.Н. // ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 741.
33. Weber J. // Phys. Rev. Lett. 1969. Vol. 22. P. 1324.
34. Парийский Н.Н. // Письма в "Астрон. журн." 1982. № 6. С. 378.
35. Шноль С.Э., Удальцова Н.В., Коломбет В.А., Бодрова А.Б. // Электромагнитные поля в биосфере. М.: Наука, 1990.

УДК 523.94/945

ПОЛУЧЕНИЕ СПЕКТРОВ И КАРТ СОЛНЦА В ЛИНИИ HeI λ 10830 Å НА БАЗЕ УВК КАМАК-МЕРА-60

А.Б. Букач, Л.В. Дидковский, Н.Н. Степанян,
Г.А. Суница, З.А. Щербак ова

Создан макет универсального спектрофотометра на базе башенного солнечного телескопа БСТ-2 со спектрографом и УВК КАМАК-МЕРА-60. В качестве приемных устройств применены инфракрасный диссектор, ФЭУ-83 и фотодиод Т-22. Со всеми видами приемников проведены наблюдения Солнца. Спектрофотометр с ФЭУ-83 и фотодиодом позволяет получать одновременно карты Солнца в двух ИК-спектральных участках с разрешением $2'' \times 3''$. Время записи карты одной активной области 3-5 мин, всего диска с разрешением $5'' \times 5''$ 1-1,5 ч. В 1988 г. получено 223 карты активных областей и больших участков Солнца. Спектры Солнца как звезды с разрешением 70 000 за 70-90 с получались на сканирующем спектрометре с ИК-диссектором.

SOLAR HeI λ 10830 LINE SPECTRA AND MAPS OF THE SUN, by A.B. Bukach, L.V. Didkovsky, N.N. Stepanian, Z.A. Shcherbakova. A model of a universal spectrophotometer is developed for a Small Solar Tower telescope of the Crimean Astrophysical Observatory consisting of a spectrograph and a computer system. The detector used is an IR-dissector, Si-photocathode multiplier and a photodiode T-22. The instrument permits the simultaneous registration of the solar maps in two infrared regions of the spectrum with a resolution $2'' \times 3''$. The registration time of a map for one Solar active region is 3-5 min and a whole disk map is registered with a resolution $5'' \times 5''$ during 1-1.5 hours. In 1988 223 maps of active regions and larger regions on the Sun were obtained. The spectra Sun as a star were obtained with the exposure time of 70-90 s and with a resolution $\lambda/\Delta\lambda = 70\ 000$ using the Image Infrared Dissector Scanner.

1. Введение

В последние годы становится ясным, что существует тесная связь между крупномасштабными полями на Солнце и активными областями. Установление характера этих связей, выбор параметров, наиболее полно отражающих их, важны для развития диагностики и прогноза геоэффективных явлений.

Для наиболее полного изучения характера вариаций крупномасштабных структур и а.о. необходимо проводить комплексные наблюдения, включающие:

- а) Спектральные наблюдения в видимой и инфракрасной областях.
- б) Измерение магнитных полей в фотосфере.
- в) Измерение лучевых скоростей.
- г) Получение изображений Солнца в белом свете, в линиях H, Ca, He.
- д) Получение радиоизображений Солнца на разных длинах волн.
- е) Наблюдения Солнца как звезды.

Некоторые из этих видов наблюдений традиционно ведутся более или менее регулярно на различных обсерваториях СССР (фотографии в белом свете, в линии H_{α}). Измерения магнитных полей в фотосфере, лучевых скоростей, получение спектров в видимой области, радиоизображений относятся скорее к эпизодическим, чем регулярным наблюдениям.

Целью настоящей работы являлось создание новых и опробование имеющихся приборов, позволяющих в реальном времени получать спектры и изображения (или карты) Солнца в нескольких линиях видимой и ИК-области. Предпринимавшиеся ранее попытки фотографических спектральных наблюдений в ИК-области на БСТ-2 [1] показали, что пока в СССР не будут выпускаться инфракрасные эмульсии высокого качества в промышленных масштабах, этот вид наблюдений не может быть регулярным.

В качестве приемной аппаратуры нами были разработаны и изготовлены две установки на базе фотоприемников ФЭУ-83 и фотодиода Т-22, чувствительных в ИК-области.

На БСТ-2 была опробована также установка с диссектором.

Управление телескопом, съём и запись информации с фотоприемников осуществлялись при помощи УВК КАМАК-МЕРА-60.

Со всеми перечисленными приборами были проведены наблюдения, позволившие определить сильные и слабые стороны каждого из них, область применения и необходимые доработки созданного макета универсального спектрофотометра.

2. Описание телескопа БСТ-2

Все наблюдения на описываемых ниже установках были проведены на башенном солнечном телескопе БСТ-2 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

Все механические и оптические узлы телескопа (кроме дифракционной решетки) были спроектированы и изготовлены в мастерских обсерватории.

Оптические схемы телескопа и спектрографа представлены на рис. 1. Солнечный свет падает на целостатное плоское зеркало 1 диаметром 600 мм. Зеркало вращается вокруг полярной оси. Возможно также перемещение зеркала вдоль направления запад-восток. Отраженный от целостатного зеркала пучок падает на дополнительное плоское зеркало 2 диаметром 500 мм. Оно может вращаться вокруг двух осей (полярной и склонения) и подниматься вдоль вертикальной оси. Оба эти зеркала расположены на верхней площадке башни. При наблюдениях крыша откатывается на север, оставляя верхнюю площадку полностью открытой.

От дополнительного зеркала свет попадает на главное вогнутое сферическое зеркало 3, расположенное ниже уровня земли. Его диаметр 450 мм, фокусное расстояние 12 м ($f = 12$ м). Зеркало наклонено к падающему пучку на $\sim 1^{\circ},5$ и посылает свет на выпуклое кассегреновское зеркало 4, расположенное внутри башни на верхнем этаже. Это зеркало позволяет получить эквивалентное фокусное расстояние 35 м. Далее свет падает на плоское диагональное зеркало 5, находящееся на первом этаже башни, после

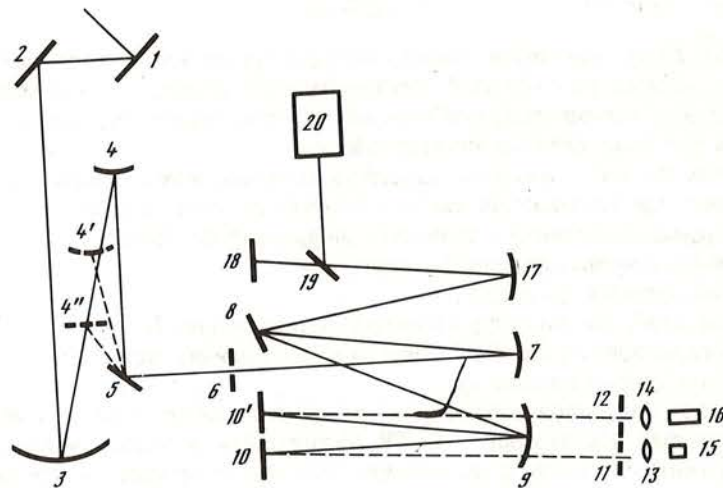


Рис. 1. Оптическая схема телескопа и спектрографа
Объяснение в тексте

чего попадает на щель спектрографа 6, где строится изображение Солнца. На промежуточных этажах башни расположены еще два зеркала, которые могут быть введены в пучок между главным 3 и кассегреновским 4. Одно из этих зеркал 4' выпуклое, эквивалентное фокусное расстояние системы с ним 21 м, а второе 4'' — плоское. При переходе от одной системы к другой наклон диагонального зеркала надо менять. Таким образом, на щели спектрографа 6 может быть построено одно из трех изображений Солнца диаметром 10, 20 и 30 см.

Схема спектрографа представлена справа на том же рисунке. На ней 6 — щель; 7 — коллиматорное вогнутое зеркало диаметром 200 мм и $f = 7,5$ м; 8 — дифракционная решетка 150×140 мм, 600 штрих/мм с концентрацией света в 3–5-м порядках. Для разделения порядков за щелью помещается диск с набором стеклянных светофильтров; 9 — камерное зеркало, $d = 800$ мм, $f = 16,5$ м; 17 — камерное зеркало, $d = 300$ мм, $f = 7,5$ м; 18 — кассетная часть.

В пучок 17–18 вводится поворотное зеркало 19, направляющее свет на диссектор 20. От камерного зеркала 9 пучок направляется на два плоских зеркала 10 и 10', расположенных выше основной плоскости спектрографа. После отражения от них (10, 10') изображение спектра фокусируется на входных щелях спектрофотометра 11, 12. За щелями расположены линзы Фабри 13, 14, ФЭУ–83 16, фотодиод 15.

3. Управляющий вычислительный комплекс КАМАК-МЕРА-60

УВК состоит из мини-ЭВМ МЕРА-60 на основе процессора М2, терминала СМ 7209 и двух крейтов КАМАК. Операционная система RT-60v04 и пользовательские программы хранятся на гибких дисках (дискета память $sp60$ М). Внешняя память на магнитной ленте ИЗОТ 5003 подключена через КАМАК к УВК. Телевизионный приемник и графопостроитель ПДП4-002, которые используются при обработке наблюдательных данных, также подключены к УВК через КАМАК (набор модулей "Динамо").

В крейты КАМАК входят другие модули, которые позволяют производить следующие операции:

- сканирование изображения Солнца;
- сканирование приемником излучения вдоль дисперсии спектра;
- управление диссектором;

- управление спектрофотометром на базе ФЭУ;
- управление спектрофотометром на базе фотодиода;
- сбор аналоговой и цифровой информации.

Более подробная информация о применяемых модулях КАМАК и их взаимодействии приводится ниже в описаниях соответствующих операций и приборов.

4. Система сканирования

Система сканирования на БСТ-2 состоит из двух подсистем. Первая предназначена для сканирования изображения Солнца, вторая – для сканирования приемником излучения (например, ФЭУ, фотодиодом и т.д.) вдоль спектра внутри спектрографа.

В существующей схеме БСТ-2 для управления целостатным и дополнительными зеркалами применяются шаговые двигатели типа ШД-4, что позволяет, во-первых, существенно уменьшить ошибки часового ведения (уход изображения не превышает 1" за 5 мин). Повышение точности часового ведения достигнуто за счет того, что можно точно рассчитать частоту привода ШД-4 и стабилизировать ее кварцевым генератором.

