

**ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ**

Год основания издания — 1947

ТОМ — 97

КРЫМ — 2001

УДК 523

В 97-м томе "Известий Крымской Астрофизической Обсерватории" представлено 13 оригинальных статей, в которых обсуждаются проблемы астрофизики. Рассмотрены также вопросы техники астрофизических наблюдений и интерпретации наблюдательных данных.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

In the 97 volume of the "Izvestiya Krimskoy Astrophisicheskoy Observatorii" presents the 13 original papers discussing the problems of astrophysics. The problems of technique of astrophysical observations and the interpretation of the observational data are also considered.

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

Редакционная коллегия:

Академик НАНУ Н.В. Стешенко (председатель)
канд. физ.-мат. наук Н.И. Шаховская (ответственный секретарь)
доктор физ.-мат. наук Р.Е. Гершберг
доктор физ.-мат. наук В.В. Прокофьева
доктор физ.-мат. наук И.И. Проник
доктор физ.-мат. наук И.С. Саванов
доктор физ.-мат. наук Б.М. Владимирский

Рецензенты:

доктор физ.-мат. наук Д.Н. Рачковский
доктор физ.-мат. наук Т.Т. Цап

Адрес редакции:

98409 Украина, Крым, Бахчисарайский р-н, п. Научный
Крымская астрофизическая обсерватория
Тел. (380)65-54-71161
FAX (380)65-54-40704
E-mail nish@crao.crimea.ua

Оригинал-макет изготовлен в редакции журнала
Журнал зарегистрирован Государственным комитетом Украины
по делам издательств, полиграфии и распространения книги
7 февраля 1994 г., свидетельство КВ № 424

© "Известия Крымской
Астрофизической
Обсерватории", 2001

УДК 524.31

Абсолютная спектрофотометрия поздних звезд

В.И. Бурнашев¹, С.С. Гузий²

¹ Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

² Астрономическая обсерватория Николаевского государственного педагогического университета, Николаев, Украина

Поступила в редакцию 15 ноября 2000 г.

Аннотация. Получены данные о распределении энергии в спектрах 111 звезд поздних спектральных классов в интервале 3500–7900 Å с разрешением около 30 Å. Наблюдения были выполнены в период с 1990 года по 1996 год при помощи сканирующего спектрофотометра, установленного на 80-см телескопе КраО. Абсолютная калибровка основана на распределении энергии в спектре α Lyr, опубликованной Хейесом (1985).

THE ABSOLUTE SPECTROPHOTOMETRY OF LATE-TYPE STARS, by V.I. Burnashev, S.S. Guziy. Energy distribution for the spectra 111 of late-type stars have been obtained in spectral range 3500–7900 Å with resolution near 30 Å. The observations were carried out by means of the stellar scanning spectrophotometer, mounted on the 80-cm telescope at Crimean Astrophysical Observatory. The absolute calibration is based on the energy distribution of α Lyr published by Hayes (1985).

Ключевые слова: звезды; спектрофотометрия, распределение энергии

1 Введение

Основные физические характеристики звезды, — ее масса, температура и химический состав, — определяют и ее наблюдаемые свойства: цвет, спектр и светимость.

В последние годы, в связи с успешными теоретическими расчетами звездных атмосфер и выходящего с их поверхности излучения, а также гигантскими шагами в развитии светоприемной аппаратуры и микроэлектроники, значительно возрос интерес к абсолютным спектрофотометрическим исследованиям.

Большинство накопленных к настоящему времени спектрофотометрических данных, содержащихся в каталогах, построенных в 70–80-е годы, определены методом механического сканирования спектров. Малая проникающая сила примененной аппаратуры и высокая трудоемкость в обработке наблюдательного материала привели к тому, что к настоящему времени сложилась парадоксальная ситуация, когда количество абсолютно калиброванных спектров разных объектов, содержащихся в каталогах, полученных с помощью специализированных спутников (TD-1, IUE, IRAS, ISO) значительно превышает число опубликованных исследований о распределении энергии в спектрах звезд в диапазоне, доступном для наземных телескопов.

Между тем, сравнение наблюдаемого распределения энергии в спектрах звезд, выраженного в абсолютных единицах, с теоретически рассчитанным для широкого спектрального диапазона по-

зволяет получить информацию о температуре звезды, ускорении силы тяжести на ее поверхности, источниках непрерывного поглощения, химическом составе, межзвездном поглощении и т.д.

Особый интерес для понимания звездной эволюции имеют массовые определения основных физических характеристик: температуры, светимости и химического состава звездных атмосфер. Получение спектрофотометрических данных для звезд поздних спектральных классов может в значительной мере способствовать уточнению перечисленных фундаментальных величин, а также выбору спектральных районов для гетерохромной фотометрии.

В свое время нами были определены основные характеристики 297 звезд поздних спектральных классов, основанные на публикациях о распределении энергии в их спектрах (Бурнашев, 1983). Более подробное исследование было предпринято позднее Мотричем (1988). Эта работа была продолжена Короткиной и др. (1988), которые оценили эффективные температуры, ускорение силы тяжести и отношение $[Fe/H]$ для 700 звезд на основе опубликованной среднеполосной фотометрии.

Целью настоящей работы было, с одной стороны, дополнить этот список, учитывая при этом исследования, выполненные в последние годы, с другой – включить в наблюдательную программу звезды, входящие в другие абсолютные спектрофотометрические каталоги, для сравнения и оценки надежности получаемых результатов.

При составлении наблюдательной программы ее основу составили звезды, входящие в список рекомендованных стандартов МК-классификации (Гарсия, 1989). Этот список включает большое число достаточно ярких, а, следовательно, хорошо изученных спектроскопически, звезд поздних спектральных классов, содержащиеся в каталоге Керель-де-Стробель и др. (1991). В последнем издании этого каталога имеется 3252 значений T_{eff} , $lg g$, $[Fe/H]$, полученных методом моделей атмосфер для 1676 звезд.

Тейлор (1991) критически рассмотрел результаты современных определений химсостава звезд. Составленный им список звезд-первичных стандартов, вместе с каталогом Керель-де-Стробель и др. (1991), также использован нами при составлении наблюдательной программы.

В течение нескольких последних лет в Крымской астрофизической обсерватории выполнялся ряд программ, которые предусматривали изучение абсолютного распределения энергии в спектрах различных объектов: исследование А-звезд с инфракрасными избытками (Глушнев и др., 1997), наблюдения спектрофотометрических стандартов (Бурнашев, Гузий, 1993), а также наблюдения затменных и пульсирующих переменных и т.п. Весь этот спектрофотометрический материал, полученный в разные наблюдательные сезоны, был собран в единый массив, который включает в себя спектральноэнергетические кривые для 170 звезд, представляющие собой таблицы значений $lg E(\lambda)$ с шагом 10 \AA , где монохроматическая освещенность $E(\lambda)$ выражена в эрг $\text{сек}^{-1} \text{см}^{-2}$, отнесенных к интервалу длин волн 1 см. Часть этого материала уже опубликована.

При сведении результатов наблюдений, полученных в разные годы, в единый каталог, а также при сопоставлении наших определений с другими абсолютными спектрофотометрическими каталогами был использован весь массив данных, за исключением некоторых пекулярных объектов.

Здесь мы приводим список, в который входят только более или менее постоянные звезды поздних спектральных классов (F, G, K, M), многие из которых известны как стандарты химического состава. В окончательный состав каталога стандартов химсостава вошло 111 объектов.

2 Наблюдения и обработка

Спектрофотометрические наблюдения были выполнены в период с 1990 года по 1996 год при помощи сканирующего спектрофотометра, установленного на 80-см телескопе Крымской астрофизической обсерватории (Бурнашев, Букач, Гузий, 1996).

Список программных звезд приведен в Таблице 1. Для каждой звезды в таблице указаны: номер по каталогу BS или HD, название звезды, экваториальные координаты на эпоху 2000 года, звездная величина V , показатель цвета $B - V$, спектральный класс, число наблюдений n .

Таблица 1. Список звезд, входящих в каталог

BS	Название	$\alpha(2000.0)$			$\delta(2000.0)$		V	B-V	Sp	n	Ката- лог	Приме- чание	
		h	m	s	°	'							"
163	ϵ And	00	38	34	+29	18	54	4,37	0,87	G8 III	3	XПО	HPM
253	ν^1 Cas	00	55	00	+58	58	23	4,83	1,21	K2 III	2	ХО	SDB
265	ν^2 Cas	00	56	40	+59	10	54	4,63	0,96	G8 IIIb	4	XПО	
294	ϵ Psc	01	02	56	+07	53	23	4,28	0,96	G9 III	4	ГХО	
351	χ Psc	01	11	27	+21	02	05	4,66	1,03	G8.5 IIIa	3	ГХ	
402	θ Cet	01	24	01	-08	10	49	3,60	1,06	K0 III	2	ГХПО	HPM
437	η Psc	01	31	28	+15	20	44	3,61	0,98	G7 IIa	5	X	VS
464	51 And	01	37	59	+48	37	47	3,57	1,28	K3 III	6	ХО	
483	-	01	41	43	+42	36	56	4,90	0,67	G1.5 V	3	ГХ	HPM
617	α Ari	02	07	09	+23	27	52	2,00	1,15	K2 III	4	ГХПО	VS
649	ξ^1 Cet	02	13	00	+08	50	48	4,34	0,92	G8 Iab	5	ХО	EBS
774	-	02	47	47	+81	26	58	5,78	1,30	G8 p	3	K	
799	θ Per	02	44	10	+49	13	47	4,12	0,48	F7 V	4	ХО	VS
834	η Per	02	50	41	+55	53	44	3,79	1,69	K3 Ib	3	XПО	SDB
918	-	03	05	32	+56	42	17	4,76	1,02	G9.5 III	4	ГПО	
937	ι Per	03	08	57	+49	36	52	4,05	0,59	G0 V	4	ГХП	HPM
941	κ Per	03	09	28	+44	51	34	3,80	0,98	K0 III	3	ГХО	VS
1101	10 Tau	03	36	52	+00	24	06	4,28	0,58	F9 IV-V	4	ГХО	HPM
1346	γ Tau	04	19	47	+15	37	40	3,65	0,99	K0 III	4	XПОК	VS
1409	ϵ Tau	04	28	37	+19	10	49	3,50	1,04	G9.5 III	2	ГХПК	SDB
1411	θ^1 Tau	04	28	34	+15	57	45	3,80	0,99	K0 IIIb	4	ГХП	SDB
1907	ϕ^2 Ori	05	36	53	+09	17	41	4,09	0,95	K0 IIIb	4	ХО	HPM
2012	ν Aur	05	51	29	+39	08	54	3,97	1,14	G9.5 III	2	ХО	SDB
3905	μ Leo	09	52	46	+26	00	27	3,88	1,22	K2 III	3	ГХПО	HPM
4932	ϵ Vir	13	02	11	+10	57	32	2,83	0,94	G8 III	5	XПОК	HPM
5102	-	13	32	47	+24	20	57	6,11	0,96	G8 III	2	-	HPM
5464	-	14	38	12	+43	38	29	5,70	1,48	K4 III	5	-	
5502	σ Boo	14	45	14	+16	57	54	4,60	0,98	G8.5 III	4	ХО	
5602	β Boo	15	01	56	+40	23	27	3,50	0,97	G8 IIIa	5	ХО	VS
5635	-	15	06	16	+54	33	22	5,25	0,96	G7.5 III	3	-	
5681	δ Boo	15	15	29	+33	18	58	3,47	0,95	G8 III	5	XПК	VS
5823	ϕ Boo	15	37	49	+40	21	09	5,24	0,88	G7.5 IIIb	4	Г	
5868	λ Ser	15	46	27	+07	21	14	4,43	0,60	G0 V	3	XПО	SBS
5889	δ CrB	15	49	35	+26	04	09	4,63	0,80	G3.5 III	3	ГХО	VS
5968	ρ CrB	16	01	03	+33	18	51	5,40	0,61	G0 Va	4	ГП	HPM
6132	η Dra	16	23	59	+61	30	48	2,74	0,91	G8 IIIb	4	ГХП	VS
6152	-	16	30	33	+20	28	48	5,25	1,29	G8 III	4	П	
6200	42 Her	16	38	45	+48	55	40	4,90	1,55	M2.5 III	3	ХО	VS
6299	κ Oph	16	57	40	+09	22	30	3,20	1,15	K2 III	3	ГХ	VS
6536	β Dra	17	30	25	+52	18	04	2,79	0,98	G2 Iab:	3	ГХП	SDB
6574	82 Her	17	36	37	+48	35	05	5,37	1,15	K1 III	3	-	
6623	μ Her	17	46	28	+27	43	52	3,41	0,76	G5 IV	3	ГХП	HPM
6688	ξ Dra	17	53	31	+56	52	17	3,75	1,18	K2 III	4	X	SDB
6695	θ Her	17	56	15	+37	15	01	3,82	1,39	K1 IIa	5	ХО	
6705	γ Dra	17	56	36	+51	29	21	2,23	1,52	K5 III	5	ГХПО	SDB
6853	-	18	17	07	+40	56	08	6,11	0,99	G8.5 IIIb	4	-	
6860	105 Her	18	19	10	+24	26	45	5,27	1,53	K4 Iab	3	ГО	SBS
6895	109 Her	18	23	41	+21	46	23	3,84	1,18	K2 III	3	ХО	VS

Продолжение таблицы 1.