Во вторых, применив дискретный привод зеркал, можно по заданной программе управлять ими, т.е. сканировать изображение Солнца по входной щели спектрографа. Программа сканирования состоит из последовательности управляющих воздействий на целостатное и дополнительное зеркала телескопа. Управление сканированием и синхронизация работы двух подсистем в режиме съема информации осуществляется с помощью УВК.

Блок-схема системы сканирования приведена на рис. 2. УВК 1 через контроллер крейта КАМАК 2 и модули КАМАК 3–7 реализует заданную программу сканирования и съема информации. Синхронизатор-таймер 3 (модуль с/т-1) формирует оптимальную временную диаграмму работы системы сканирования. Выходной регистр 4 (модуль 350) через переходный блок 7 распределяет управляющие сигналы на шаговые двигатели ШД 8 и 9 привода зеркал по α и δ , а также на ШД 10 привода приемника излучения 11. Блоки 5 и 6 (модули 401 и 712) осуществляют съем информации в цифровом или аналоговом виде соответственно. Скорость сканирования ограничена

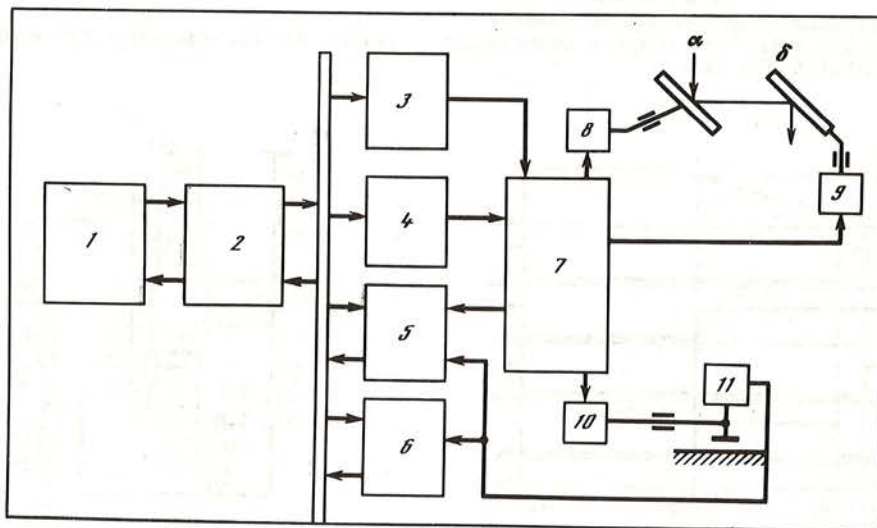


Рис. 2. Блок-схема системы сканирования

1 – УВК; 2 – контроллер крейта КАМАК; 3–7 – модули КАМАК (см. текст); 8–10 – двигатели ШД-4; 11 – приемник излучения; α и δ – целостатное и дополнительное зеркала БСТ-2

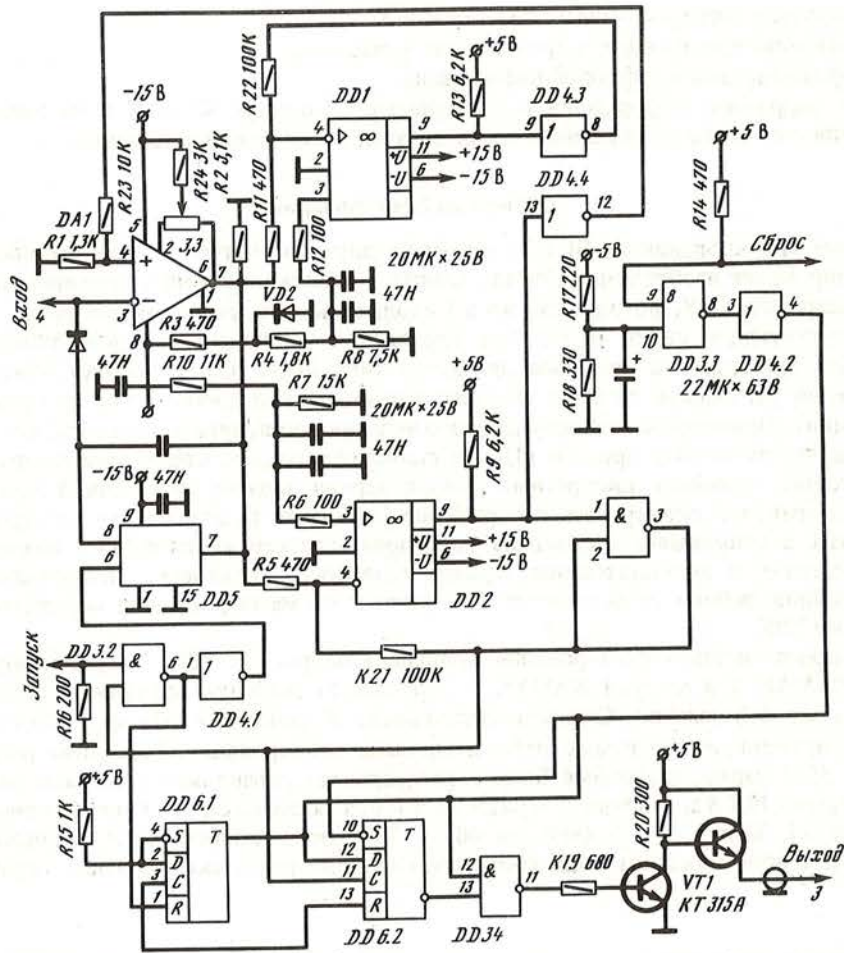


Рис. 3. Принципиальная схема преобразователя
 DA1-K140УД8А, DD1, DD2-K554СА3А, DD3-K155ЛА3, DD5-K155ЛН1, DD5-K284КН1А, DD6-K155ТМ2,
 VT1, VT2-KT315А, VD1-ДС14А

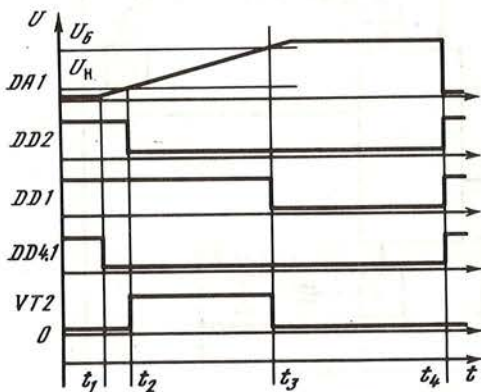


Рис. 4. Временные зависимости напряжений на выходах некоторых элементов схемы преобразователя

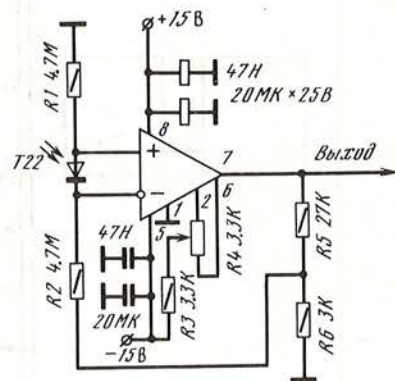


Рис. 5. Принципиальная схема фотодиодного приемника DA1-K140УД8А, vD1-T-22

при движении без съема информации максимально возможной скоростью обработки зеркал (для БСТ-2 $\sim 600''/с$), а при съеме информации — временем преобразования аналого-цифрового преобразователя (АЦП) 6 или временем оцифровки выходного сигнала блока 11 с помощью модуля 5 (подробнее см. ниже).

4.1. Разработка и изготовление фотоприемного устройства на основе ФЭУ-83

Для получения карт интенсивности Солнца в видимой и ИК-областях спектра была разработана схема и изготовлен спектрофотометр на базе фотоэлектронного умножителя ФЭУ-83, чувствительного в ИК-области.

Так как при работе в ИК-области ФЭУ необходимо охлаждать, мы поместили его в термостат, где при помощи углекислоты поддерживалась температура около -65°C . Это позволило практически избавиться от темновых токов.

В корпусе термостата находится высоковольтный делитель напряжения ФЭУ и преобразователь. В состав преобразователя входят интегратор, устройство сравнения с двумя уровнями срабатывания и узел управления.

Сигнал с выхода ФЭУ подается на вход интегратора. При приходе импульса запуска на вход интегратора с переходного блока КАМАК (блок 7 на рис. 2) интегрирующая емкость замыкается при помощи электронного ключа, а интегратор устанавливается в исходное состояние независимо от величины входного напряжения. Затем электронный ключ размыкается и интегрирующая емкость заряжается. Напряжение на нагрузке интегратора растет линейно. Скорость его нарастания зависит от величины входного напряжения. При достижении уровня u_n и u_b устройство сравнения формирует начало и конец импульса. Длительность этого импульса и несет в себе информацию о входном сигнале с ФЭУ. Принципиальная схема преобразователя изображена на рис. 3, а на рис. 4 приведены временные зависимости напряжений в различных точках схемы. Запускающий импульс, приходящий с переходного блока КАМАК через входные ворота DD3.2 и инвертор DD4.1, подается на электронный ключ DD5. Выход интегратора соединяется со входом через небольшое сопротивление, и интегратор устанавливается в исходное состояние. По окончании управляющего импульса электронный ключ размыкается. На рис. 4 это соответствует временному интервалу $0 - t_1$. Интегрирующая емкость начинает заряжаться входным током. На выходе микросхемы DA1 растет напряжение и при достижении уровня u_n (в момент времени t_2) срабатывает компаратор DD2. Потенциалы u_n и u_b срабатывания компараторов выставляются делителями R4, R6 и R7, R10. Для устойчивой работы нижнего уровня на не инвертирующий вход DA1 через DD4.4 вводится обратная связь. DD3.1 взводит триггер DD6.2 и импульс поступает в счетчик (блок 401 КАМАК) через схему И — НЕ DD3.4, усилитель на транзисторах $\nu T1, \nu T2$. В счетчике происходит измерение длительности импульса. Когда выходное напряжение интегратора DA1 достигнет значения u_b (момент времени t_3), срабатывает компаратор DD1 и через инвертор DD4.3 переворачивает триггер DD6.1 и DD6.2. Тем самым прекращается прохождение импульса с выхода преобразователя и схема готова к новому циклу измерений. Перед началом нового цикла на вход 2 с переходного блока подается строб управления схемой на элементах DD3.3 и DD4.2. Это необходимо произвести для того, чтобы избежать зависания преобразователя.

Экспериментально полученные технические характеристики преобразователя: диапазон измеряемых токов $1 \cdot 10^{-10} \div 1 \cdot 10^{-6}$ А, эквивалентное число уровней квантования $2,6 \cdot 10^4$.

4.2. Разработка и изготовление фотоприемного устройства на основе фотодиода Т-22

ФЭУ имеют высокую чувствительность и широко применяются для регистрации слабых световых потоков. Но с ними успешно конкурирует и так называемая пара фотодиод — операционный усилитель. Так как пара фотодиод — операционный усилитель работает при низких уровнях освещенности, мы применили усилитель на микросхеме типа 14ОУД8А (рис. 5). Он характеризуется очень малыми входными токами, большим коэффициентом усиления. Для того чтобы избежать токов утечки на входе усилителя, напряжение должно быть не более 2,5–3 мВ. Коэффициент преобразования входного тока усилителя в выходное напряжение 30 В/мкА. С выхода усилителя сигнал подается на АЦП (блок 712 КАМАК).

При работе с фотодиодом темновой ток приблизительно удваивается при повышении температуры на каждые 10°C . Поэтому фотодиод закреплен на полупроводниковом холодильнике, который обеспечивает температуру -30°C при температуре окружающей среды $+20^{\circ}\text{C}$. Время выхода устройства на рабочий режим $\leq 0,5$ ч.

4.3. Наблюдения с ФЭУ-83 и фотодиодом

Спектрофотометр может работать в одном из двух режимов.

I режим. Системой, описанной выше, осуществляется сканирование изображения Солнца на щели спектрографа. При этом выходные щели, за которыми находятся ФЭУ и ФД, расположены в желаемых точках спектра (например, ФЭУ в центре линии $\text{HeI } \lambda 10830 \text{ \AA}$, а ФД в области непрерывного спектра вблизи нее).

Таким образом, в I режиме можно получить одновременно две карты одного участка Солнца в разных длинах волн.

II режим. На щели спектрографа устанавливается исследуемое место Солнца или параллельный пучок (при наблюдении Солнца как звезды). ФД стоит неподвижно в области непрерывного спектра, а ФЭУ перемещается по спектру шаговым двигателем.

В этом режиме можно получить спектр некоторой точки на Солнце или спектр Солнца как звезды с ФЭУ и исправить их за изменение прозрачности по наблюдениям с ФД.

При сканировании Солнца по щели спектрографа 1 шаг двигателя по α соответствует смещению изображения на $1''$, что для изображений Солнца 10, 20 и 30 см составляет соответственно 0,05; 0,1 и 0,2 мм. Шаг по δ равен $0''{,}25$.

Нормальная ширина щели спектрографа равна соответственно 0,07; 0,05 и 0,03 мм для $f = 30, 20$ и 10 м. На выходе спектрографа им соответствуют ширины щели 0,15; 0,10 и 0,07 мм. Дисперсия спектрографа в I порядке в камере $f = 16$ м равна $0,92 \text{ \AA}/\text{мм}$. Шаг двигателя, перемещающего ФЭУ вдоль спектра, равен 0,008 мм, или $0,00736 \text{ \AA}$. В I порядке решетки для приведенных выше ширин щели независимые измерения вдоль спектра получаются при съеме информации через 19, 12 и 8 шагов двигателя.

При наблюдениях линии $\text{HeI } \lambda 10830 \text{ \AA}$, ширина которой на уровне 0,5 интенсивности $\sim 1 \text{ \AA}$, а полная ширина $\sim 1,6 \text{ \AA}$, при $f = 20$ м имеем 11 и 17 независимых точек на полуширине и полной ширине соответственно.

Обычная схема сканирования карты (режим I) следующая.

Рабочее движение Солнца, при котором происходит съем информации, — с востока на запад, E–W. Причем информация снимается через каждый шаг шагового двигателя целостата ($1''$) и усредняется за весь интервал между точками съема информации, т.е. если мы хотим в скане длиной 20 мм иметь 40 точек съема информации, то при $R_{\odot} = 100$ мм (в 1 мм $10''$) интервал между точками съема информации $5''$ и в массиве данных каждое число будет средним из пяти отсчетов. Таким образом, при любом заданном разрешении мы получаем съем информации без скважности, если входная щель спектрографа вырезает на Солнце по ширине не меньше $1''$ (т.е. при $R_{\odot} = 100$ мм $s \geq 0,1$ мм).

После прохождения рабочего скана и записи информации в буфер файла происходит

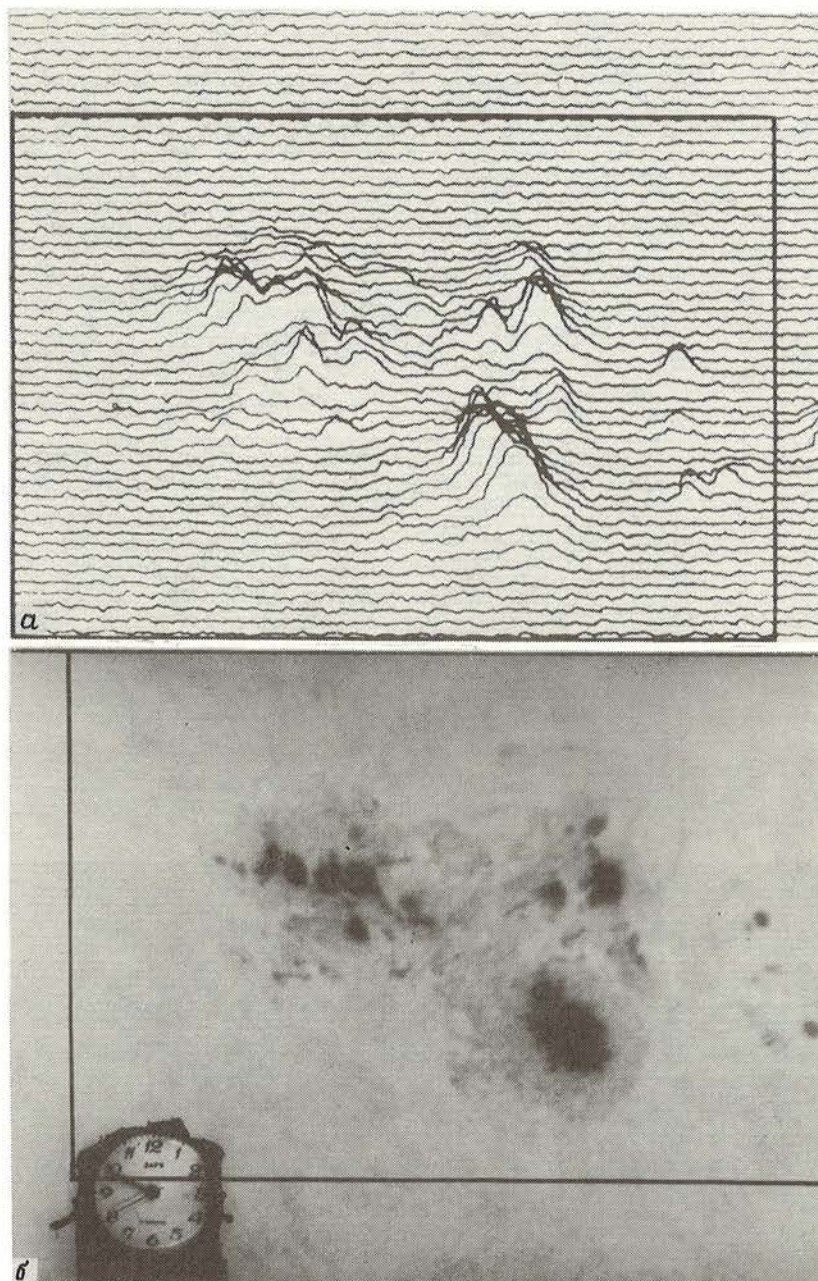


Рис. 6. Запись группы 5060 (NOAA/USAF) в линии HeI (a) и фотография в крыле H_{α} , 29.06.1988 (б)

движение по δ на расстояние, как правило, равное высоте щели и холостой ход по α в обратном направлении (W-E). Затем начинается новый скан. После последнего скана изображение Солнца возвращается в исходное положение.

Практически, с учетом обычного для БСТ-2 качества изображения, карты активных областей целесообразно записывать с разрешением $2'' \times 3''$, а большие области спокойного Солнца — с разрешением $5'' \times 5''$.

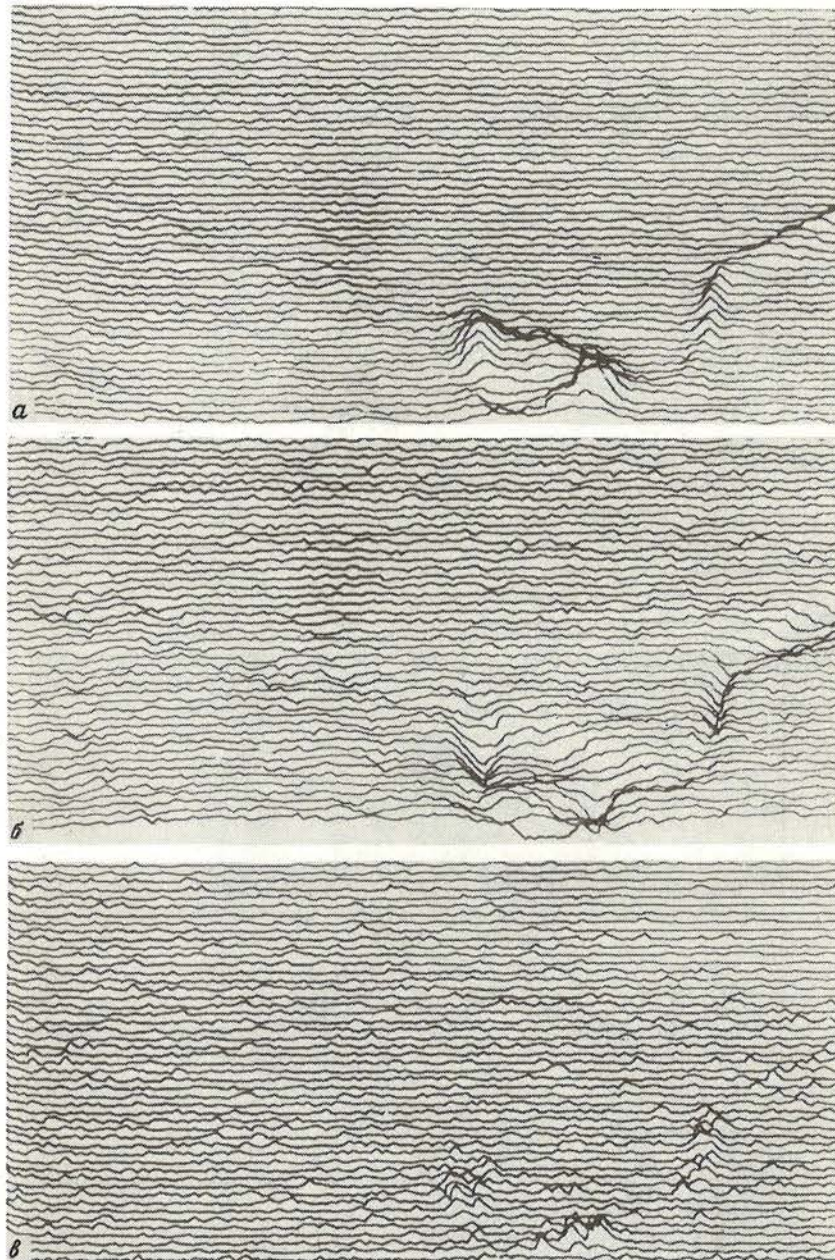


Рис. 7. Запись участка Солнца в линии He
a — в отсчетах прибора; *b* — учетом темного тока, *v* — контраст