BS	Название	$\alpha(2000.0)$		$\delta(2000.0)$		V	B-V	Sp	n	Ката- лог	Приме- чание		
		h	m	s	°							'	"
6927	χ Dra	18	20	57	+72	44	15	3,57	0,49	F7 V	4	XO	SBS
6945	42 Dra	18	25	58	+65	33	49	4,82	1,19	K1.5 III	5	ГП	
7061	110 Her	18	45	39	+20	33	03	4,20	0,45	F6 V	2	ГО	VS
7125	σ Dra	18	51	11	+59	23	16	4,66	1,19	G9 IIIb	5	Г	VS
7192	λ Lyr	19	00	00	+32	08	43	4,93	1,47	K2.5 III	3	Г	
7218	49 Dra	19	00	43	+55	39	30	5,48	0,86	G5.5 IIb	3	Г	
7300	-	19	15	19	+15	05	01	5,57	1,07	G8 II-III	3	-	SDB
7479	α Sge	19	40	05	+18	00	50	4,37	0,78	G1 II	5	ГХП	SDB
7488	β Sge	19	41	02	+17	28	35	4,37	1,05	G8 IIIa	4	X	
7503	16 Cyg	19	41	49	+50	31	38	5,96	0,64	G1.5 Vb	3	X	HPM
7504	-	19	41	52	+50	31	10	6,20	0,66	G3 V	3	X	HPM
7525	γ Aql	19	46	15	+10	36	47	2,72	1,52	K3 II	4	ГХП	SDB
7576	20 Cyg	19	50	37	+52	59	20	5,03	1,28	K3 III	5	ГХК	
7582	ϵ Dra	19	48	09	+70	16	02	3,83	0,89	G8 III	3	ГХП	VS
7602	β Aql	19	55	18	+06	24	48	3,71	0,86	G8 IV	4	XII	VS
7606	-	19	54	48	+36	59	44	5,76	0,75	G1 IbIe	7	-	
7615	η Cyg	19	56	18	+35	05	01	3,89	1,02	K0 III	5	-	SDB
7635	12 γ Sge	19	58	45	+19	29	30	3,47	1,57	M0 III	4	ГХНО	
7660	26 Cyg	20	01	21	+50	06	16	5,05	1,11	K1 Iab:	4	Г	SDB
7685	ρ Dra	20	02	48	+67	52	22	4,51	1,32	K3 III	7	X	SDB
7744	23 Vul	20	15	46	+27	48	50	4,52	1,26	K3 III	2	ГХ	SDB
7770	35 Cyg	20	18	39	+34	58	58	5,17	0,65	F5 Ib	2	-	SBS
7834	41 Cyg	20	29	23	+30	22	06	4,00	0,41	F5 Iab	4	ГХ	VS
7897	1 Aqr	20	39	24	+00	29	11	5,16	1,06	K1 III	3	-	SDB
7995	31 Vul	20	52	07	+27	05	52	4,59	0,83	G7 III	6	ГХ	VS
8079	ξ Cyg	21	04	55	+43	55	40	3,72	1,65	K4.5 Ib	3	XII	
8085	61 Cyg(A)	21	06	54	+38	44	45	5,21	1,18	K5 V	2	Г	VS
8086	61 Cyg(B)	21	06	55	+38	44	31	6,03	1,37	K7 V	3	Г	VS
8089	63 Cyg	21	06	35	+47	38	54	4,55	1,57	K4 Iab	4	XIIO	SDB
8173	1 Peg	21	22	04	+19	48	12	4,07	1,12	K1 III	4	ГХО	SDB
8228	71 Cyg	21	29	26	+46	32	20	5,24	0,97	K0 III	3	ГО	
8232	β Aql	21	31	33	-05	34	16	2,91	0,83	G0 Ib	7	ГХП	SDB
8252	ρ Cyg	21	33	58	+45	35	35	3,99	0,92	G8 III	4	X	
8308	ϵ Peg	21	44	10	+09	52	29	2,39	1,53	K2 Ib	4	ГХК	VS
8313	9 Peg	21	44	30	+17	21	00	4,34	1,17	G5 Ib	4	ГХ	
8317	11 Cep	21	41	53	+71	18	36	4,56	1,10	K1 III	3	ГХО	
8414	α Aqr	22	05	46	-00	19	11	2,90	1,04	G2 Ib	4	ГХПК	SDB
8426	20 Cep	22	05	00	+62	47	05	5,27	1,41	K4 III	5	-	
8430	ι Peg	22	06	59	+25	20	41	3,76	0,44	F5 V	4	ГХО	SBS
8498	1 Lac	22	15	58	+37	44	55	4,13	1,46	K3 II-III	5	X	
8538	β Lac	22	23	33	+52	13	53	4,43	1,02	G85 IIIb	5	XO	
8551	35 Peg	22	27	51	+04	41	59	4,79	1,05	K0 III	4	XO	HPM
8626	-	22	39	34	+37	35	33	6,03	0,86	G3 Ib-II	5	-	SDB
8632	11 Lac	22	40	30	+44	16	34	4,46	1,33	K2 III	4	X	
8667	λ Peg	22	46	31	+23	33	56	3,95	1,07	G8 Iab	4	XO	
8694	ι Cep	22	49	41	+66	12	07	3,52	1,05	K0 III	4	ГХО	
8780	3 And	23	04	10	+50	02	59	4,65	1,06	K0 IIIb	3	XO	HPM
8796	56 Peg	23	07	06	+25	28	07	4,74	1,36	K0 Iab	4	O	
8819	π Cep	23	07	53	+75	23	17	4,41	0,80	G2 III	3	XO	SBS
8832	-	23	13	03	+57	09	51	5,56	1,01	K3 V	6	-	VS
8852	γ Psc	23	17	07	+03	16	55	3,69	0,92	G9 III	4	ГХНО	HPM

Окончание таблицы 1.

BS	Название	$\alpha(2000.0)$			$\delta(2000.0)$			V	B-V	Sp	n	Ката- лог	Приме- чание
		h	m	s	°	'	''						
8878	7 <i>Psc</i>	23	20	20	+05	22	55	5,05	1,20	K2 III	3	ГО	
8916	θ <i>Psc</i>	23	27	58	+06	22	46	4,28	1,07	K1 III	5	ГХО	
8930	14 <i>And</i>	23	31	16	+39	14	14	5,22	1,02	G8 III	5	-	VS
8943	72 <i>Peg</i>	23	33	56	+31	19	32	4,98	1,38	K4 III	2	Г	VS
9008	ι <i>Cas</i>	23	47	03	+58	39	04	4,87	1,11	K1 III	2	ГХПО	
9088	85 <i>Peg</i>	00	02	07	+27	05	44	5,75	0,67	G5 Vb	5	-	SBS
HD 122563	-	14	02	32	+09	41	13	6,20	0,90	F8 IV	6	-	VS
HD 151937	-	16	49	15	+29	57	49	6,58	1,25	K1 II-III	5	-	

В девятой колонке кратко, одной буквой, обозначены каталоги, взятые нами для сравнения: Г – каталог Глушневой (ГАИШ), Х – каталог Харитонова (АФИ), К – старый Крымский каталог (КраО), П – каталог Пулково (ГАО РАН), О – каталог Комарова (ОАО).

При составлении таблицы была использована информация о звездах, полученная при помощи справочно-поисковой информационной системы SIMBAD. В десятом столбце, отведенном для примечаний, применяются следующие сокращения: *EBS* – затменно-двойная звезда; *HPM* – звезда с большим собственным движением; *SBS* – спектрально-двойная; *SDB* – звезда в двойной системе; *VS* – переменная звезда.

Сканирование спектра звезды проводилось в интервале 3500-7900 Å с шагом 7.5 Å в двух направлениях: от красного конца спектра к синему и от синего к красному. Такое направление сканирования позволяло избежать влияния кратковременных изменений экстинкции, наиболее заметных в синей области спектра. Спектральное разрешение составило около 30 Å. Учет атмосферной экстинкции проводился методом Никонова (1976). Для абсолютной калибровки использовано распределение энергии в спектре звезды α *Lac*, полученное ранее (Бурнашев, Гузий, 1993), и пересчитанное в систему абсолютной калибровки Веги, опубликованной Хейесом (1985).

За весь период наблюдений применялось два способа регистрации сигнала: с использованием усилителя постоянного тока (1990–91 годы) и методом счета фотонов (1992–96 годы). При непрерывной регистрации сигнала с помощью усилителя постоянного тока спектр звезды записывается на ленту самописца. Применение дигитайзера позволило облегчить процесс оцифровки данных и ускорить получение окончательного результата (Гузий, 1999). Остальные наблюдения, полученные при помощи второго способа, обрабатывались в два приема. В ходе первичной обработки производилась “чистка” спектров, т.е. удаление следов космических частиц и различного рода помех, калибровка по длинам волн и т.п. Второй этап включает учет атмосферной экстинкции на момент наблюдения и абсолютную калибровку. Таким образом, применялись уже отлаженные и проверенные алгоритмы и программы, использующиеся в КраО на протяжении многих лет. Конечным результатом нашей работы было получение массива спектрофотометрических данных для 170 звезд разных спектральных классов, содержащего значения внеатмосферных монохроматических освещенностей $E(\lambda)$ в интервале $\lambda\lambda$ 3500–7900 Å с шагом 10 Å, при спектральном разрешении около 30 Å.

Сравнение результатов наблюдений, полученных в разные сезоны, показало, что между ними существуют, кроме неизбежных случайных, также и систематические различия. Их причиной могут быть, во-первых, ошибки абсолютизации. Эти ошибки обусловлены тем, что в каждый период наблюдений определенные для первичного стандарта внеатмосферные величины в инструментальной системе содержат погрешность, которая войдет в коэффициент спектральной чувствительности аппаратуры, а, следовательно, и в конечные значения монохроматической освещенности $E(\lambda)$ для всех звезд, наблюдавшихся в течение данного конкретного сезона. Вторая причина – ошибки, вызванные возможной переменностью звезды-стандарта. (Бурнашев, 1983)

Таблица 2. Список звезд, участвующих в расчете поправок

BS	Sp	1990	1991	1992	1993	1994	1995л	1995о	1996
163	G8 III			1	1			1	
253	K2 III				1			1	
351	G8.5 IIIa				1			2	
402	K0 III			1		1			
464	K3 III		5	1					
918	G9.5 III					1		3	
1261	A0 IV n	4	2	7	10		1	8	
1346	K0 III			1	1	1		1	
1411	K0 IIIb		3					1	
3799	A2 V	7			5	9			
5681	G8 III			4		1			
5823	G7.5 IIIb			2		4			
5868	G0 V			1		2			
5968	G0 Va			1		3			
6123	A5 V						2		1
6324	A0 V						1		2
6656	A2V						1	2	3
6571	A2 V n						2		3
6623	G5 IV			1		2			
6771	A4 IVs	7	1	6	7	2	7	4	4
6945	K1.5 III			1		4			
7125	G9 IIIb			1		4			
7192	K2.5 III			2	1				
7218	G5.5 IIIb			1		2			
7420	A5 V n						1	1	2
7462	K0 V			4		1			
7685	K3 III			5		2			
7744	K3 III			1		1			
8086	K7 V			1	2				
8089	K4 Iab	3						1	
8173	K1 III			1	2	1			
8498	K3 II-III			2	3				
8538	G8.5 IIIb			2	3				
8551	K0 III				1	3			
8632	K2 III			1	3				
8819	G2 III			1	2				
8832	K3 V			5	1				
8878	K2 III					2		1	
8916	K1 III			2	1	1		1	
8930	G8 III			1	2	1		1	
8943	K4 III			1				1	
HD122563	F8 IV	2				8			
HD182487	A0	6		1					
8585(std)	A1 V	66	24	74	48	64	26	26	30

Другими словами, для того, чтобы наилучшим образом объединить результаты наблюдений одной и той же звезды, полученные в разные сезоны, необходимо уточнить для каждого сезона значения коэффициента спектральной чувствительности, оцененного с помощью звезды-стандарта α Lac. Для этой цели используем полученные значения $E(\lambda)$ для всей совокупности звезд, или, по крайней мере, для тех из них, которые можно считать наиболее надежно определенными. Для этого было отобрано 43 звезды различных спектральных классов. Список этих звезд с указанием числа наблюдений в каждом сезоне приведен в Таблице 2. Наблюдательный период 1995 года разделен на два независимых сезона, летний и осенне-зимний. В качестве входных данных для объединения результатов в общий массив взяты средние значения распределения энергии в спектре звезды за год $E(\lambda)$, их дисперсии $\sigma(\lambda)$ и количество наблюдений n в течение сезона.

Мы предполагаем, что для каждой звезды отличия определенных в i -м сезоне значений $E_i(\lambda)$ от некоторого среднего обусловлены "поправками" Δ_i , одинаковыми для всех наблюдавшихся в данном сезоне звезд. Если бы для каждой из 43 отобранных звезд имелись наблюдения, полученные во все сезоны, то тогда для оценки поправочного коэффициента в данной длине волны и перевода всех наблюдений за этот год к окончательно принятому значению было бы достаточно найти для каждой из звезд среднее по всем сезонам распределение энергии, а затем, используя метод наименьших квадратов, вычислить искомые поправки. Но поскольку отобранные звезды наблюдались не во все сезоны, то среднее по всем сезонам распределение энергии нельзя определить простым усреднением. Поэтому была применена следующая процедура.

Приведем сначала все наши наблюдения к некоторому конкретному наблюдательному сезону, т.е. определим по отношению к нему поправки $\delta_i(\lambda)$ для остальных сезонов, а также значения $\bar{E}_k(\lambda)$ для каждой k -й выбранной звезды с учетом этих поправок.

Для определенности будем считать этим сезоном 1990 год.

Средние значения $\bar{E}_k(\lambda)$ и поправки $\delta_i(\lambda)$ могут быть оценены методом наименьших квадратов.

Обозначим сумму взвешенных квадратов отклонений для каждой длины волны λ через $Q_i(\lambda)$. Теперь необходимо минимизировать следующий функционал:

$$Q(\lambda) = \sum_{k=1}^m \left[W_{k1}(\lambda) \left(E_{k1}(\lambda) - \bar{E}_k(\lambda) \right)^2 + \sum_{i=2}^n W_{ki}(\lambda) \left(E_{ki}(\lambda) - \delta_i(\lambda) - \bar{E}_k(\lambda) \right)^2 \right], \quad (1)$$

где $E_{ki}(\lambda)$ – полученные из наблюдений значения для k -й звезды в i -м сезоне, $W_{ki}(\lambda)$ – веса, которые принимались обратно пропорциональными дисперсии значений $E_{ki}(\lambda)$.