Летом 1987 г. проводились пробные наблюдения с ФЭУ-83, а летом 1988 г., с апреля по сентябрь, проведена большая серия наблюдений с ФЭУ-83, часть из них по кооперативной программе Больших радиотелескопов (июль—август), а часть — по программе наземного сопровождения программы "ФОБОС" (август).

Всего получено 223 карты отдельных активных областей и больших участков Солнца.

Наиболее полные данные получены для группы 5060 (NOAA/USAF), проходившей

через центральный меридиан 1 июля 1988 г. Запись этой группы по сканам в линии HeI и фотография ее в крыле H_{α} приведены на рис. 6.

Программы, обеспечивающие проведение наблюдений с ФЭУ и ФД; запись и чтение их были написаны на языке Паскаль со вставками и Макроассемблере. Две программы обеспечивают проведение всех видов наблюдений. Они работают в диалоговом режиме. В результате одного сканирования карты создается два файла — файл начальных данных, необходимых для дальнейшей обработки, и файл результатов сканирования. Ограничение по числу точек в скане и числу сканов при записи карты 2000.

Практически одного гибкого диска хватает для записи карты половины солнечного диска с разрешением $2'' \times 3''$.

Обработка наблюдений, полученных с ФЭУ и ФД частично может проводиться на ЭВМ МЕРА-60.

Для построения карт и проведения на них изолиний используется ЭВМ ЕС-1033.

Для этого файлы с данными наблюдений переписываются с гибких дисков на магнитную ленту при помощи блока КАМАК МУНМЛ и магнитофона ИЗОТ-5003. После перекодировки данных на ЕС-1033 построение карт проводится с помощью стандартного пакета ЛИДА.

На ЭВМ МЕРА-60 обработка файлов с информацией ведется последовательно, по сканам.

Для этой обработки создана программа, включающая три основные процедуры.

1. Учет темнового тока и переход от отсчетов прибора к величинам, пропорциональным яркости. Для ФЭУ этот переход производится по формуле

$$I_i = (1/M_i - 1/M_T) K,$$

где M_i — отсчет прибора в i -й точке, M_T — отсчет прибора при закрытой щели спектрографа (темновой ток), K — коэффициент, задаваемый оператором с пульта, для перехода к числам типа INTEGER без потери точности. Для фотоиода $I_i = M_i - M_T$.

2. Переход от отсчетов прибора к значениям контраста. $R = \frac{M_i - M_{i-1}}{M_i + M_{i-1}}$, где M_i, M_{i-1} —

значения отсчетов прибора в i -й и $(i-1)$ -й точках. Эта программа позволяет выявить области пониженного контраста на картах, что дает возможность применить объективные методы поиска корональных дыр.

3. Создание файла, содержащего минимальные и максимальные значения в каждом скане обеих карт, и общие для каждой карты значения максимума и минимума. Эту программу можно применять как для исходного файла информации, так и для файлов, полученных двумя предыдущими процедурами.

На рис. 7 приведены записи на графопостроителе исходной a и обработанных b, c карт большого участка Солнца, включающего спокойную область (верхняя часть) и активную область (внизу) с мощным волокном (внизу справа).

Разработаны еще две программы для чтения и записи на графопостроителе спектров и карт.

4.4. Наблюдения с инфракрасным диссектором

Весной 1987 г. на телескопе БСТ-2 был установлен макет сканирующего спектрометра на базе диссектора ЛИ-608-1 с кислородно-серебряно-цезиевым фотокатодом, эффективный квантовый выход которого составляет 3% на элемент и с размером вырезающего отверстия ϕ 0,2 мм.

Описание диссекторного спектрометра, программное обеспечение системы управления и сбора информации подробно изложены в [2]. Отличием примененного нами прибора является отсутствие ЭОП и волоконной оптики. Оригинальное изображение спектра строится на фотокатод диссектора, а масштаб электронного изображения в плоскости выходной диафрагмы составляет 1 : 1,3.

Условия наблюдений были выбраны таким образом, что позволяли получить 256 элементов разрешения вдоль дисперсии с коэффициентом перекрытия 1,53 и 180 строк поперек дисперсии с разрешением 0,15 мм, так как число строк ограничивается величиной рабочей зоны фотокатода.

Определение разрешающей способности, счетных характеристик и отношения сигнал/шум для данного экземпляра диссектора осуществлялось непосредственно на телескопе. В качестве источника использовался непрерывный спектр Солнца как звезды, а рабочие параметры диссектора (ток фокусировки, ускоряющее напряжение, уровень дискриминации усилителя) определялись по МИРЕ.

Основные параметры ИК-диссектора приведены ниже.

Диапазон спектральной чувствительности, Å	-3500-11700
Диаметр фотокатода диссектора, мм	-25
Размер выходной диафрагмы, мм	-φ 0,15
Общее число элементов кадра	-256 × 180
Дисперсия (при дисперсии спектрографа во втором порядке решетки 0,83 Å/мм), Å/элемент	-0,072
Разрешение, элемент	-1
Число регистрируемых точек спектра	-1 ÷ 256
Время однократной экспозиции в элементе, мс	-0,06-32
Время одного сканирования 256 элементов строки, с	-0,015-8
Максимальное число непрерывных сканирований	-32 756
Число темновых импульсов при $t = 20^\circ \text{C}$, имп/(с · элем.)	-0,3 ÷ 0,5

Стабильность системы во времени и ее реакция на засветку постоянным источником света ("плоским полем") определялась по методике, изложенной в [2].

Из предварительных исследований диссектора ЛИ-608-1 с диаметром входной щели 0,2 мм и без охлаждения фотокатода оказалось, что максимальное отношение сигнал/шум составляет ~ 100 , а спектральное разрешение в инфракрасной области $\lambda/\Delta\lambda \approx \approx 70\,000$ при дисперсии во втором порядке решетки 0,83 Å/мм.

В июле-сентябре 1987 г. нами были проведены наблюдения на представленном выше инфракрасном диссекторе (без охлаждения) профиля линии NaI $\lambda 10830$ Å в спектре Солнца как звезды.

За время экспозиции в 70-90 скопилось от 15 000 до 25 000 световых импульсов в ИК-области спектра. На участке спектра в 14 Å регистрировалось 192 точки с коэффициентом перекрытия 1,53.

Для определения реакции системы на засветку плоским полем на фотокатод диссектора проектировался непрерывный спектр от лампы накаливания, которая устанавливалась в фиксированном положении перед щелью спектрографа. Для каждой конкретной установки параметров спектрографа, задаваемой непосредственно наблюдателем с терминала при наблюдениях спектра Солнца, мы получали кривые, которые отражают реакцию фотоприемного блока спектрометра на засветку постоянным источником света.

Всего нами было получено 25 спектрограмм Солнца как звезды в окрестности линии HeI $\lambda 10830$ Å и столько же кривых реакции на плоское поле с накоплением до 32 000 импульсов. Кроме того, в 192 точках регистрировался темновой ток системы за время экспозиции спектра.

4.5. Результаты наблюдений

На рис. 8 представлены результаты наблюдений за 07.09.1987 г. Кривая 1 соответствует участку спектра Солнца как звезды в области линии гелия $\lambda 10830$ Å, полученному с экспозицией 70 с, в течение которой накоплено 19 000 импульсов. Кривая 2 отражает этот же участок спектра, исправленный за темновой ток, освобожденный от реакции на засветку плоским полем и нормированный к среднему локальному

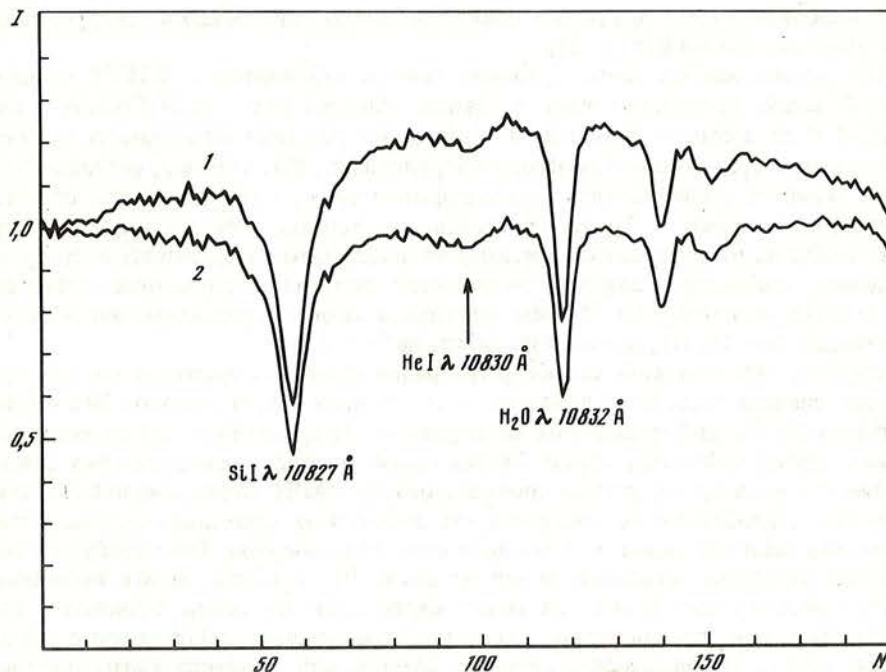


Рис. 8. Участок спектра в области линии He I λ 10830 Å по наблюдениям 07.09.1987
 I — интенсивность в относительных единицах, N — номер канала; число каналов 192 с коэффициентом перекрытия 1,53

континууму в области от λ 10824 до λ 10838 Å. Среднеквадратичная ошибка одного измерения составляет $\sim 1\%$.