Здесь первое слагаемое под знаком суммы описывает квадраты отклонений средних распределений энергии в спектрах звезд от наблюдаемых в 1990 г., второе – то же самое для остальных сезонов, но с учетом поправок $\delta_i(\lambda)$. Из условия минимума:

$$\frac{dQ(\lambda)}{d\delta_i(\lambda)} = 0, \quad \frac{dQ(\lambda)}{d\bar{E}_k(\lambda)} = 0 \quad (2)$$

получаем систему уравнений, решение которой дает $\delta_i(\lambda)$ и $\bar{E}_k(\lambda)$.

Определенные таким образом средние значения $\bar{E}_k(\lambda)$, приведенные к сезону 90 года, отличаются от средних по всем сезонам только смещением δ_{90} . Его можно оценить также методом наименьших квадратов:

$$\delta_{90}(\lambda) = \frac{\sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^m W_{ki}(\lambda) \left(E_{ki}(\lambda) - \bar{E}_k(\lambda) \right)}{\sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^m W_{ki}(\lambda)}. \quad (3)$$

Тогда окончательные поправочные коэффициенты для каждого года $\Delta_i(\lambda)$ будут равны:

$$\Delta_i(\lambda) = \delta_{90}(\lambda) - \delta_i(\lambda). \quad (4)$$

В результате проведенных вычислений с использованием соотношений (1-4) были получены поправочные коэффициенты для каждого года. На рис.1 и 2 приведены графики поправок $\Delta_i(\lambda)$ для всех наблюдательных сезонов, в скобках указано количество звезд, участвующих в расчетах.

В нижней части каждого рисунка указана средняя дисперсия для определенных таким образом значений поправочных коэффициентов $\Delta_i(\lambda)$:

$$\sigma_i(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\sum_{k=1}^m W_{ki}(\lambda)}} \quad (5)$$

Как видно, в районах бальмеровских линий, теллурических полос и других спектральных особенностей значения коэффициентов и их дисперсия показывают заметные отклонения, вызванные ошибками в градуировке по длинам волн, которые обусловлены в основном ошибками гидрирования в процессе наблюдений. Между тем, как известно, коэффициент спектральной чувствительности аппаратуры показывает более или менее плавный ход с длиной волны. Поэтому для окончательный расчетов нами взяты сглаженные значения $\Delta_i(\lambda)$, показанные на рисунках жирными линиями. Эти значения поправок прибавлялись ко всем наблюдениям, сделанным в течение данного сезона. Такая процедура производилась для всех сезонов за весь период наблюдений. Затем, если имелись наблюдения одной и той же звезды, выполненные в различные сезоны, то для нее вычислялись средневзвешенные значения $E(\lambda)$, которые и вносились в каталог. При этом число наблюдений использовано при осреднении как вес.

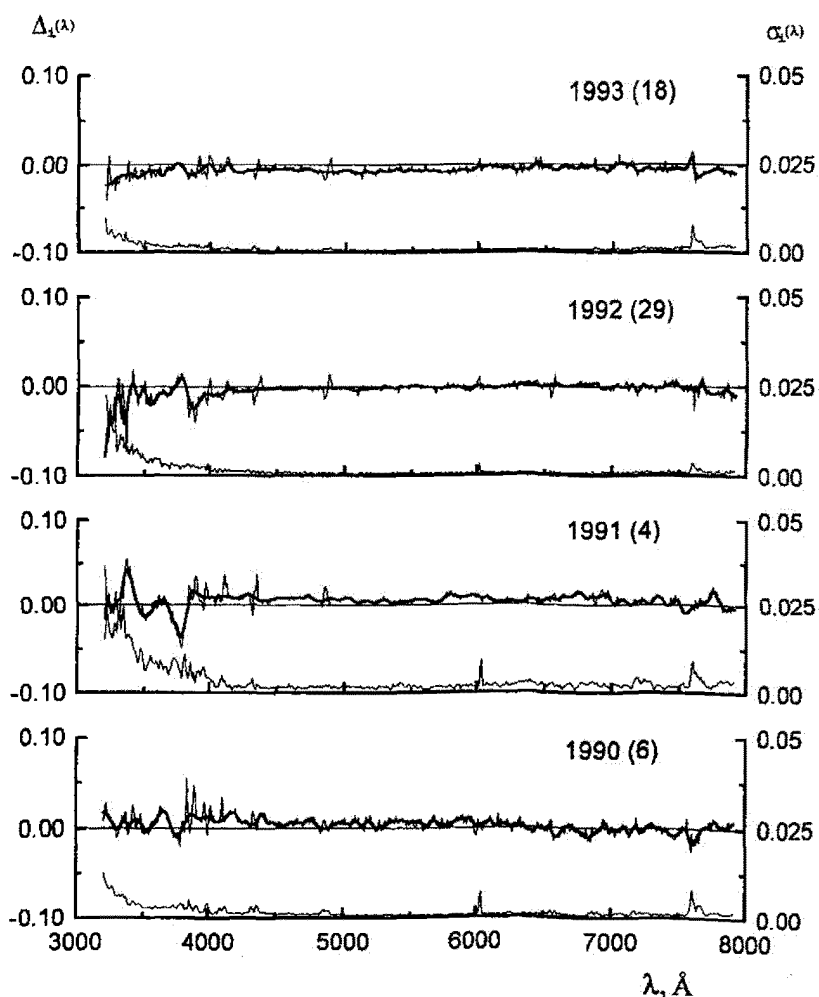


Рис. 1. Графики поправочных коэффициентов $\Delta_i(\lambda)$ для первых 4-х сезонов наблюдений. В скобках указано количество наблюдений звезд, использованных в расчетах

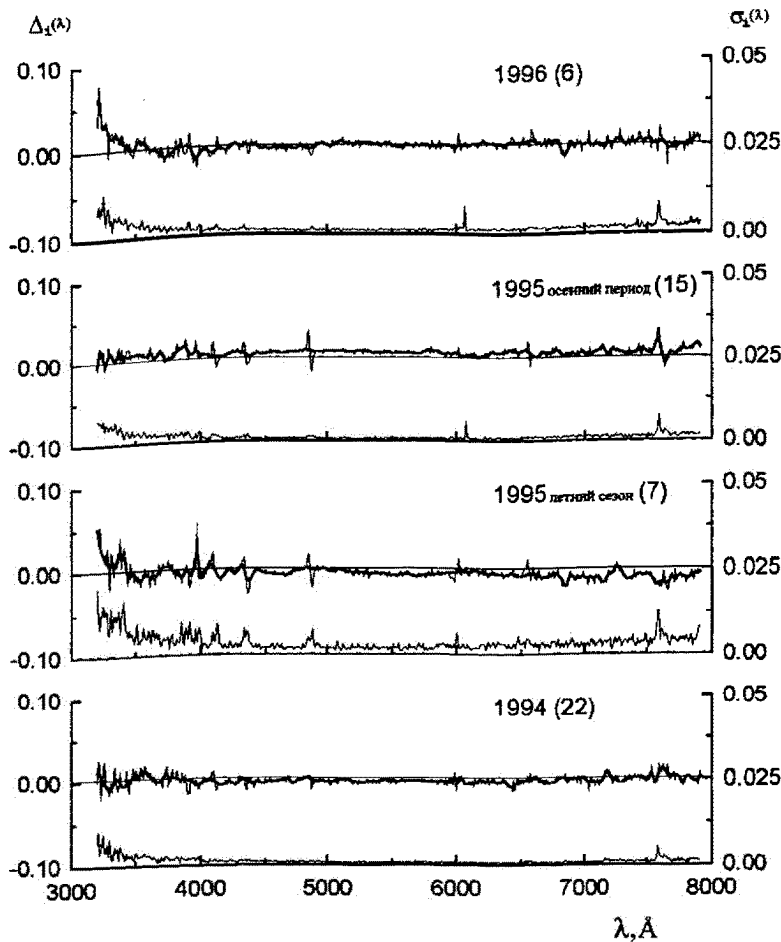


Рис. 2. Графики поправочных коэффициентов $\Delta_i(\lambda)$ для последних 4-х сезонов наблюдений

Средние значения отклонений, характеризующих внутреннюю точность каталога, вычисленные по всем 170 звездам в интервалах 3500–3650, 3650–4000, 4000–6800, 6800–7900 Å, составляют, соответственно, 3,4%, 1,5%, 0,7%, 0,8%. Более высокое значение отклонений в диапазоне 3500–3650 Å можно объяснить большим количеством звезд поздних спектральных классов, имеющих малую интенсивность излучения в этом интервале.

3 Сравнение с наблюдениями других авторов

Очевидно, что окончательное суждение о надежности приводимых данных может быть сделано только путем их сравнения с результатами, полученными другими авторами.

Как известно, применение различной аппаратуры, методики наблюдений и обработки, и, наконец, неодинаковые астроклиматические условия в различных обсерваториях приводят к тому, что между каталогами, построенными разными авторами, существуют систематические отличия. (Гаген-Торн, Рубан, 1982; Бурнашев, 1982; Алексеев и др., 1978; Никонов, Терез, 1976).

К примеру, в свое время Е.И. Гаген-Торн и Е.В. Рубан (1982) выполнили сопоставление большого числа спектрофотометрических каталогов и рассмотрели вопрос о сходимости результатов,

публикуемых разными авторами. В благоприятных случаях расхождения достигают 2–3% в видимой области, около 5–10% – на краях исследуемого диапазона, хотя нередко разброс в видимой области доходит до 15%, в ультрафиолетовой – до 25%.

В нашем распоряжении имелось несколько каталогов, содержащих детальные кривые распределения энергии в интересующей спектральной области: каталог Харитонова и др. (1988), построенный в АФИ КазССР, каталог Глушневой и др. (1982), созданный в ГАИШ московскими астрономами, каталог Комарова и др. (1995), содержащий спектроэнергетические кривые для 555 звезд в интервале 3200–9000 Å, построенный одесскими исследователями как на основе собственных наблюдений, так и с использованием опубликованных данных. Последняя, дополненная версия Пулковского каталога (Алексеева и др., 1997) также применена нами для сравнения.

В настоящее время уже опубликована окончательная версия Одесского каталога, в которую вошли только одесские наблюдения (Комаров, 1998). Представляло интерес провести независимое сравнение с обоими каталогами, обозначенных нами как “Одесса-1” и “Одесса-2”. Кроме того, проведено сопоставление полученных нами значений $E(\lambda)$ для звезд, распределение энергии в спектрах которых было определено в Крымской обсерватории несколько лет тому назад и вошло в сводный спектрофотометрический каталог (Бурнашев, 1985).

Абсолютная калибровка почти всех каталогов выполнена с помощью первичного звездного стандарта α Lyr. На распределении энергии в спектре α Lyr, опубликованном Хейесом (1985), основан каталог Харитонова и др. (1988). В свое время числовые значения $E(\lambda)$ из каталога Глушневой и др. (1982) и сводного каталога Бурнашева (1985) были пересчитаны нами к этой же системе абсолютной калибровки.

В пулковском каталоге применена калибровка Оука-Шилда (1970), а для калибровки одесских каталогов использованы несколько звездных стандартов (Комаров и др., 1978; Комаров, 1999).

Поэтому сравнение всех каталогов проводилось после приведения их данных к единой системе абсолютной калибровки Хейеса (1985). Кроме того, при этом должно быть учтено их разное спектральное разрешение. Как показал анализ приводимых в каталогах значений $E(\lambda)$ вблизи сильных линий и полос, спектральное разрешение пулковского, московского и алма-атинского каталогов примерно соответствует 70 Å, поэтому для сглаживания наших данных применено выражение:

$$E_{\lambda_i}^{\text{сгл}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} E_{\lambda_{i-1}} + E_{\lambda_i} + \frac{1}{2} E_{\lambda_{i+1}} \right). \quad (6)$$

Для одесских каталогов коэффициенты будут несколько иными, соответствующие разрешению около 90 Å:

$$E_{\lambda_i}^{\text{сгл}} = \frac{1}{9} (E_{\lambda_{i-2}} + 2E_{\lambda_{i-1}} + 3E_{\lambda_i} + 2E_{\lambda_{i+1}} + E_{\lambda_{i+2}}). \quad (7)$$

В табл.1 буквами обозначены каталоги, примененные нами для сопоставления с полученным нами: Г – каталог Глушневой (ГАИШ), Х – каталог Харитонова (АФИ), К – старый Крымский каталог (КраО), П – каталог Пулково (ГАО РАН), О – каталоги Комарова (ОАО).

Из сравнения были исключены К-звезды и отмеченные в SIMBAD как переменные, звезды с эмиссионными линиями, затменно-двойные и пульсирующие. Таким образом, окончательное число общих звезд, использованных для сравнения, составило для каталога Глушневой – 28, Харитонова – 42, КраО – 5, Пулковского – 18, для каталогов Комарова – 20 и 29 звезд, соответственно.

На рис.3 приведены графики средних значений разностей $\Delta(\lambda) = \lg E_{\text{cat}}(\lambda) - \lg E_{\text{avt}}(\lambda)$ по всем звездам (количество звезд указано в скобках) для всех шести каталогов, участвующих в сравнении. Сплошной линией нанесено среднее значение разности, а штриховой – средняя дисперсия σ единичного сравнения, т.е. сравнения по одной общей звезде.

Как видно из рис. 3, расхождение полученных нами спектроэнергетических кривых с данными других авторов в среднем составляет 0.^m03 в интервале 4000–7000 Å, а на краях исследуемого диапазона (3500–4000 Å и 7000–7900 Å) достигает 0.^m08. Значительные расхождения в области бальмеровского скачка и водородных линий обусловлены как неточностью в установке длины

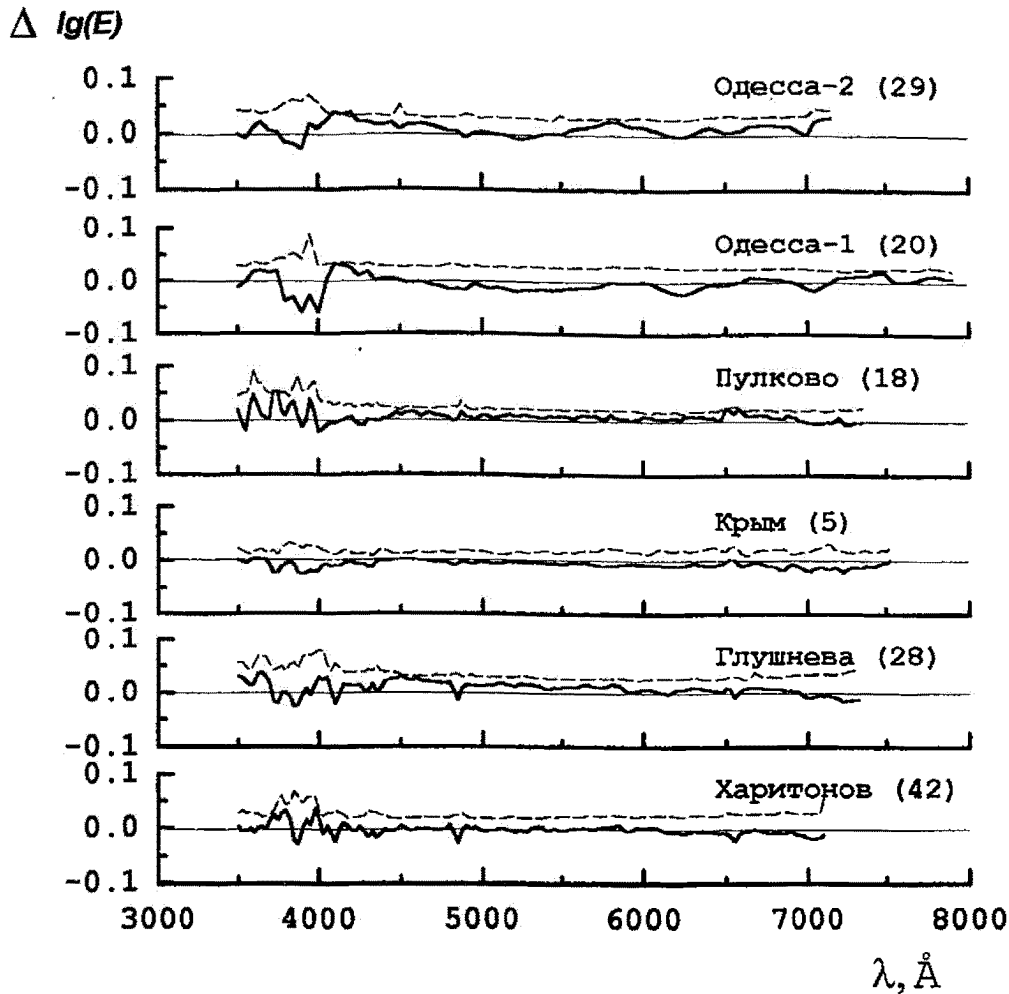


Рис. 3. Графики средних значений разностей Δ для каждого из 6 каталогов, участвующих в сравнении. В скобках указано количество общих звезд. Сплошной линией нанесено среднее значение разности, штриховой – средняя дисперсия σ сравнения по одной общей звезде

волны, так и различным спектральным разрешением аппаратуры, применявшейся разными исследователями.

Одной из форм проверки доброкачественности полученного нами наблюдательного материала может быть сравнение наблюдаемого распределения энергии с теоретически рассчитанным для одной из звезд (ϵ Vir), для которой имеется несколько определений T_{eff} , $lg g$ в каталоге Керель-де-Стробель и др. (1992).

Такое сравнение с сеткой моделей Куруца (1993) проводилось нами и ранее (Глушнева и др., 1997). При этом теоретическое распределение энергии должно быть приведено к спектральному разрешению нашего каталога (30 Å). Из сетки теоретических моделей путем интерполяции по T_{eff} и $lg g$ выбрано такое распределение энергии, чтобы отклонения наблюдаемого и теоретического потоков, нормированных к длине волны 5575 Å были наименьшими.

По данным каталога Керель-де-Стробель и др. (1992) для ϵ Vir значения T_{eff} лежат в пределах от 4941 K до 5305 K, а $lg g$ – от 2.45 до 3.00. Определенные нами значения $T_{eff}=5100$ K и $lg g=2.7$ вполне укладываются в эти пределы. Результат сравнения показан на рис.4. В нижней его части нанесены значения δ – относительной величины расхождения между теоретическим и

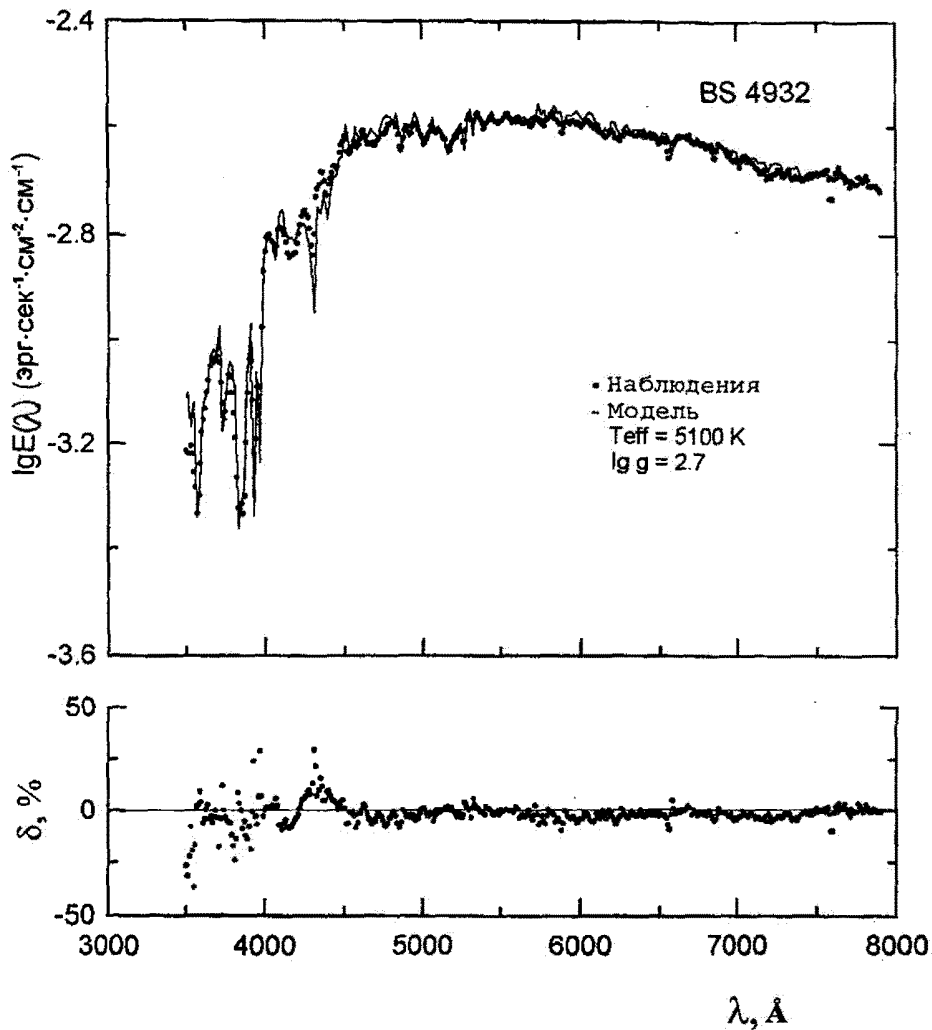


Рис. 4. Сравнение наблюдаемого распределения энергии в спектре с теоретическим для звезды ϵ Vir

наблюдаемым потоками излучения. Большая величина расхождений в диапазоне 3500–4500 Å естественно объясняется меньшими значениями регистрируемых световых потоков.

4 Заключение

Таким образом, в результате проведенных исследований получены данные о распределении энергии в спектрах 111 звезд поздних спектральных классов. Абсолютные спектроэнергетические кривые представлены в спектральном диапазоне 3500–7900 Å с шагом 10 Å, при этом спектральное разрешение составляет 30 Å. Для большого количества звезд, включенных в каталог, распределения энергии с таким спектральным разрешением получены впервые.

Среднее значение отклонений, характеризующих внутреннюю точность нашего каталога, вычисленные по всем звездам в интервалах 3500–3650, 3650–4000, 4000–6800, 6800–7900 Å, составляют соответственно 3.4%, 1.5%, 0.7%, 0.8%.

Данные, включенные в каталог, удовлетворительно согласуются с результатами, опубликованными другими авторами, с точностью до 1–3%. Значения T_{eff} и $lg g$, найденные путем сравнения

наблюдаемого и теоретически рассчитанного потоков для звезды ϵ Vir удовлетворительно совпадают с оценками других авторов и показывают пригодность каталога для целей определения этих фундаментальных характеристик.

Благодарности. Авторы глубоко признательны Б.А. Бурнашевой, Е.И. Жигалкиной и А.В. Глыбину, оказавшим большую помощь в обработке наблюдательного материала, а также В.В. Бирюкову за полезные дискуссии в ходе выполнения работы.

Литература

- Алексеев Н.А., Алексеева Г.А., Архаров А.А. и др. // Труды ГАО. 1978. Т.83. С. 4.
 Алексеева и др. (Alekseeva G.A., Arkharov A.A., Galkin V.D. et al.) // Baltic Astron. 1997. V. 5. P. 603. Baltic Astron. 19997. V. 6 P. 481.
 Бурнашев В.И. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1982. Т. 65. С. 94.
 Бурнашев В.И. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1983. Т. 67. С. 13-33.
 Бурнашев В.И. // Бюл. Абастуманской астрофиз. обс. 1985. Т. 59, С. 83-90.
 Бурнашев В.И., Гузий С.С. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1993. Т. 87. С. 97-107.
 Бурнашев В.И., Букач А.Б., Гузий С.С. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1996. Т. 93. С. 157-165.
 Гаген-Торн Е.И., Рубан Е.В. // Астрон.ж. 1982. Т. 59. С. 346.
 Гарсия (Garcia V.) // Bull.Inform. Centre Donnees Stellares. 1989. No 36. P. 27.
 Глушнев И.Н. и др. // "Спектрофотометрия ярких звезд". М. "Наука". 1982. С. 256.
 Глушнев И.Н., Бурнашев В.И. и др. // Астрон. журнал. 1997. Т. 74. No 4. С. 591.
 Гузий С.С. // Кинематика и физика неб.тел. 1999. Т. 15. No 3. С. 288.
 Керель-де-Стробель и др. (Cayrel de Strobel G., Hauck B., Francois P., Thevenin F., Friel E., Mermillioid M., Borde S.) // Astron.Astrophys.Suppl.Ser. 1992. V. 95. P. 273.
 Комаров Н.С. // "Холодные звезды-гиганты", Одесса, "Астропринт". 1999. С. 216
 Комаров Н.С., Карамыш В.Ф., Позигун В.А. // Астрон.ж. 1978. Т. 55. С. 1208.
 Комаров и др. (Komarov N.S., Dragunova A.V., Belik S.I.) // Odessa Astron. Publ. 1995. V. 8. P. 3.
 Комаров др. (Komarov N.S., Arkhipov M.G., Basak N.Yu. et al) // Odessa Astron. Publ. 1998. V. 11. P. 3.
 Коротина Л.В., Драгунова А.В., Комаров Н.С. // "Каталог фундаментальных характеристик 980 звезд-гигантов поздних спектральных классов". (Деп. 18.08.88 в УкрНИИНТИ, No 2037 Ук-88). 1988.
 Куруц // (Kurucz R.L.) // CD-ROM 13. 1993.
 Мотрич В.Д. // "Каталог фундаментальных характеристик звезд поздних спектральных классов" (Деп. 11.08.88 в УкрНИИНТИ, No 1296 Ук-88). 1988.
 Никонов В.Б. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1976. Т. 54. С. 3.
 Никонов В.Б., Терез Г.А., 1976 // Изв.Крымской астрофиз. обс., т.54, с.35.
 Оук и Шилд (Oke J.V., Schild R.E.) // Astrophys.J. 1970. V. 161. P. 1015.
 Тейлор (Taylor V.J.) // Astrophys.J. Suppl. Ser. 1991. V. 76. P. 715.
 Харитонов А.В., Терешенко В.М., Князева Л.Н. // "Спектрофотометрический каталог звезд" – Алма-Ата:Наука. 1988. С. 477.
 Хейес (Hayes D.S.) // IAU Symp.No 111 "Calibration of fundamental stellar quantities" (ed. Hayes D.S. et al), Heidelberg, Dordrecht-Cluver, 1985. P. 225.

УДК 524.338

Изменения среднего годового блеска у 11 dKe–dMe звезд

Н.И. Бондарь

Крымская Астрофизическая Обсерватория, 334413, Украина, Крым, Научный
email: bondar@crao.crimea.ua

Поступила в редакцию в январе 2001 г.

Аннотация. По фотографическим пластинкам коллекции ГАИШ выполнен поиск долговременных изменений блеска у 11 dKe–dMe звезд на интервалах в несколько десятков лет. Переменность среднего уровня блеска на несколько десятых звездных величин с характерным временем 4 – 50 лет найдена или заподозрена у V1816 Cyg, V775 Her, V808 Tau, EI Cnc. Звезда V910 Ori также является переменной, но характер ее переменности отличается от звезд типа BY Dra.

CHANGES OF A MEAN YEARLY BRIGHTNESS ON 11 dKe–dMe STARS, *by N.I. Bondar'.* Photometric behaviour of 11 dKe–dMe stars have been studied in a range of some decades using the Sternberg Astronomical Institute plate collection. The yearly mean light variations up to several tenths magnitudes were determined or suspected for stars V1816 Cyg, V775 Her, V808 Tau, EI Cnc. A time scales of such variations are estimated of 4 – 50 years. The star V910 Ori is a variable too, but its light curve is not a typical for BY Dra stars.