Данные наблюдений профиля линии He I λ 10830 Å в спектре Солнца как звезды использованы в [3].

В настоящее время нами испытан новый образец инфракрасного диссектора ЛИ-620-14 с диафрагмой $0,02 \times 0,4$ мм и максимумом чувствительности на длине волны 9 600 Å. Разработан макет компрессионной системы охлаждения фотокатода диссектора.

В результате испытаний нового образца диссектора с охлаждением мы получили величину спектрального разрешения $\lambda/\Delta\lambda \sim 300\,000 \div 500\,000$, а отношение сигнал/шум ~ 400 .

5. Заключение

На базе УВК КАМАК-МЕРА-60 был создан макет универсального спектрофотометра с несколькими видами фотоприемников. Был использован диссектор, а также разработаны и собраны схемы на базе фотоприемников ФЭУ-83 и фотодиода. Работа с этими системами позволяет сделать некоторые выводы и дать предложения о путях создания автономного спектрофотометра, которым можно было бы оснастить стандартные телескопы АЦУ-5 с целью получения карт яркости Солнца в разных длинах волн в реальном времени.

Остановимся последовательно на каждом приборе.

Преимуществом диссектора является его квазимногоканальность, позволяющая практически одновременно получать некоторый участок спектра. Исследованный нами экземпляр ИК-диссектора со щелью $0,02 \times 0,4$ мм позволяет получить спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda \sim 500\,000$ и отношение сигнал/шум ~ 400 при условии его охлаждения. Эти характеристики, а также новая, более удобная система юстировки диссектора

позволят использовать его для записи спектров Солнца как звезды и спектров отдельных активных образований на Солнце.

Из всех исследованных нами приборов только наблюдения с ФЭУ-83 позволили получить большое количество карт активных областей и участков Солнца в линии $\text{HeI } \lambda 10830 \text{ \AA}$ за время от 3 мин до 1 ч. Показана реальная возможность получения карт с помощью сравнительно простого оборудования. Но, конечно, сделанный нами макет не является универсальным спектрофотометром, который можно ставить на любой солнечный телескоп. Требуется усовершенствование всех его узлов, а именно: для того чтобы на используемом телескопе не надо было переделывать систему часового ведения, необходимо создание автономной системы сканирования изображения Солнца на щели спектрографа. Причем желательна скорость сканирования, в несколько раз большая (до 10 раз), чем имеется сейчас на БСТ-2.

Недостатком используемой схемы регистрации фототока является то, что время регистрации сигнала зависит от величины этого сигнала, т.е. от яркости. Это накладывает ограничения на выбор системы сканирования (должны быть дискретные шаги) и удлиняет время получения карты. Запись одного отсчета темнового тока занимает ~ 30 000 мкс, а если бы мы регистрировали фототок с АЦП, то это заняло бы ~ 30 мкс.

Некоторые неудобства и неопределенность вносит использованная система установки центра спектральной линии на выходную щель спектрографа. Здесь требуется введение системы контроля установки линии на щели. Что касается записи информации, то одного гибкого диска хватает на запись карты лишь половины солнечного диска, после чего надо или ставить новый диск, или переписывать информацию с диска на магнитную ленту. Использование внешней памяти или драйвера магнитной ленты (а не блока МУНМЛ КАМАК, как это сделано у нас) помогло бы сократить время.

В осуществленной нами схеме не решен вопрос о контроле прозрачности атмосферы в режиме записи карты. При переходе на систему сканирования, не связанную с целостным зеркалом, можно было бы создать оптический путь независимого пучка от центра Солнца или от всего Солнца: для учета прозрачности. Переход на несколько приемников позволит получать карты одновременно в нескольких точках спектра. Для наблюдения спектра тем не менее схема с использованием одного или нескольких ФЭУ непригодна.

Таким образом, два прибора — ФЭУ и диссектор — позволяют получать карты Солнца и спектр Солнца как звезды даже в современном виде. Дальнейшее усовершенствование позволит превратить их в универсальный спектрофотометр, который с небольшой ЭВМ типа МЭРА-60 или персональной ЭВМ сможет быть установлен на телескопе типа АЦУ-5.

Что касается наиболее современных многоэлементных приемников типа ПЗС-линеек или ПЗС-матриц, то первое необходимое условие их использования — это наличие ЭВМ, память которой на 2–3 порядка больше, чем память МЭРЫ-60 при значительно большем быстродействии. Но и в этом случае преимущества советских многоэлементных приемников перед ФЭУ не очевидны, так как получение фотометрической точности порядка 0,1% с ними является сложной технической задачей, положительное решение которой весьма проблематично.

Авторы выражают искреннюю благодарность М.Б. Огирь за предоставление фотографии в H_α , И.П. Залесову и И.В. Блиновой за помощь при разработке программ, Л.С. Голополосовой и А.В. Шумко за помощь в оформлении статьи, Л.Ф. Бежко за разработку механических систем спектрофотометра с ФЭУ-83.

Ноябрь 1988 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шербаков А.Г., Шербакова З.А. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1983. Т. 68. С. 39–56.
2. Букач А.Б., Ильин И.В., Тарасов А.Е., Шербаков А.Г. // Там же. 1987. Т. 76. С. 192–200.
3. Шербаков А.Г., Шербакова З.А., Туоминен И., Рыбанский М., Рушин В. // Тр. XIII консультатив. совещ. по физике Солнца. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1989. Т. 2. С. 51–57.

ФАЗОСДВИГАТЕЛИ ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ ДЛЯ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ПОЛЯРИМЕТРОВ

А.В. Брунс, О.П. Голландский

Рассматриваются оптические свойства двух типов ахроматических четвертьволновых фазосдвигающих элементов (ФСЭ) полного внутреннего отражения: ФСЭ с параллельным ходом входящего и выходящего лучей (в частности, ромб Френеля) и ФСЭ с отклоняющимся выходящим лучом (в частности, ромб Муни). Показано, что при работе с пучками непараллельных лучей в отличие от ФСЭ первого типа у ФСЭ второго типа существенно меньше расхождение между сдвигами фаз осевого луча пучка и его периферийными лучами, ограниченными апертурой. Поэтому ФСЭ второго типа могут с большим успехом применяться в светосильных поляриметрах.

TOTAL INTERNAL REFLECTION PHASE SHIFTERS FOR ASTRONOMICAL POLARIMETERS, by A. V. Bruns and O. P. Gollandsky. We considered optical properties of total reflection phase shifting elements (PSE) of two types: PSEI with a parallel run of in and outcoming rays (Fresnel romb, particularly) and PSEII with a declining outcoming ray (Mooney romb, particularly). It is shown that, if dealing with nonparallel rays, the divergence between the phase shifts of the axial ray and marginal rays bounded by the aperture is much less than in the PSEI. Therefore the PSEII is more advantageous in astronomical polarimeters with a large light power.

1. Как известно, в астрономических поляриметрах используются фазовые пластинки, в частности пластинки в четверть волны. Последние необходимы, чтобы отличать эллиптически поляризованный свет от частично поляризованного, а циркулярно поляризованный свет от естественного (неполяризованного). Сведения такого рода несут важную астрофизическую информацию, так как позволяют делать выводы о механизме свечения наблюдаемых объектов. Они необходимы также для выявления источников инструментальной поляризации. Обычно фазовые пластинки изготавливаются из двоякопреломляющего материала, и их существенным недостатком является то, что они не ахроматичны. Сдвиг фаз у них между необыкновенным и обыкновенным лучами определяется из равенства $\delta = 2\pi bd/\lambda$, где $b = n_e - n_o$ — разность показателей преломления необыкновенного и обыкновенного лучей, d — толщина пластинки, λ — длина волны. Поэтому толщина фазовой пластинки рассчитывается на определенное значение λ . Практически же пластинка может работать в некотором узком диапазоне длин волн (несколько ангстремов).

Кроме того, при работе в значительно меняющихся тепловых условиях (например, на спутниках при переходе от освещенной стороны Земли к неосвещенной или при наземных наблюдениях в разные сезоны года) термическое изменение толщины пластинки d может также существенно изменить сдвиг фаз, а с ним и рабочий диапазон λ .

Для получения ахроматизма в достаточно широком диапазоне рассчитывается комбинация из нескольких пластинок. Для сдвига фаз (четверть волны), например, предлагаются расчеты комбинации из пяти пластинок [1], девяти пластинок [2]. Но увеличение числа пластинок, улучшая, с одной стороны, ахроматизм системы, с другой стороны, увеличивает термическое изменение сдвига фаз.

В силу сказанного предпочтительней применять в астрономических поляриметрах фазосдвигающие элементы (ФСЭ), сдвиг фаз у которых обусловлен не двойным лучепреломлением, а другим физическим явлением, где зависимость от λ слабее. К таким явлениям относится полное внутреннее отражение на границе между оптически более плотной и менее плотной средами (например, стекло—воздух). В этом случае сдвиг фаз образуется между компонентами электрического вектора светового луча, одна из которых параллельна, а другая перпендикулярна плоскости падения. Он не зависит явно от λ , а зависит от показателя преломления и угла падения луча.

Сдвиг фаз при одном отражении вычисляется по формуле [3]

$$\operatorname{tg}(\delta/2) = \cos\alpha \sqrt{\sin^2\alpha - n^2} / \sin\alpha, \quad (1)$$

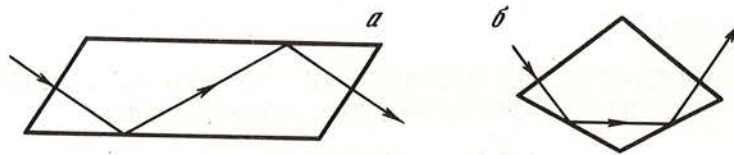


Рис. 1. Ход лучей у ФСЭ
a – z-образный; *б* – трапециевидный

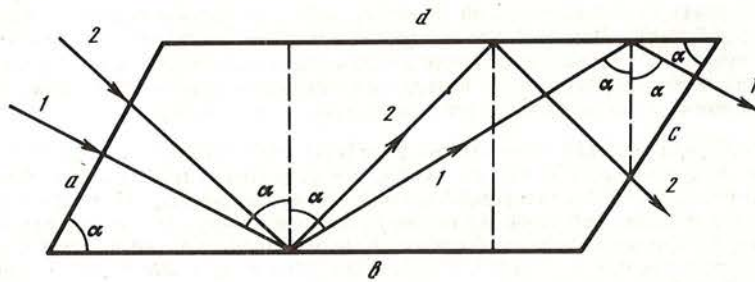


Рис. 2. Относительное расположение нормально падающего и отклоненного от нормали лучей у ФСЭ типа (*a*)

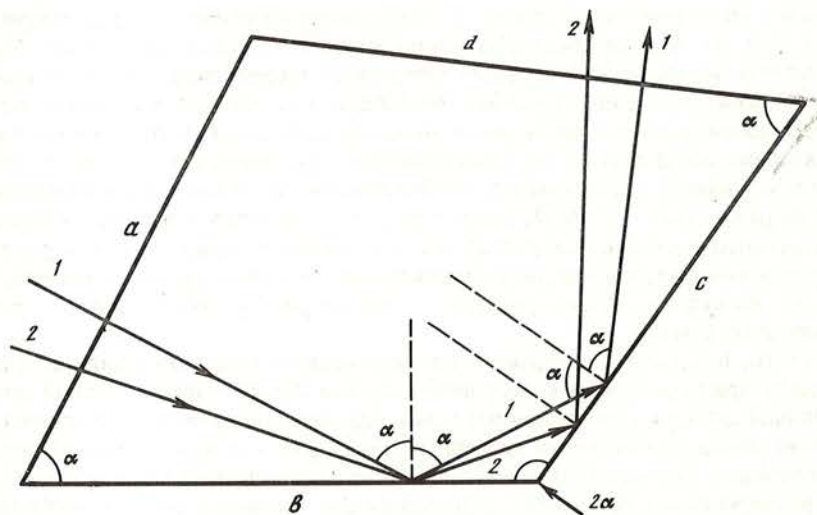


Рис. 3. Относительное расположение нормально падающего и отклоненного от нормали лучей у ФСЭ типа (*б*)

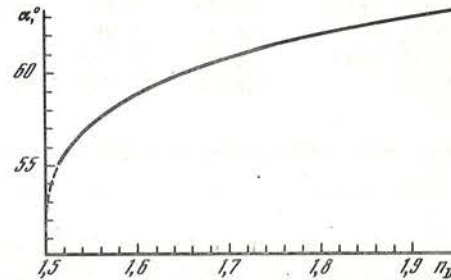
где через α обозначен угол падения, а через n обозначена обратная величина показателя преломления ФСЭ (относительно воздуха или вакуума).

При обычно используемых в оптических приборах технических стеклах, для того чтобы набрать сдвиг фаз $\lambda/4$, одного отражения недостаточно. Поэтому применяют ФСЭ с 2–4 полными внутренними отражениями. Такого рода ФСЭ можно разделить на два типа: *a* – Z-образным и *б* – с трапециевидным ходом лучей.

У типа *a* отражающие поверхности параллельны, причем входящий и выходящий лучи также параллельны друг другу, как это показано на схеме (рис. 1, *a*). У типа *б* отражающие поверхности пересекаются под некоторым углом, а входящий и выходящий лучи образуют угол меньше π (рис. 1, *б*).

2. К типу *a* ФСЭ с полным внутренним отражением относится ромб Френеля, на оптических свойствах которого остановимся. Как показано на рис. 2, луч, нормальный к его рабочей грани *a*, падает на грань *b* и отражается от нее под углом α , затем падает и отражается под тем же углом α от грани *d* и выходит нормально к грани *c* со сдвигом фаз 2δ согласно (1) (у ромба с четырьмя отражениями сдвиг фаз будет 4δ). Однако ромб Френеля обладает недостатком, который проявляет себя при работе с расходящимися пучками лучей. Это имеет место в астрономических светоприемниках, свет в которые поступает внутри некоторой апертуры. Действительно, на рис. 2 видно, что луч 2, отклоненный от нормально падающего луча I^1 , после второго отражения находится по ту же сторону от него, что и при первом отражении. Поэтому отличные от $\lambda/4$ сдвиги фаз у луча 2 при первом и втором отражениях, очевидно, не могут компенсировать друг друга.

Рис. 4. Зависимость угла α , при котором достигается разность фаз $\delta/2 = \pi/4$, от показателя преломления n_D (в D-линии натрия). График обрывается при $n_D \lesssim 1,4966$, так как уже нет соответствующих этой разности фаз значений α



В силу этого представляется предпочтительней ФСЭ типа *b*, где такая компенсация возможна, что будет показано ниже.

3. Рассмотрим теперь ФСЭ типа *b*. Он представляет собой прямую призму из стекла, основанием которой служит четырехугольник (рис. 3). Соотношение между углами этого четырехугольника зависит от показателя преломления стекла. В частном случае это может быть ромб, известный в этом случае как ромб Муни [4].

ФСЭ типа *b* устроен следующим образом (см. рис. 3). Его боковая грань *b* срезается по отношению к грани *d* под некоторым углом α , рассчитываемым из условия, чтобы при данном показателе преломления луч *I*, падая нормально на грань *a*, отразившись затем от граней *b* и *c* под тем же углом и выйдя через грань *d* нормально к ней, имел сдвиг фаз $\lambda/4$. Из этого условия следует, что угол между гранями *b* и *c* должен быть равен 2α , а угол между гранями *c* и *d* должен быть равен α . Из него же следует, что угол между падающим на ФСЭ и выходящим из него лучами

$$\varphi = 4\alpha - \pi. \quad (2)$$

Угол α вычисляем при заданном n (т.е. для данного сорта стекла) по формуле (1), положив $\delta = \pi/4$.

Для ряда распространенных сортов стекла [5] в таблице приводим вычисленные по формулам (1), (2) значения углов α и φ . Заметим, что из (1) получается квадратное уравнение относительно α , дающее два корня. Но мы брали больший из них, обеспечивающий большее значение φ . Приводится также график зависимости угла α от показателя преломления n_D , построенный по данным таблицы (рис. 4).

В отличие от ромба Френеля, как это видно на рис. 3, у ФСЭ типа *b* луч 2, отклоненный от нормально падающего луча *I*, после первого и второго отражений находится по разные стороны от луча *I*. Этим обеспечивается компенсация сдвига фаз, поскольку функция $\text{tg}_2^{\delta} = f(\alpha)$, выражаемая формулой (1), монотонна в интервале углов паде-

¹ При вхождении этого луча внутрь, в более плотную среду, отклонение его от нормального может только уменьшиться.

Стекло	n_D	α	φ	Стекло	n_D	α	φ
К8	1,5163	55° 11,5'	40° 44'	ТФ1, Ф101	1,6475	59° 48,5'	59° 14'
КФ4	1,5181	55 19	41 16	ОФ4	1,6505	59 51	59 24
ОФ1, ОФ101	1,5294	56 03,7	44 15	ТК21, ТК121	1,6568	59 59	59 56
БК6, БК106	1,5399	56 37	46 28	БФ16	1,6709	60 14	60 56
БК8, БК108	1,5467	56 56	47 44	ТФ8, ТФ108	1,6893	60 32	62 08
БК10, БК110	1,5688	57 48	51 12	ТФ3, ТФ103	1,7172	60 58	63 50
ТК2, ТК102	1,5724	57 55	51 40	ТФ7	1,7280	61 06	64 24
ЛФ5, ЛФ105	1,5749	58 00	52 00	ТФ4, ТФ104	1,7398	61 16	65 04
ТК16, ТК116	1,6126	59 03	56 12	ТФ5, ТФ105	1,7550	61 26	65 44
ТК14, ТК114	1,6130	59 03,7	56 15	ТФ10, ТФ110	1,8060	62 00	68 00
Ф1, Ф101	1,6138	59 05	56 20	ТБФ9	1,8083	62 01,5	68 06
ТК20, ТК120	1,6220	59 16	57 04	СТФ2	1,9441	63 07	72 28
Ф104	1,6247	59 20	57 20	СТФ1	2,0361	63 39	74 36
БФ12, БФ112	1,6269	59 21,6	57 26	СТФ11	2,0557	63 45	75 00
БФ24	1,6344	59 32,6	58 10	СТФ3	2,1696	63 55	75 40

n_d — показатель преломления в D-линии натрия.

ния, заключенном между $\alpha_0 = \pi/2$, где $f(\alpha_0) = 0$, и $\alpha_{\max} = \arcsin [2n^2/(1+n^2)]^{1/2}$, где $f(\alpha_{\max}) = \delta_{\max}/2 = \arcsin [(1-n^2)/2n]$.

Как показывают оценки на основании данных таблицы, для стекол с показателем преломления порядка 1,6 и больше разность между α , дающим сдвиг фаз $\lambda/4$, и α_{\max} достаточно велика ($> 10^\circ$), так что она допускает сравнительно большую апертуру входящего пучка.

4. Нами был изготовлен четвертьволновой ФСЭ из стекла ТФ 108 [5] с показателем преломления в D-линии натрия ($\lambda 5886 \text{ \AA}$) $n_D = 1,6893$, чем соответствует обратная величина $n = 0,5920$. Значение α , обеспечивающее разность фаз $\lambda/4$ при двух отражениях, согласно (1) равно $60^\circ 32'$. Соответствующее данному значению $n \alpha_{\max} = 46^\circ 05'$. Согласно (2) угол $\varphi = 4 \times 60^\circ 32' - 180^\circ = 62^\circ 08'$.

Допустим теперь, что на ФСЭ падает пучок лучей с апертурой $3^\circ (1/10)$, тогда для крайних ее лучей падения будем иметь $\alpha_2 = 63^\circ 32'$ и $\alpha_2' = 57^\circ 32'$. Согласно (1) при двух отражениях для этих лучей получим (как справа так и слева от луча I) $\delta_2 + \delta_2' = 92^\circ 16'$.

Если же на ромб Френеля падает пучок лучей с такой же апертурой, то для $\alpha_2 = 63^\circ 32'$ получим $2\delta_2 = 84^\circ 0'$ (!), а для $\alpha_2' = 57^\circ 32'$ найдем $2\delta_2' = 100^\circ 16'$ (!). Такая асимметрия результатов обусловлена нелинейной зависимостью $\text{tg}^2 \delta/2$ от α в выражении (1).