Ключевые слова: фотометрия звезд, красные карлики, звездная активность

1 Введение

Изучение поведения среднего годового блеска на длительных временных интервалах является одним из методов исследования активности красных карликов. На поверхности многих объектов этого типа присутствуют холодные пятна, которые обнаруживаются по малоамплитудным колебаниям блеска, ($< 0^m2$), промодулированным с периодом осевого вращения. Другой фотометрической характеристикой активной звезды является средний годовой блеск. Эта величина свободна от влияния малоамплитудной переменности. Она отражает суммарный вклад активных областей в оптическое излучение звезды. Усиление или затухание активных процессов приводит к медленным колебаниям среднего годового блеска звезды, заметным на интервалах в несколько лет. Имея многолетние ряды данных, полученные, обычно, с привлечением фотографических коллекций (Филлипс, Хартманн, 1978; Хартманн, др., 1981; Мавридис и др., 1982; Родоно, Кутиспото, 1992; Панов и др., 1993), можно выявить долговременные изменения блеска, найти значение и моменты максимальной яркости звезды, т.е. определить излучение ее фотосферы в отсутствие пятен. Максимальный блеск является входным параметром при моделировании картины запятненности звезды в заданную эпоху (Алексеев, Гершберг, 1996; 1997).

В нашей предыдущей работе (Бондарь, 1996) было рассмотрено поведение среднего годового блеска у 29 dKe–dMe звезд, исследованных по коллекциям пластинок Государственного Астроно-

мического института им. П.К. Штернберга (ГАИШ), астрономической обсерватории Одесского государственного университета и Зоннебергской обсерватории. Здесь приводятся результаты поиска переменности среднего годового блеска у нового списка dKe-dMe звезд, включающего 11 объектов, исследованных по фотографической коллекции ГАИШ.

2 Программа и фотометрические данные

В программу настоящих фотометрических исследований включено 11 dKe-dMe звезд из каталогов Штрассмайера и др. (1988) и Гершберга и др. (1999). Список выбранных объектов и общие сведения о них приведены в таблице 1.

Таблица 1. Список программных dKe-dMe звезд

Звезда	$\alpha_{1950.0}$	$\delta_{1950.0}$	V	$B - V$	Спектр	Примечания
V987 Tau	04 19.2	19 08.5	12.90	1.70	dM4.5e	F
V808 Tau	04 46.2	24 43.0	9.52	1.03	dK3e+dK3e	BY,SB2
V910 Ori	05 45.2	07 52.0	15.50			F
V1003 Ori	05 47.3	06 46.0	14.50	1.68		F
AA Cnc	08 34.4	26 33.2	14.19	1.53		
EI Cnc	08 55.4	19 57.4	13.72	1.87	dM5.5e	F,VB ¹
V2354 Sgr	18 27.1	-24 54.1	13.20	0.80	dM5	F
V775 Her	18 53.8	23 29.7	8.04	0.91	dK1e	BY,SB1 ²
V1816 Cyg	19 29.3	31 15.7				BY
HZ Aqr	21 29.6	00 00.0	9.89	0.98	dK3e+dK7e	BY,SB2
FG Aqr	22 14.7	-09 03.0	13.24	1.74	dM4.5e	F,AB

Примечания к таблице 1.

SB1, SB2 - спектрально-двойная, VB - визуально-двойная, AB - астрометрическая двойная, F - вспышечная звезда, BY - тип BY Dra.

1 - Петтерсен и др. (1985); 2 - Штрассмайер и др. (1988).

Измерения блеска по фотографическим пластинкам и обработка данных выполнены по методике, описанной в работе Бондарь (1996). В зависимости от яркости звезды, ее блеск оценивался с помощью 4-х или 10-ти кратной линзы интерполяционным методом относительно нескольких пар звезд сравнения. Фотографические звездные величины звезд сравнения определялись по характеристическим кривым, построенным по результатам измерений на ирис-фотометре нескольких звезд - фотометрических стандартов, расположенных вблизи исследуемой звезды. Усредненные значения получены по измерениям 3 - 5 пластинок. Средняя квадратическая ошибка оценок блеска составила $0^m 05$, но у некоторых звезд достигала $0^m 1$.

Оценки блеска программных и контрольных звезд, полученные по отдельным пластинкам, усреднялись за каждый год, вспышки и неуверенные измерения были исключены. С целью контроля наших результатов на отдельных участках или для всей кривой блеска выполнялись повторные измерения пластинок. В большинстве случаев средние годовые значения блеска получены по 3 - 8 пластинкам, но в некоторые годы их было несколько десятков, а иногда измерялась только одна пластинка. По каждой пластинке сделано не менее двух оценок. Исследованный нами временной интервал и количество просмотренных пластинок указаны для каждой звезды в таблице 2, кривые блеска представлены на рисунках 1 - 3.

Таблица 2. Результаты фотографических измерений

Звезда	Интервал исследования (годы)	Число пластинок	Δm_{pg}	Шкала переменности (годы)
V987 Tau	1960-1988	165	0.14	
V808 Tau	1905-1988	231	0.30	17
V910 Ori	1951-1993	87	?	
V1003 Ori	1951-1993	87	0.17	
AA Cnc	1983-1990	60	0.06	
EI Cnc	1963-1987	56	0.8	50?
V2354 Sgr	1960-1988	211	0.15	
V775 Her	1899-1989	97	0.25	28
V1816 Cyg	1960-1992	188	0.28	4
HZ Aqr	1912-1970	66	0.26	
FG Aqr	1966-1989	120	0.27	

3 Долговременные изменения блеска у 11 dKe-dMe звезд

Разброс оценок среднего годового блеска у всех контрольных звезд не превышал 0^m2 , что при уровне значимости $\alpha = 0.05$ соответствует значению 4σ . Звезды, у которых изменения среднего годового блеска были больше 0^m2 , отнесены к переменным. Характерные времена переменности найдены по положению максимумов или минимумов. Амплитуда (Δm_{pg}) и характерное время медленной переменности указаны в табл. 2. Ниже для каждой звезды дано описание поведения блеска на исследованном нами временном интервале. На рис. 1 - 3 в верхней части помещены кривые блеска программных звезд, а в нижней - контрольных звезд. Каждая точка на фотометрической кривой соответствует среднегодовому значению блеска, черточками отмечено значение средней квадратической ошибки. Отсутствие черточки означает, что измерялась одна пластинка. При построении кривой блеска звезды V775 Her использованы результаты фотоэлектрических наблюдений (Алексеев, Бондарь, 1998). Они нанесены вертикальными линиями, показывающими полную амплитуду переменности блеска, вызванную вращательной модуляцией.

V987 Tau. (Рис. 1.) Источник рентгеновского излучения (Смайл и др. 1986), фотометрически мало изучена. По результатам наших фотографических измерений средние годовые значения блеска звезды на интервале с 1960 г. по 1988 г. оставались постоянными, не обнаружены и случаи переменности в течение года.

V808 Tau. (Рис. 1.) Член скопления Гиад, показывает переменность типа VY Dra с амплитудой $\sim 0^m10$ и периодом $P=6^d.82$ (Бопп и др., 1980). Мы исследовали поведение блеска звезды на временном интервале с 1905 г. по 1988 год. На всех пластинках область расположения V808 Tau и контрольной звезды оказалась близкой к краю, что привело к значительному разбросу оценок блеска. Изменения среднего годового блеска у V808 Tau составляют $0^m3 - 0^m4$. Принимая 5 заподозрить наличие долговременной переменности с характерным временем ~ 17 лет.

V910 Ori. (Рис. 1.) Очень слабая звезда, ее блеск по Паломарским картам оценивается в голубом цвете как 19^m , а в красном 18^m . Впервые на быстрое повышение блеска до значения 15^m3 с последующим его ослаблением через двое суток указал Хоффмейстер (1968). Он идентифицировал звезду как вспыхивающую типа UV Cet. Наши данные о блеске звезды получены на интервале с 1950 г. по 1993 г. Звезда пребывает или в минимуме, когда она не видна на пластинке, или в состоянии повышенной яркости, когда ее блеск возрастает примерно на $1^m5 - 2^m$. На кривой блеска зачерпнутыми кружками приведены средние годовые значения повышенного блеска звезды, а состояния в минимуме выделены светлыми кружками на уровне 18^m . Они не соответствуют действительному значению блеска, а отмечают, что в эти эпохи звезда не выделялась относительно фона.

V1003 Ori. (Рис. 1.) Переменная типа UV Cet, по фотографическим наблюдениям зарегистрированы вспышки до $1^m - 1^m5$ (Петтит, 1970; 1976). Мы исследовали фотометрическое поведение звезды на интервале с 1950 г. по 1990 г. Вариации среднего уровня блеска не превышают ошибок измерений, но в отдельные годы среднегодовые значения имеют заметную дисперсию.

AA Sps. (Рис. 2.) Источник рентгеновского излучения (Кордова и др., 1981), фотометрически мало изучена, на Паломарской карте выглядит слабо красной. По результатам своих фотографических измерений Майнунгер (1974) высказал сомнение в том, что звезда относится к типу UV Cet, но отметил, что возможно точность фотографического метода оказалась не достаточной для регистрации переменности. В статье Кордовы и др. (1981) AA Sps отнесена к карликовым новым. По нашим фотографическим измерениям переменность ее блеска на интервале с 1983 по 1990 год не обнаружена. Сравнимые значения средних квадратических ошибок у этой звезды и контрольной, указывают, что у AA Sps не наблюдалось также и быстрых изменений яркости, заметных в течение года.

EI Sps. (Рис. 2.) В каталоге Глизе и Джарейс (1979) отмечено, что это двойная система (GJ 1116AB), но на пластинках видна одна звезда. Сведения о ней в табл.1 даны согласно Петтерсену и др. (1985). В этой же статье и в работе Фишера и Марси (1992) приведены характеристики каждого компонента. Звезда отличается высокой вспышечной активностью, имеет эмиссии в линиях III и CaII (Петтерсен и др., 1985; Петтерсен, 1985), является источником рентгеновского излучения. По наблюдениям, выполненным на спутниках Einstein и ROSAT, у нее заподозрено существование цикла активности продолжительностью в 10 лет (Шмитт и др., 1995). По нашим данным, полученным на интервале с 1963 г. по 1990 г., средние за год значения блеска звезды меняются с амплитудой $0^m5 - 0^m8$. Такая амплитуда переменности является исключительной для dMe звезд, обычно медленные изменения их среднего блеска не превосходят 0^m4 (Алексеев, 2000). В отдельные годы при возрастании или уменьшении яркости звезды заметно увеличивается дисперсия среднего значения блеска, что указывает на переменность блеска в течение года. На исследованном нами интервале уверенно зарегистрирован максимальный уровень блеска в 1981 – 82 г.г., но момент минимума установить затруднительно и можно лишь предположить, что характерное время долговременной переменности составляет около 50 лет.

V2354 Aqr. (Рис. 2.) Звезда относится к типу UV Cet, амплитуда вспышек достигает 0^m4 (Хоффлейт, 1965). По результатам наших измерений разброс значений среднего годового блеска на интервале с 1959 г. по 1991 г. не превосходит 0^m2 , но в 1985 г. наблюдалось его увеличение на $\sim 0^m35$.

V775 Her. (Рис. 2.) Звезда типа BY Dra, ее блеск в полосе V в 1981 оценен как 8^m4 (Бопп и др. 1981), а в 1987 – как 8^m06 (Реглеро и др., 1987). По результатам наших фотографических оценок и фотоэлектрическим наблюдениям в Крымской астрофизической обсерватории на 125-см телескопе АЗТ-11 (Алексеев, Бондарь, 1998) изменения среднего годового блеска в полосе В составляли 0^m25 , хотя в один из сезонов фотоэлектрические наблюдения показали повышение яркости звезды на 0^m4 . Изменения происходили плавно, в отдельные годы с заметной дисперсией. Наиболее плотный ряд данных представлен на интервале 1978 – 1997 гг. и на этом участке кривой блеска характерное время переменности оценивается в 20 – 28 лет.

V1816 Cyg. (Рис. 3.) Согласно Жиклас и др. (1971) изменения блеска звезды, обнаруженные по пластинкам Ловелловской обсерватории, составляют 0^m5 . Исследования Курочкина (1983) по пластинкам коллекции ГАИШ показали, что яркость звезды меняется от 15^m6 до 16^m1 . Он заподозрил присутствие периодичности со значением $P=2^d.5$, а заметный разброс данных предложил объяснить наличием ярких пятен. По нашим результатам построена кривая среднего годового блеска на интервале с 1959 г. по 1992 г. Изменения средних за год значений на 0^m28 наблюдаются с характерным временем 4 – 5 лет, но не исключена и более медленная переменность на шкале ~ 18 лет. Возможно, что с таким же характерным временем изменяется амплитуда среднегодового блеска. В отдельные годы перед последующим повышением блеска заметно возрастает дисперсия среднего значения.

HZ Aqr. (Рис. 3.) Звезда относится к промежуточному типу между RS CVn и BY Dra (Сэндэдж, 1969, Петерсон и др., 1980). Переменность блеска составляет 0^m15 . Фотометрически мало изучена. Мы получили оценки блеска звезды для 7 лет в интервале с 1910 г. по 1970 г. Число имеющихся у

нас данных не достаточно, чтобы дать характеристику переменности.

FG Aqr. (Рис. 3.) Звезда мало изучена, относится к вспыхивающим звездам типа UV Cet (Кункель, 1972). Переменность блеска в полосе В достигает 0^m6 (Харрингтон, Дан, 1980). По нашим данным на временном интервале с 1966 г. по 1990 г. изменения среднегодовых значений ее блеска в большинстве случаев не превышали 0^m2 . В некоторые годы заметно возрастание яркости звезды до 0^m28 , но в это же время мы отмечали изменения блеска и у контрольной звезды.

4 Обсуждение результатов

Используя метод фотографических измерений блеска, можно обнаружить переменность, если она превышает 0^m2 . По кривым блеска, полученных нами для 11 активных красных карликов, такая переменность найдена у EI Sps и V775 Her и заподозрена у V808 Tau и V1816 Cyg. Характер изменений блеска у V910 Ori отличается от звезд типа VY Dra и представляет интерес для дальнейших исследований с помощью CCD – фотометрии. По фотографическим пластинкам определить блеск звезды в минимуме не удастся. Если предположить, что это затменная система, то $P=2^d.577$, $E_0=2434002.19$. Хоффмейстер (1968) также отметил, что понижение блеска звезды произошло через двое суток после его повышения.

По программе поиска долговременных изменений блеска нами исследовано 40 dKe-dMe звезд, что составляет около 10 включенных в каталог Гершберга и др. (1999). У четырех из них найдены изменения среднего блеска с амплитудой $0^m5 - 1^m$. Это говорит о том, что среди активных красных карликов есть объекты, у которых в отдельные эпохи активные области вносят значительный вклад в их оптическое излучение. Максимальная амплитуда переменности найдена у PZ Mon (Бондарь, 1996), но и у EI Sps она достигает 0^m8 , что является нетипичным для dMe звезд. Необходимо продолжить исследования этой звезды, чтобы установить, связана ли ее долговременная переменность с активными процессами.

5 Благодарности

Работа выполнена при поддержке фонда "Возрождение" (Украина) и Канадского астрономического общества. Автор выражает глубокую благодарность Международному астрономическому обществу СНГ, М.М. Кацовой, Н.Г. Бочкареву, Р.Е. Гершбергу и Э.А. Витриченко за содействие в осуществлении поездки в ГАИШ, С.Ю. Шугарову и Н.И. Шаховской за консультации, обсуждение результатов и полезные замечания.

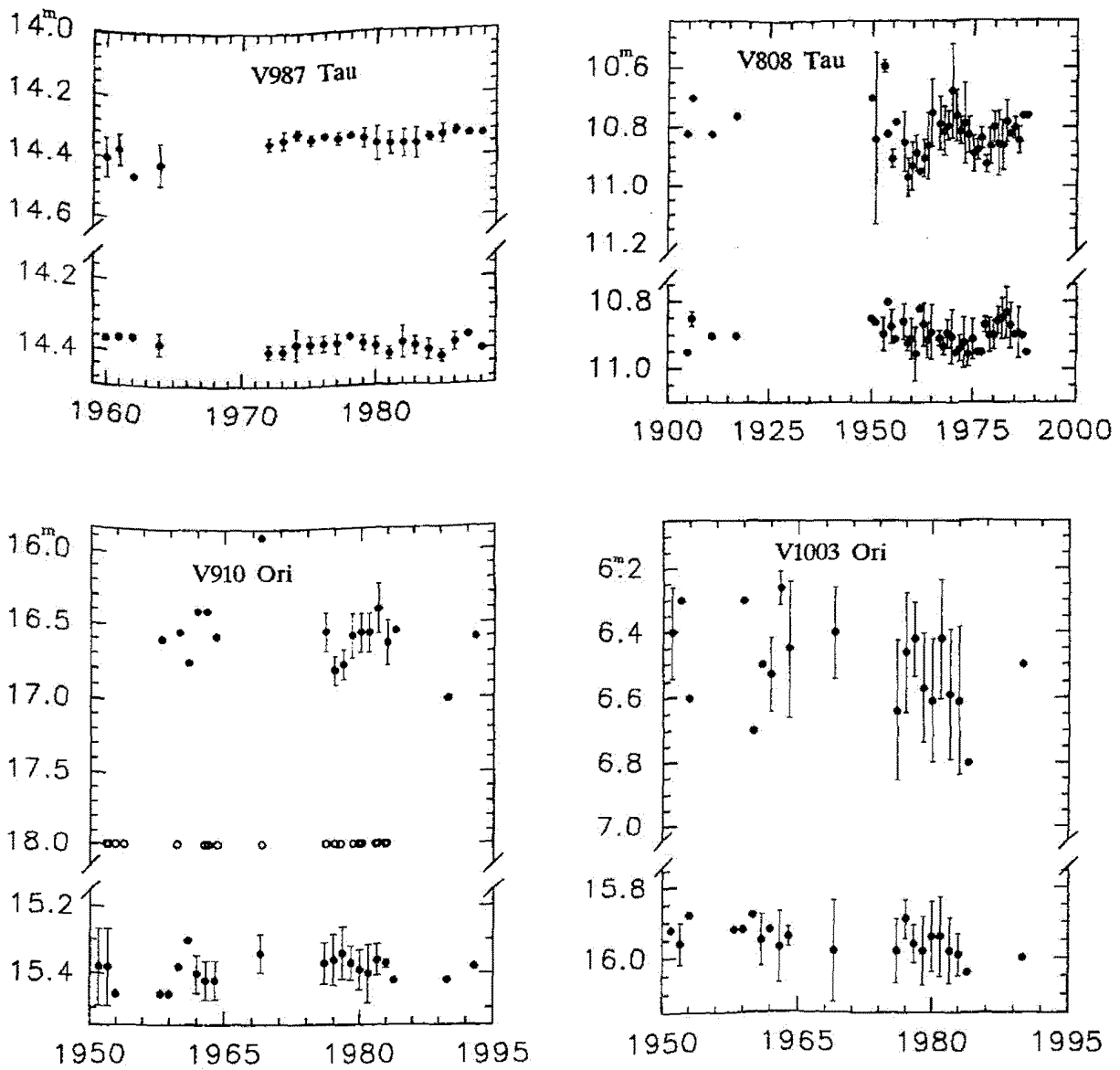


Рис. 1. Изменения среднего годового блеска у звезд V987 Tau, V808 Tau, V910 Ori, V1003 Ori. В нижней части рисунка приведены кривые блеска контрольных звезд. По оси X – годы. Открытые кружки у V910 Ori отмечают состояние минимального блеска

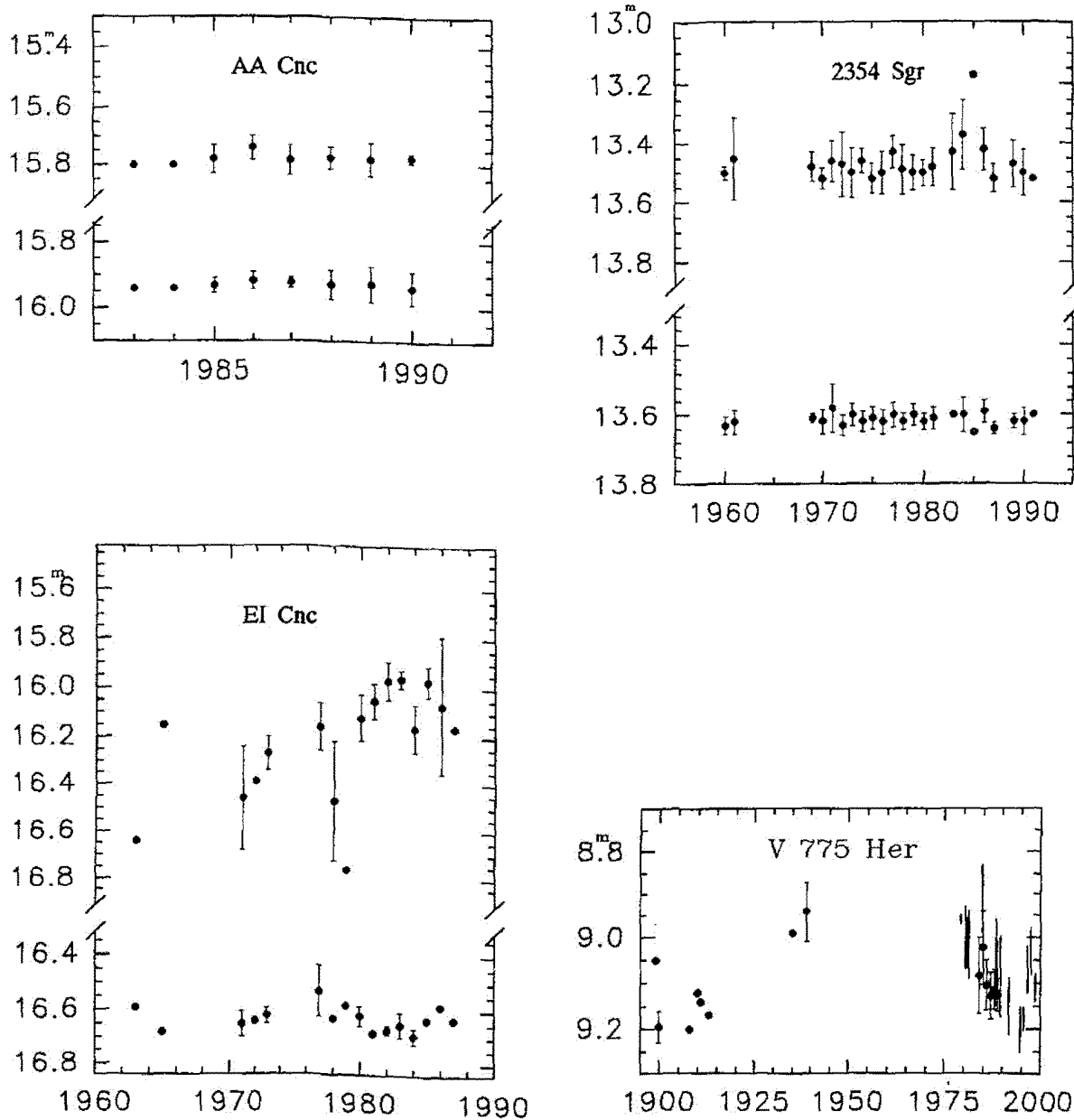


Рис. 2. То же, что и на рис.1 для звезд AA Cnc, EI Cnc, V2354 Sgr, V775 Her. Вертикальные черточки на кривой блеска V775 Her - фотоэлектрические наблюдения в полосе В (Алексеев, Бондарь, 1998)