Таким образом, ФСЭ типа б обладает существенным преимуществом перед ФСЭ типа а и может с успехом применяться в светосильных астрономических поляриметрах.

Ноябрь 1988 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кучеров А.В. // Кинематика и физика небес. тел. 1986. Т. 2, № 1. С. 82–87.
2. Title A.M. // Appl. Opt. 1975. Vol. 14. P. 229–237.
4. Бори М., Вольф Э. // Основы оптики. М.: Наука, 1970. С. 75.
4. Kitchin C.R. // Astrophys. Techn. 1984. Vol. 52. P. 332.
5. Справочник конструктора оптико-механических приборов. Л.: Машиностроение, 1980. 760 с.

СВЕТОСИЛЬНАЯ ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Г.М. Попов

Рассмотрены светосильные системы кассегреновского типа с двухлинзовым корректором и линзой поля. Показано, что существует зависимость между светосилой и показателем преломления стекла линз. Системы могут иметь относительное отверстие до $f'/1,25 - f'/1,5$ при поле зрения 16° и удобном наружном расположении фокальной поверхности.

FAST-SPEED MIRROR-LENS OPTICAL SYSTEM, by G.M. Popov. Fast-speed cassegrainian systems with two-lens compensator and field lens are discussed. It is shown that there exists a dependence of speed of these systems on refractive index of glass of the lenses. The systems have speed up to $f'/1,25 - f'/1,5$ and the field of view is about 16° . The focal plane is conveniently situated from the outside of the systems. The system is advantageous for the focal plane is situated outside the system.

В настоящее время существует острая потребность в светосильных объективах со значительным плоским полем зрения и удобным положением фокальной поверхности. Ряд подобных систем был описан в литературе [1–4]. Эти системы необходимы как камеры спектрографов для изучения метеоров, комет, ИСЗ, полярных сияний, зодиакального света. Однако существующие системы имеют ряд недостатков. Линзовые объективы большой светосилы громоздки и имеют много линз, следовательно, обладают большим поглощением и светорассеиванием [2]. Зеркально-линзовая система Максудова типа "менисковый Кассегрен" [3, 5] имеет много достоинств и преимуществ перед традиционными системами Шмидта и ее модификациями: она имеет все поверхности сферической формы и проще в изготовлении. Недостаток системы "менисковый Кассегрен" — малое относительное отверстие, обычно не превышающее 1:2, что недостаточно для многих работ. Системы Винне [4], предназначенные для применения в качестве камер светосильных спектрографов, обладают aberrациями астигматизма и хроматизма увеличения, что не позволяет применять их для регистрации объектов в широкой области спектра.

Чисто зеркальные системы, например системы из двух зеркал [2], имеют большие габариты, так как размеры одного из зеркал значительно превышают диаметр входного отверстия. Например, в системе Боуэна диаметр вторичного зеркала более чем в 4 раза превосходит диаметр входного отверстия; кроме того, поле зрения этой системы искривлено. Другая система из двух зеркал — система Шварцшильда–Винне [2] — также имеет большое вторичное зеркало, диаметр которого значительно превышает диа-

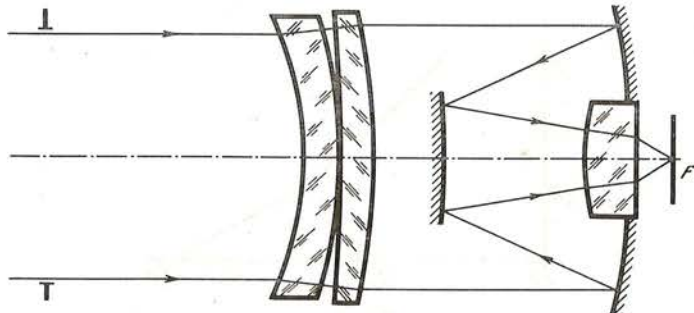


Рис. 1

метр отверстия; к тому же ее поверхности имеют асферическую форму, трудную в изготовлении. Системы из трех зеркал [2], как правило, имеют труднодоступное положение фокальной поверхности — она внутри системы. Системы из четырех зеркал либо имеют искривленное поле зрения, либо содержат две или более асферических поверхности [2]. Мы покажем, что можно рассчитать зеркально-линзовую систему (рис. 1) сравнительно

простой конструкции, содержащую линзы из отечественных стекол, не имеющую асферических поверхностей; ее относительное отверстие доходит до 1:1,25 при плоском поле зрения диаметром свыше 15° . Фокальная поверхность находится за пределами системы и легко доступна, что позволяет применять громоздкие светоприемники (ЭОП, телевизионную аппаратуру).

1. Методика расчета

Расчеты системы выполнялись на ЭВМ с помощью оптимизирующей программы, описанной в [6]. В качестве исходных параметров использовались данные из [4, с. 409, табл. 2] с заменой стекла UBK7 на отечественные стекла. Были изучены системы, имеющие линзы из стекла К8, ТК16 и СТК9, причем в каждой из рассматривавшихся систем применялись стекла только одной марки. Вычисления показали, что входное отверстие (апертурную диафрагму) целесообразно поместить перед системой в плоскости, примерно проходящей через центр кривизны первой поверхности с целью уменьшения полевых aberrаций. При использовании системы в качестве камеры спектрографа на месте апертурной диафрагмы может располагаться дисперсионный элемент (дифракционная решетка, призма). В системе исправлялись следующие aberrации: 1) хроматизм положения; 2) сферическая и сферохроматическая aberrация; 3) кома; 4) астigmatизм; 5) кривизна поля. Расчет одного варианта системы занимал 2–3 мин времени на ЭВМ ЕС 1033.

2. Результаты расчетов

Расчеты показали, что, задавая диаметр отверстия системы 100 мм и пятно наименьшего рассеяния на оси диаметром около 0,02 мм, можно установить зависимость относительного отверстия системы A (или обратной ей величины $V = 1/A$) от показателя преломления линз системы n (рис. 2). Из рис. 2 очевидно, что применение стекол с большим показателем преломления n приводит к повышению светосилы системы при практически одинаковых aberrациях. Поэтому при необходимости рассчитать систему с максимально возможной светосилой следует использовать стекла с большими показателями преломления (тяжелые и сверхтяжелые кроны, тяжелые флинты), если только нет противопоказаний к этому.

Расчеты показали, что величина остаточного хроматизма увеличения зависит от положения линзы поля: хроматизм увеличения достигает минимального значения, если линза поля расположена вплотную к изображению (параметры линзы не изменяются). В то же

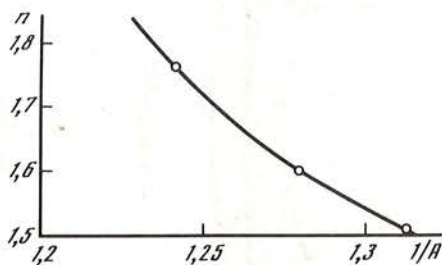


Рис. 2

время положение линзы поля влияет и на светосилу системы, а именно: удаление линзы поля от плоскости изображения позволяет увеличить относительное отверстие системы при заданном допуске на aberrации. Разумеется, нельзя сильно отодвигать линзу поля от плоскости изображения во избежание виньетирования пучка, отраженного от главного зеркала; можно считать, что максимальное расстояние линзы поля от плоскости изо-

Таблица 1

r , мм	d , мм	n
		1,0
-197,448	20,0	1,6126(ТК16)
-345,815	0,0	1,0
-738,746	15	1,6126(ТК16)
-313,486	252,866	1,0
-396,0	-111,0	-1,0
-602,182	120	1,0
225	10,0	1,6126 (ТК16)
∞		1,0

$D = 180$ мм; $f' = 260$ мм; $s' = 0$, $A = 1:1,45$;
угол поля $2\omega = 16^\circ$ (поле плоское).

Таблица 2

r , мм	d , мм	n
-197,336		1,0
	20,0	1,7424 (СТК9)
-250,664	0,0	1,0
-1301,06	20,0	1,7424 (СТК9)
-642,356	152,845	1,0
-396,0	-110,0	-1,0
-640,0	80,0	1,0
225,0	30,0	1,7424 (СТК9)
∞		1,0

$D = 180$ мм; $f' = 226$ мм; $s' = 22$ мм,
 $A = 1:1,25$ угол поля $2\omega = 16^\circ$ (поле плоское).

бражения s' составляет 8–10% от эквивалентного фокусного расстояния системы. Таким образом, можно при заданном допуске на aberrации либо рассчитать систему с минимальным хроматизмом увеличения, позволяющую работать в широкой области спектра, либо рассчитать более светосильную систему, но имеющую заметный хроматизм увеличения. Впрочем, для многих работ (фотографирование в монохроматических лучах, камеры спектрографов) хроматизм увеличения не является помехой. Приведем примеры систем обоих типов. Параметры системы № 1 даны в табл. 1. Система имеет минимальный хроматизм увеличения.

Здесь r -радиусы кривизны поверхностей системы (все поверхности сферические), d – расстояния между вершинами поверхностей, n – показатели преломления, D – диаметр отверстия, f' – фокусное расстояние, s' – задний отрезок (расстояние от последней поверхности системы до фокальной поверхности), A – относительное отверстие. Характерной особенностью системы является то, что фокальная поверхность совмещена с последней (плоской) поверхностью линзы поля и является прижимным стеклом при фотографировании на фотопленку. При использовании светоприемника с защитным плоскопараллельным стеклом (например, ЭОП) линза поля может быть наклеена на него, с тем чтобы общая толщина склеенной линзы равнялась расчетной, т.е. 10 мм. (При этом предполагается, что защитное стекло изготовлено из стекла марки ТК16.)

Система рассчитана для видимой области спектра; размеры пятна наименьшего рассеяния не превышают 0,02 мм на оси и около 0,03 мм по полю. Хроматизм увеличения в области $\lambda 486$ –656 нм равен 0,03 мм на краю поля. Апертурная диафрагма находится в центре кривизны первой поверхности и служит входным зрачком. Недостатком системы является большая длина и положение фокальной поверхности на полевой линзе, что препятствует применению твердотельных светоприемников (ПЗС-матриц). Приведем пример системы и со значительным задним отрезком s' , и более компактной; недостатком ее является хроматизм увеличения, поэтому ее применение ограничено (табл. 2).