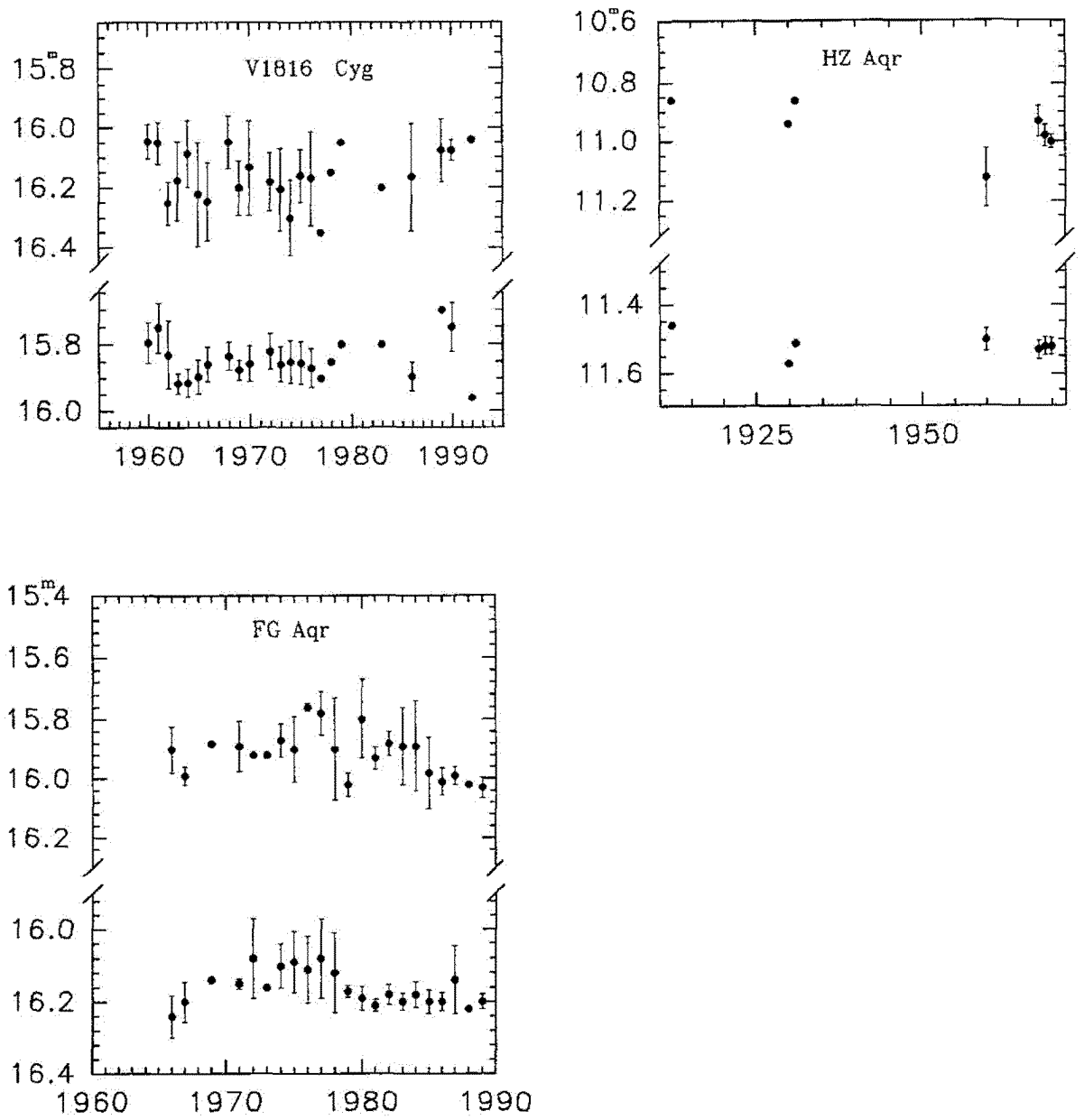


Рис. 3. То же, что и на рис. 1 для звезд V1816 Cyg, HZ Aqr, FG Aqr

Литература

- Алексеев И.Ю. // Астрон. Журн. 2000. Т. 77. С. 784.
Алексеев И.Ю., Гершберг Р.Е. // Астрон. Журн. 1996. Т. 73. С. 579.
Алексеев И.Ю., Гершберг Р.Е. // Астрон. Журн. 1997. Т. 74. С. 240.
Алексеев И.Ю., Бондарь Н.И. // Астрон. Журн. 1998. Т. 75. С. 742.
Бондарь Н.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1996. Т. 93. С. 111.
Бопп и др. (Bopp В.W., Noah P.V., Klimke A.) // Astron. J. 1980. V. 85. P. 1386.
Бопп и др. (Bopp В.W., Noah P.V., Klimke A., Africano J.) // Astrophys. J. 1981. V. 249. P. 210.
Гершберг и др. (Gershberg R.E., Kazova M.M., Lovkaya M.N., Terebizh A.V., Shakhovskaya N.I.) // Astron. Astrophys. Suppl. 1999. V. 139. P. 555.
Глизе и Джарейс (Gliese W., Jahreiss H.) // Astron. Astrophys. Suppl. 1979. V. 38. P. 423.
Жиклас и др. (Giclas H.L., Burnham R.Jr., Thomas N.G.) // Low. Obs.Bull. 1971. V. 6. No. 120. P. 31.
Кордова и др. (Cordova F.A., Jensen K.A., Nugent J.J.) // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1981. V. 196. P. 1.
Кункель (Kunkel W.R.) // Inform. Bull. Var. Stars. 1972. No. 748. P. 1.
Курочкин Н.Е. // Астрон. Циркуляр. 1983. No. 1276. С. 4.
Мавридис и др. (Mavridis L.N., Asteriadis G., Mahmoud F.M.) // Cont. Depart. Geodet. Astron. University Thessaloniki. 1982. No. 41. P. 253.
Майнунгер (Meinunger L.) // Mitt. Veranderl. Stern. 1974. B. 6. H. 6. P. 133.
Панов и др. (Panov K.P., Ivanova M.S.) // Astrophys. Space Sci. 1993. V. 199. P. 265.
Петерсон и др. (Peterson R.C., Willmath D.W., Carney B.W., Chaffee F.H.Yr.) // Astrophys. J. 1980. V. 239. P. 928.
Петтерсен (Pettersen B.R.) // Astron. Astrophys. 1985. V. 148. P. 151.
Петтерсен и др. (Pettersen B.R., Cochran A.L., Barker E.S.) // Astron. J. 1985. V. 90. P. 2296.
Петтит (Pettit M.) // Inform. Bull. Var.Stars. 1970. No. 431. P. 1.
Петтит (Pettit M.) // Inform. Bull. Var.Stars. 1976. No. 1135. P. 1.
Реглеро и др. (Reglero V., Gimenez A., Castro E., Fernandez-Figueroa M.J.) // Astron. Astrophys. Suppl. 1987. V. 71. P. 421.
Родано и Кутиспото (Rodono M., Cutispoto G.) // Lecture Notes in Physics. 1992. V. 397. P. 267.
Смайл и др. (Smail A.P., Charles P.A., Corbet R.H., Jatdan C., Brown A., Walter F.) // Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 1986. V.221. P.77.
Сэндэдж (Sandage A.) // Astrophys. J. 1969. V. 158. P. 1115.
Филлипс и Хартманн (Phillips M.J., Hartmann L.) // Astrophys.J. 1978. V. 224. P. 182.
Фишер и Марси (Fischer D.A., Marcy G.W.) // Astrophys.J. 1992. V. 396. P. 178.
Харрингтон, Дан (Harrington R.S., Dahn C.C. Summary of U.S.) // Astron.J. 1980. V. 85. P. 454.
Хартманн и др. (Hartmann L., Bopp В.W., Dussault M., Noah P.V., and Klimke A.) // Astrophys. J. 1981. V. 259. P. 662.
Хоффлейт (Hoffleit D.) // Astron. J. 1965. V. 70. P. 307.
Хоффмейстер (Hoffmeister C.) // Inform. Bull. Var. Stars. 1968. No. 361. P. 1.
Шмитт и др. (Schmitt Jr.H.M.M., Fleming T.A., Giampapa T.S.) // Astrophys.J. 1995. V. 450. P. 392.
Штрассмайер и др. (Strassmeier K.G., Hall D.S., Zeilik M., Nelson E., Eker Z., Fekel F.C.) // Astron. Astrophys. Suppl. 1988. V. 72. P. 291.

УДК 523.98

Результаты наблюдений частного Солнечного затмения 11 августа 1999 года

А.Н. Бабин, И.А. Будзиновская, М.А. Миронов, Л.И. Цветков

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 10 декабря 2000 г.

Аннотация. Наблюдения выполнялись на двух инструментах одновременно: оптическом телескопе Службы Солнца АФР-2 и радиотелескопе РТ-22 КраО с помощью радиополяриметра на волны 3.5, 2.8, 2.3 и 2.0 см. Определены параметры радиоисточника, связанного с группой пятен NOAA 8662. Выделены четыре фрагмента радиоисточника с угловыми размерами 8–24'', яркостными температурами $10^5 - 10^6$ К и магнитными полями 100–600 Гс. Спектральные индексы по потоку имеют разные знаки для фрагментов радиоисточника, располагавшихся над мелкими пятнами и над порами. Сопоставление оптических и радио данных показало, что размеры фрагментов радиоисточника в интенсивности и поляризованном излучении близки и совпадают с размерами полутеней мелких пятен. Обсуждаются возможные механизмы излучения различных фрагментов этой активной области.

RESULTS OF RADIO OBSERVATIONS OF THE PARTICULAR SOLAR ECLIPSE ON AUGUST 11, 1999, by A.N. Babin, I.A. Budzinovskaya, M.A. Mironov, and L.I. Tsvetkov. The observations were carried out on two instruments simultaneously: optical telescope of Solar Service AFR-2 and the radio telescope RT-22 of CrAO using the radio polarimeter at wavelengths 3.5, 2.8, 2.3 and 2.0 cm. The parameters of the radio source connected with the sunspot group NOAA 8662 (SGD) were determined. Four fragments of the radio source with the dimensions of 8–24 arcseconds, the brightness temperatures $10^5 - 10^6$ K, the local magnetic fields in the range 100–600 gauss were picked out. The flux spectral indices have the different signs for the fragments over the small sunspots and over the pores. The comparison of optical and radio data showed that the dimensions of the fragments of radio source in intensity and circular polarisation are close and coincide with the dimensions of the small sunspot penumbra. The physical parameters and the possible mechanisms of radio emission for the different fragments of this active region are discussed.

Ключевые слова: Солнечное затмение, пятна, радиоисточник

1 Введение

Солнечное затмение представляет существенный интерес для радиоастрономов. В процессе прохождения лунного диска по Солнцу появляется возможность уточнить положение и параметры локальных источников (ЛИ), располагающихся над пятнами, флоккулами и холмами магнитного поля. Исследование пространственной структуры ЛИ и напряженности магнитных полей (МП) в

солнечной атмосфере является важнейшей основой для понимания физики явлений, наблюдаемых на Солнце.

Одним из основных требований при наблюдениях радиоизлучения Солнца является обеспечение высокой разрешающей способности. Наиболее эффективными в этом отношении оставались до недавнего времени наблюдения солнечных затмений. Они позволяют не только локализовать отдельные источники, но и получать распределение интенсивности по источнику с разрешением несколько угловых секунд, что достигается при обычных наблюдениях только на таких радиоастрономических комплексах как VLA, WSRT, Nobeyama Radio Heliograph (Кунду, 1990; Накаджима и др., 1990), максимальное разрешение которых в интервале 2–10 угл. сек.

Современные наблюдения частных затмений Солнца проводятся на весьма сложной аппаратуре с использованием больших полноповоротных радиотелескопов, что позволяет радиоастрономам значительно дальше продвинуться в использовании объема информации, которую способны дать экспедиционные затменные наблюдения на малых радиотелескопах. Спектрально-поляризационные наблюдения с помощью радиотелескопа с достаточно высоким угловым разрешением позволяют получить надежные данные по трехмерной структуре магнитного поля активных областей. Интерес к наблюдениям затмения 11 августа 1999 года вызывался тем обстоятельством, что данное затмение – последнее в этом тысячелетии на всей Земле.

До настоящего времени на радиотелескопе РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории (со дня его ввода в эксплуатацию) проведены наблюдения четырех частных затмений Солнца. Затмение 22 сентября 1968 г. (максимальная фаза закрытия 0.62) наблюдалось с помощью поляриметра на волну 3.15 см. Наряду с полной интенсивностью проводились измерения поляризованного по кругу радиоизлучения. Обнаружена тесная связь ЛИ с группами пятен и локальными МП на уровне фотосферы. Угловые размеры источников поляризованного излучения близки к размерам теней пятен, выявлены отдельные детали размерами около 5 угл. сек. Определены высоты ЛИ и радиолимба над фотосферой. Значения высот верхней границы ЛИ оказались равными 26 тыс. км в поляризованном излучении и 42 тыс. км в полной интенсивности (Ершов, Цветков, 1972). Частное затмение 15 мая 1975 года с максимальной фазой 0.17 наблюдалось на волнах 3.5, 2.5 и 1.95 см с записью по каналам интенсивности (I) и круговой поляризации (V). Луна затеняла участки диска Солнца вблизи Северного полюса. На кривых покрытия-закрытия обнаружены ЛИ с угловыми размерами порядка нескольких секунд, однако сопоставить их с оптическими образованиями не удалось из-за отсутствия надежных оптических данных.

29 апреля 1976 г. на РТ-22 КрАО на волне 1.35 см были проведены наблюдения затмения Солнца (максимальная фаза 0.8) в интегральном и поляризованном излучении. Определены параметры ЛИ, связанного с группой пятен СД No 24. Локальный источник как в поляризованном (V), так и в интегральном (I) излучениях состоял из трех компонентов с размерами 8, 12, 30 угл. сек, положения которых в I и V совпадали. Яркостные температуры компонентов составляли $(60 - 310) \cdot 10^3$ К и $(3.5 - 19) \cdot 10^3$ К в интегральном и поляризованном излучении, соответственно (Домнин и др., 1978). Частное солнечное затмение 15 декабря 1982 г. наблюдалось на волне 1.35 см. Максимальная закрытая доля площади диска Солнца была 0.44. Показано, что угловые размеры наблюдавшихся ЛИ в активной группе СД No 421 близки к размерам соответствующих им пятен и составляли 10–14 угл. сек; в разрешенных компонентах наблюдались яркостные температуры $(160 - 530) \cdot 10^3$ К; излучение ЛИ было сосредоточено в основном в компонентах над пятнами (Ефанов и др., 1985).

Изучение тонкой структуры в распределении радиояркости ЛИ имеет смысл при сравнении её со структурой МП на фотосферном уровне. В настоящей работе анализируются результаты обработки оптических данных и данных спектрально-поляризационных наблюдений частного солнечного затмения 11 августа 1999 г., выполненных на АФР-2 и РТ-22 КрАО (п. Кадивели, Крым) в диапазоне 2.0 – 3.5 см с целью получения информации о пространственной структуре и физических параметрах AR NOAA 8662 (SGD). Эта работа является продолжением (Будзиновская и др., 2000), здесь уточнены параметры исследуемой активной области в результате более тщательного сопоставления радио и оптических данных.

2 Оптические данные и методика обработки

Наблюдения затмения 11 августа 1999 года пришлось на период, близкий к максимуму 23-го цикла солнечной активности. Между тем в день затмения на Солнце имелись лишь три группы солнечных пятен: No 8657, 8662 и 8665 (согласно SGD) или No 248, 253, 255 (по бюллетеню "Солнечные данные"). В одной из них No 8662 (253) происходили заметные изменения площади и числа пятен. Согласно СД эта группа пятен имела максимальное значение $S_d = 872$ м.д.п. и большое число мелких пятен ($n=51$) как раз в день затмения. Необычных явлений в диапазоне сантиметровых волн в день затмения не наблюдалось (сведения любезно предоставлены Т.А. Степановой, ГАО, Пулково).

Обстоятельства затмения в оптическом диапазоне были вычислены Н.С. Черных. Для местоположения РТ-22 КраО оно продолжалось с 09:57 UT (момент I контакта) до 12:38 UT (момент IV контакта). В максимальной фазе затмения (11:20 UT) Луна закрывала 0.938 площади солнечного диска. Положения диска Луны относительно центра диска Солнца с дискретностью одна минута времени рассчитывались по программе, предоставленной нам А.Н. Коржавиным (ГАО, С.-Петербург).

Согласно визуальным измерениям МП пятен, полученным в Крымской астрофизической обсерватории на БСТ-2 в 05:00 UT (они есть на страничке в интернете: [http : www.crao.crimea.ua /Projects/ solar.sunspot /DATA/1999_8/110899.GIF.](http://www.crao.crimea.ua/Projects/solar.sunspot/DATA/1999_8/110899.GIF)) поле в пятне-лидере (1) изучаемой группы пятен составляло (в сотнях гаусс) S24 (см. рис.8 и рис.10), в следующем пятне (2) и в ближайших к нему порах S28-S18, в отдельных порах (3) между пятном (2) и хвостовым пятном (4) в основном S19-S21. Группа мелких ядер хвостового пятна (4), две ближайшие поры к NW и поры, расположенные к северо-востоку от него, имели МП северной полярности (N25-N16).

Одновременно с наблюдениями на РТ-22 КраО проводились наблюдения на телескопе Службы Солнца АФР-2. 11 августа 1999 г. на фотопластинках ORWO было снято 15 фотогелиограмм в белом свете. Полученные с помощью АФР-2 данные обрабатывались по методике, которая применялась Матвеевым и Юровским (1977), с целью определения с необходимой точностью "стандартных" координат пятен и пор данной активной области для моментов их закрытия и открытия. Результаты в виде зарисовки группы пятен с координатной сеткой представлены на рисунках 8 - 11. Сопоставление оптических и радио данных приведено ниже.

3 Методика радионаблюдений

Наблюдения затмений Солнца при помощи антенн с высокой разрешающей способностью можно проводить двумя методами: сопровождением лунного лимба при прохождении его через активную область и сопровождением активной области диаграммой направленности антенны. В первом случае изменения выходного сигнала будут обусловлены только неоднородностями распределения яркостной температуры по диску Солнца на пути движения диаграммы направленности антенны, поскольку сигнал от спокойного Солнца будет иметь постоянную величину. Во втором случае в выходном сигнале будет присутствовать быстро изменяющаяся составляющая, обусловленная закрытием и открытием Луной соседних участков невозмущенного Солнца, а также возникает необходимость учета относительного вклада пятненной составляющей радиоизлучения активной области в диаграмму направленности антенны. Несмотря на кажущиеся преимущества первого метода наблюдений, мы применяли второй метод - антенна сопровождала выбранные участки диска Солнца - стандартный режим наблюдений на РТ-22 КраО.