Диаметр пятна рассеяния на оси 0,02 мм; по полю около 0,055 мм. Хроматизм увеличения на краю поля для $\lambda 486$ –656 нм не превышает 0,19 мм. Длина системы приблизительно на 100 мм меньше, нежели первой (табл. 1). Вторичное зеркало может быть закреплено на второй линзе, что позволяет избавиться от растяжек. Aberrации обеих систем слабо зависят от λ , что позволяет применять их в широкой области спектра – от инфракрасной до ультрафиолетовой. Применение более тяжелого стекла, как следует из рис. 2, позволило бы увеличить светосилу при сохранении качества

коррекции аберраций. Однако, к сожалению, существующие стекла (сверхтяжелые кроны и тяжелые флинты) обладают большим поглощением света и их применение нерационально при значительной толщине стекла.

Заметим, что в системе, параметры которой даны в табл. 2, можно заменить стекло СТК9 синтетическим сапфиром, что позволит работать и в ультрафиолетовой области спектра.

Автор признателен В.И. Пронику и В.М. Можжерину за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Михельсон Н.Н.* Оптические телескопы: Теория и конструкция. М., 1976. 510 с.
2. *Попов Г.М.* Современная астрономическая оптика. М.: Наука, 1988. 190 с.
3. *Wynde C.G.* // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1971. Vol. 153. P. 261–277.
4. *Wynde C.G.* // *Ibid.* 1972. Vol. 157. P. 403–418.
5. *Попов Г.М.* // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1967. Т. 36. С. 281–288.
6. *Попов Г.М.* // *Там же.* 1986. Т. 74. С. 161–171.

ХРОНИКА

В 1988 г. в обсерватории проводились совещания, семинары, конференции различного масштаба.

В апреле здесь проходил семинар секции "Солнце" (школа наблюдателей). В течение недели участники семинара знакомились с новыми методами и приборами для исследований физической природы Солнца. В мае проведено совещание рабочей группы "Активное Солнце". В июле, с 15 по 25, работала первая Всесоюзная школа наблюдателей и ловцов комет, организованная Всесоюзным астрономо-геодезическим обществом, Киевским университетом и Крымской астрофизической обсерваторией. В начале октября состоялись XX конференция "Радиофизические исследования Солнечной системы" и заседание Научного совета АН СССР по проблеме "Радиоастрономия". Во второй половине октября проведен семинар по физике солнечной плазмы. В декабре состоялось совещание рабочей группы "Телескопы".

Сотрудники обсерватории принимали участие в работе многих научных совещаний, конференций: совещания "Современное состояние и проблемы развития в СССР классических направлений астрономии" (Пулково); III Пленума ЦС ВАГО и конференции, посвященной 100-летию Нижегородского кружка любителей физики и астрономии (Горький); совещания в Киеве по протозвездным дискам и биполярным источникам; совещания по наземным наблюдениям Марса и его спутников по программе "Фобос" (Пулково); конференция "Динамика малых планет, комет и спутников" (Вологда); XIII регионального консультативного совещания КАПГ по физике Солнца, проходившего в Одессе; совещания по моделированию ядер активных галактик (Алма-Ата); совещания участников многостороннего сотрудничества социалистических стран по проблеме "Физика и эволюция звезд" (Суздаль) и других совещаний по научным и научно-организационным вопросам.

Сотрудники обсерватории выезжали за границу для участия в международных совещаниях, конференциях, симпозиумах, для выполнения совместных работ и т.д.

В марте А.В. Брунс был командирован в Швейцарию и Францию для согласования деталей эксперимента ИФФР по программе "Фобос".

Н.В. Стещенко в конце марта был в ГДР на совещании по вопросу создания объединенной обсерватории социалистических стран.

А.Г. Косовичев в течение полугодия (март—сентябрь) находился в Англии, где в Институте Кембриджского университета проводил теоретические исследования в области гелиосейсмологии.

М.Б. Огирь в апреле выезжала в Чехословакию для продолжения совместной работы по изучению солнечных вспышек.

В апреле—мае Н.С. Чуваева вела в Чехословакии совместную работу по изучению Ар-звезд.

В течение месяца (апрель—май) А.Г. Щербаков находился в Финляндии, в обсерватории Хельсинкского университета, продолжая совместные исследования Ве-звезд.

В мае А.А. Степанян участвовал в работе международного совещания "Пограничные объекты в астрофизике и физике частиц", которое проходило в Италии.

И.Г. Моисеев и Н.С. Нестеров в конце мая в Финляндии участвовали в работе финско-советского симпозиума по радиоастрономии.

В июне Е.П. Павленко выезжала в Польшу, где продолжала совместную работу по фотометрии переменных звезд.

П.П. Петров в июне был в Болгарии на совещании по результатам исследований Галактики.

В связи с очередной сессией Генеральной Ассамблеи МАС в США проводились сопутствующие этой сессии симпозиумы и коллоквиумы, в работе которых участвовали сотрудники обсерватории. В июле Ю.С. Ефимов участвовал в работе симпозиума № 135 "Межзвездная пыль". И.С. Саванов был делегатом Генеральной Ассамблеи. Н.В. Стещенко принял участие в работе коллоквиума № 112 "Световые и радиопомехи и загрязнение космоса". Р.Е. Гершберг, В.П. Гринин, Н.Н. Степанян и Н.И. Шаховская были участниками 104-го коллоквиума "Солнечные и звездные вспышки". В.И. Проник был в США на международном симпозиуме "Активные ядра галактик".

По приглашению Венгерского астрономического общества В.М. Можжерин в сентябре выезжал в Венгрию для участия в Международной конференции по астрофотографии.

А.В. Степанов в сентябре участвовал во 2-м заседании международной рабочей группы "Импульсные вспышки" (США).

В сентябре С.И. Гопасюк по приглашению Белградского института астрономии был в Югославии для чтения лекций.

П.П. Петров в октябре—ноябре выезжал в Финляндию для обсуждения совместных работ и в Швецию, где участвовал в работе конференции "Образование звезд и космогония".

В ноябре после полугодового пребывания на Кубе возвратился Ю.Ф. Юровский.

В.П. Маланушенко и Н.С. Чуваева в декабре участвовали в Международном совещании по астросейсмологии, которое проходило в Австрии.

С.И. Гопасюк в декабре выезжал в Египет в составе научной делегации.

И.В. Ильин в декабре поехал на 2 месяца в Финляндию для выполнения совместной работы. Е.А. Ефанов и Ю.В. Каплин в декабре выезжали в ГДР для обсуждения совместных проектов внеатмосферных исследований.

Как и в предыдущие годы, в обсерватории в этом году побывали многие зарубежные ученые и специалисты для ознакомления с оборудованием, тематикой исследований, их результатами, для наблюдений на больших телескопах, выполнения и обсуждения совместных работ, стажировки.

В конце января с кратковременным визитом приезжала Ф. Миллье (Франция) в связи с подготовкой проекта ИФИР. В марте для ознакомления с обсерваторией побывал К. Вийе, а Чуа Ч.Т. (оба из Франции) приезжал для обсуждения результатов наблюдений на "Астроне". В марте, сентябре и октябре для обсуждения организации совместных внеатмосферных исследований УФ-спектров звезд в обсерватории были Г. Хильдебрандт, Х. Бекер-Росс, С. Флорак, Э. Желванова, В. Шенайх (ГДР). В начале мая Ли Сан Зи, Ним Ен Ух и Чо Хан Чоль (КНДР) знакомились с обсерваторией, обсуждали возможности сотрудничества. В конце мая побывали К. Шибасаки (Япония), С. Саар (США). В июле приезжал А.А.-Р. Муттер (Ирак). В августе на четыре недели прибыли П. Гарманец и И. Хавлова (Чехословакия). Два с половиной месяца (сентябрь—ноябрь) стажировался Ван Чжэнь (КНР). В сентябре В. Вайсс (Австрия) посетил обсерваторию для обсуждения результатов совместной работы. В октябре здесь находился А. Кучера (Чехословакия). Для обсуждения первых результатов проекта ИФИР в октябре приезжал Ж. Делябудиньер (Франция). С кратковременным визитом в начале ноября был А. Манжене (Франция). В ноябре были также Ч.Л. Бхат и Х.Л. Раздан (Индия) и Э. Иванова (Болгария). В декабре для продолжения совместной работы по изучению солнечной активности приезжала А. Анталова (Чехословакия). В течение года на различные сроки для наблюдений на больших телескопах и обсуждения совместных работ приезжали финские астрономы Л. Валтаоя, Э. Валтаоя, Х. Виртанен, К. Куйттинен, С. Линналуото, В. Пиирола, М. Поутанен, С. Похелайнен, И. Туоминен, С. Урпо, Ю. Хуовелин. В течение всего года находился аспирант из Болгарии Н. Томов.

В 1988 г. Ю.Л. Зыскин успешно защитил кандидатскую диссертацию.

Вышел из печати 78-й том "Известий Крымской астрофизической обсерватории". В мае сдан в печать 81-й том, в декабре — настоящий, 82-й том.

ИЗВЕСТИЯ

ордена Трудового Красного Знамени
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Т о м 82

*Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией
Академии наук СССР*

Редактор *Е.И. Павлова*
Художник *А.Г. Кобрин*
Художественный редактор *В.Ю. Яковлев*
Технический редактор *Л.В. Русская*
Корректор *Л.М. Сахарова*

Набор выполнен в издательстве
на наборно-печатающих автоматах

ИБ № 46802

Подписано к печати 02.10.90
Формат 70x100 1/16. Бумага офсетная №1
Гарнитура Пресс-Роман. Печать офсетная
Усл.печ.л. 16,3. Усл.кр.-отг. 16,5. Уч.-изд.л. 19,3
Тираж 900 экз. Тип. зак. 812. Цена 3 р. 90 к.
Заказное

Ордена Трудового Красного Знамени
издательство "Наука"
117864 ГСП-7, Москва В-485,
Профсоюзная ул., д. 90

Ордена Трудового Красного Знамени
1-я типография издательства "Наука"
199034, Ленинград В-34, 9-я линия, 12

В ИЗДАТЕЛЬСТВЕ "НАУКА"

вышла из печати:

**ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ.**

Том 81

19,5 уч.-изд.л. 4 р.

В сборнике опубликованы оригинальные статьи, содержащие результаты исследований солнечной активности и радиоизлучения локальных источников на Солнце; сравнительных характеристик новых астероидов, открытых в обсерватории за последние два десятилетия; переменности магнитного поля звезды-сверхгиганта Гамма Лебедя; спектров внегалактических радиоисточников на миллиметровых волнах; приведены описания новых оптических систем, электропривода гамма-телескопа.

Издание рассчитано на специалистов в области астрономии и радиоастрономии.