Наблюдения солнечного затмения 1968 г. проводились на волне 3.15 см (Ерюшев, Цветков, 1972) а наблюдения 1999 г. - на волнах 3.5, 2.8, 2.3 и 2.0 см одновременно с регистрацией интенсивности и циркулярно-поляризованной компоненты солнечного радиоизлучения. В период между двумя затмениями значительно улучшены параметры антенны РТ-22 КраО, которая оснащена широкополосным облучателем диапазона 8 - 17 ГГц и чувствительной приемной аппаратурой. Поляризационный комплекс сантиметровых волн является одним из основных приемных устройств наблюдательной аппаратуры РТ-22 КраО и вместе с системой управления его антенной образует

единый комплекс для проведения радиоастрономических наблюдений. Угловое разрешение антенны радиотелескопа на указанных выше волнах составляло 6.0, 5.0, 4.1 и 3.6 угл. мин (Баранов и др., 1998). Система управления радиотелескопа позволяла быстро производить переустановку антенны с одной точки диска Солнца на другую. Скорость движения Луны относительно Солнца при закрытии участка диска вблизи меридиана была равна 0.384"/с, а при открытии - 0.412"/с. Опрос восьми каналов поляриметра проводился за одну секунду с последующим усреднением по десяти измерениям, что соответствует разрешению около 4" в направлении движения края лунного диска.

В период, предшествующий затмению, были определены координаты максимума локального источника по результатам сканирования его диаграммой направленности антенны радиотелескопа. С 10:20 UT в течение 15 мин радиотелескоп сопровождал точку максимума в распределении радиояркости по источнику во время закрытия группы NOAA 8662. Во время открытия - с 11:40 UT были установлены те же координаты. Положение максимума ЛИ совпало с положением группы пор на диске Солнца, обозначенных цифрой 3 (см. рис. 8 и 10).

Для оценки солнечной активности в период, охватывающий затмение нами было проведено картографирование диска Солнца 10, 11 и 12 августа 1999 г. и построены радиокарты Солнца на волнах 3.5; 2.8; 2.3 и 2.0 см в интенсивности. Радиокарты Солнца за указанный период можно найти на нашей страничке в интернете (см. выше). Примеры оформления радиоизображений Солнца на 4-х волнах в интенсивности и поляризованной по кругу составляющей радиоизлучения по результатам наблюдений на РТ-22 КраО представлены нами в каталогах и работе (Баранов и др., 1998). На рис. 1 показано радиоизображение Солнца, построенное по сканам диска Солнца в день затмения на волне 3.5 см. На нем же указаны размеры диаграммы направленности антенны радиотелескопа. Изотермы указаны в уровнях излучения невозмущенного Солнца.

Как показывает рис. 1, в этот день на Солнце наблюдалось несколько локальных источников. В N-W части на самом крае диска отмечалось повышенное радиоизлучение от зашедшей группы пятен. В южной полусфере находились три источника, связанные с группами пятен NOAA 8665, 8662, 8657 (по нумерации SGD), из которых наиболее сильный был ЛИ, располагавшийся вблизи центрального меридиана. Этот ЛИ явился главным объектом при наблюдениях на РТ-22 КраО данного затмения. Угловые размеры его в гелиоширотном и долготном направлении были около 3.5' с учетом сглаживания диаграммой направленности антенны, следовательно, некоторая часть ЛИ находилась на краю главного лепестка диаграммы направленности на волне 2.0 см при установке его на максимум излучения.

Таблица 1. Потоки радиоизлучения AR NOAA 8662 В табл.1 представлены результаты измерения интенсивности излучения ЛИ активной области NOAA 8662 на основе трехдневных наблюдений на РТ-22 КраО в коротковолновой части см-диапазона длин волн. Интегральные значения степени поляризации радиоизлучения всего ЛИ за 11

Дата	Поток на волне, s.f.u.			
	3.5 см	2.8 см	2.3 см	2.0 см
10.08.1999	6.3	2.9	3.7	3.1
11.08.1999	6.2	3.3	3.7	3.5
12.08.1999	9.4	5.0	6.9	6.3

1 s.f.u. = 10^{-22} Вт.м².Гц
 августа 1999 г. находились в пределах 0.4 – 1% в диапазоне 2.0 – 3.5 см, знак поляризации на разных волнах не совпадал (на волнах 3.5 и 2.0 см – R, а на волне 2.3 см – L). На волне 2.8 см поляризация излучения не регистрировалась по техническим причинам.

Характер изменения спектра излучения ЛИ в указанном диапазоне свидетельствует о совместном действии тормозного и магнитотормозного излучения области в нижней короне над группой пятен. Повышенное излучение ЛИ на следующий день после затмения указывает на эволюцию в развитии группы пятен, происшедшую, вероятно, после вспышечного процесса.

4 Методика обработки радионаблюдений

Исследование солнечной активных областей включает в себя важный этап – определение астрофизических параметров микроволнового излучения Солнца: потоков радиоизлучения, ярких

температур, спектральных индексов, степени поляризации локальных источников (ЛИ), а также их временных и пространственных изменений. Спектрально-поляризационные наблюдения в сантиметровом диапазоне длин волн позволяют делать оценки величины магнитных полей в переходной зоне атмосферы Солнца и в нижней короне (Гельфрейх, 1972). При расчетах потоков, степени поляризации, спектральных индексов, величины магнитных полей на уровнях генерации радиоизлучения Солнца учитывались соотношения шкал и калибровочных уровней в каналах I и V, коэффициенты просачивания сигналов (Гранат, Цветков, 1993).

Значение потока вычислялись из следующего выражения:

$$S_s = S_{\odot} \frac{I_s}{I_{\odot}} g \quad \text{s.f.u.}, \quad (1)$$

где I_s и I_{\odot} – уровни источника и спокойного Солнца. S_{\odot} равно 8.63; 7.80; 7.63; 7.38 s.f.u. для волн 3.5; 2.8; 2.3 и 2.0 см. Коэффициент g , учитывающий соотношение размеров ЛИ и диаграммы направленности антенны радиотелескопа, вычислялся по номограмме (Бачурин и др., 1981). Размеры фрагментов источника определялись по затменным кривым и распределению радиояркости по ЛИ (см. ниже).

Интегральная степень поляризации определялась из равенства:

$$\rho = (R - L)/(R + L) = S_v/S_i \quad (2)$$

как отношение сигналов в каналах поляризации и интенсивности в предположении, что размеры источников в поляризованном и полном излучении совпадают и, в этом случае, это – отношение потоков поляризованной компоненты радиоизлучения и полной интенсивности.

Величина спектрального индекса по потоку оценивалась по формуле:

$$\alpha_s = \frac{\ln(S_{\lambda 1}/S_{\lambda 2})}{\ln(\lambda 1/\lambda 2)}. \quad (3)$$

Яркостная температура ЛИ вычислялась из соотношения:

$$T_{b,fr} = \frac{S_{fr} \lambda^2}{2k \Omega_{fr} + T_{b,\odot}}, \text{K}, \quad (4)$$

где S_{fr} – приращение потока в s.f.u., измеренное по ступенькам на кривых радиозатмения, Ω_{fr} – угловой размер излучаемого фрагмента, в стерadiansах. $T_{b,\odot}$ – яркостная температура спокойного Солнца, $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ вт/град · Гц.

$$\Omega_{fr} = 4\pi \sin^2(\Theta/4), \quad (5)$$

где Θ – размер источника в угловых градусах. Величина спектрального индекса по яркостной температуре оценивалась по формуле:

$$\alpha_T = \frac{\ln(T_{b1}/T_{b2})}{\ln(f_2/f_1)}. \quad (6)$$

По степени поляризации ρ и абсолютной величине α_T оценивалось среднее значение магнитного поля из выражения (Гранат, Цветков, 1993):

$$B \approx \frac{356 \rho f}{|\alpha_T \cos \phi|}, \quad (7)$$

где f в ГГц, B в Гс.

Следует заметить, что это выражение справедливо при определенных условиях распространения волн и при предположении о преимущественном вкладе теплового тормозного механизма. В нашем случае угол ϕ между направлением магнитного поля и лучом зрения не учитывается, поскольку группа пятен NOAA 8662 находилась вблизи центрального меридиана.

Точность измерения степени поляризации – около 0.3%, без учета ошибок калибровки и паразитных эффектов (Баранов и др., 1998). Согласно (Гельфрейх и др., 1972) при такой точности измерения степени поляризации минимальная определяемая величина продольной составляющей магнитного поля в области излучения будет около 3 Гс.

Окончательным этапом обработки было вычисление производных кривых закрытия и открытия площадей диском Луны, стягиваемых ДН антенны радиотелескопа. Как известно (Гельфрейх и др., 1972), производные dS/dt представляют собой одномерное распределение радиояркости по ЛИ, причем площади под кривыми пропорциональны плотности потока радиоизлучения ЛИ. Результаты вычислений параметров локального источника представлены в табл. 2.

Параметры локального источника

Фрагменты ЛИ		1	2	3	4
Средний поток	3.5 см	0.43	0.69	0.36	0.94
(I), на волне,	2.8 см	0.33	0.61	0.38	0.49
s.f.u.	2.3 см	0.28	0.51	0.52	0.80
	2.0 см	0.20	0.28	0.55	0.84
Размеры ЛИ,	(I)	21	27	30	31
угл. сек; 3.5 см	(V)	19	23	21	37
Яркостные	3.5 см	2.80	3.26	1.23	10.10
темп. ЛИ	2.8 см	1.44	1.85	0.85	3.47
(I), на волнах,	2.3 см	0.87	1.08	0.79	3.80
10^5 К	2.0 см	0.51	0.42	0.65	3.02
Степ. поляр. на	3.5 см	30(L)	37(L)	22(R)	81(R)
волне,					
Спектр. индекс	3.5–2.8 см	1.18	0.56	-0.25	2.96
по потоку	2.3–2.0 см	2.43	4.29	-0.40	-0.35
МП, В, Гс – уровень	3.5 см	300	440	400	500
МП, В, Гс – уровень	2.3 см	380	120	-	340

5 Закрытие-открытие локального источника

На рис. 2, 4 представлены кривые изменений полного потока излучения на волнах 3.5; 2.8; 2.3 и 2.0 см в соответствующие интервалы времени, в течение которых происходило закрытие и открытие локального источника диском Луны. На рис. 3, 5 представлены аналогичные кривые в поляризованном излучении на волнах 3.5 и 2.3 см. Временной профиль кривых поляризации на волне 2.0 см практически совпадает с кривыми на волне 2.3 см. По оси ординат отложена плотность потока радиоизлучения. Перепады на кривых, обозначенные цифрами 1, 2, 3, 4 соответствуют закрытию-открытию оптических образований согласно рис. 8, 10.

Поскольку наибольший размер группы пятен составлял около 3 угл. мин, а на волне 3.5 см диаграмма антенны равна 6 угл. мин, то можно обнаружить все составляющие ЛИ, связанные с отдельными пятнами. На рис. 2 четко видны фрагменты ЛИ No 2 (начало в 10:39:10 UT, конец в 10:40:20 UT), No 3 (начало в 10:42:40 UT, конец в 10:43:40 UT), No 4 (начало в 10:44:30 UT, конец в 10:45:40 UT). Закрытие фрагмента No 1 ЛИ (начало в 10:35:00 UT, конец в 10:36:00 UT) здесь не показано. Фрагмент No 3 четко выделяется на всех волнах, поскольку он располагался в максимуме диаграммы направленности антенны. Остальные фрагменты на волнах 2.8; 2.3 и 2.0 см проявляются слабее из-за антенных эффектов.

На рис. 3 представлены кривые изменения поляризованного излучения во время закрытия ЛИ диском Луны. Положение и размеры источников поляризованного излучения наилучшим способом определяются по моментам их закрытия-открытия диском Луны. Перепады на кривой изменения излучения на волне 3.5 см четко демонстрируют положение фрагментов ЛИ No 2, 3, 4 по изменениям во времени. Для фрагмента No 2 (начало в 10:39:00 UT, конец в 10:40:40 UT); для фрагмента No 3 (начало в 10:42:20 UT, конец в 10:43:30 UT); для фрагмента No 4 (начало в 10:44:20 UT, конец в 10:45:50 UT). Из рис. 3 видно, что фрагмент No 2 был поляризован по левому кругу, а фрагменты No 3 и No 4 – по правому. Соответствующие им неоднородности на кривых закрытия-открытия в интенсивности легко отождествляются. По кривой изменения поляризации излучения на волне 2.3 см трудно выявить указанные фрагменты, однако она может свидетельствовать о существовании флоккульной составляющей поляризованного радиоизлучения.

Рис. 4 демонстрирует изменения полной интенсивности ЛИ на волнах 3.5; 2.8; 2.3 и 2.0 см во время открытия его диском Луны. Обозначения такие же, как на рис.2. Все фрагменты отчетливо проявляются на волнах 3.5 и 2.8 см и менее наглядно на волнах 2.3 и 2.0 см. По перегибам на этих кривых определены моменты открытия фрагментов: для фрагмента No 1 (начало в 11:56:10 UT, конец в 11:57:00 UT); для фрагмента No 2 (начало в 11:59:10 UT, конец 12:00:40 UT); для фрагмента No 3 (начало в 12:02:10 UT, конец в 12:03:10 UT); для фрагмента No 4 (начало в 12:03:20 UT, конец в 12:04:50 UT).

Кривые изменения поляризованного излучения на волнах 3.5 и 2.3 см во время открытия ЛИ показаны на рис. 5. Здесь так же четко видны все фрагменты на волне 3.5 см и менее отчетливо можно выделить фрагменты No 1, 2, 4 на волне 2.3 см. Затменные кривые подтверждают, что фрагменты No 1 и No 2 соответствуют левополяризованным, а фрагменты No 3 и No 4 – правополяризованным источникам излучения. Открытие фрагментов происходило в следующие моменты: для No 1 – (начало в 11:56:10 UT, конец в 11:56:50 UT); для No 2 – (начало в 11:59:00 UT, конец в 12:00:40 UT); для No 3 – (начало в 12:02:10 UT, конец в 12:03:20 UT); для No 4 – (начало в 12:03:30 UT, конец в 12:05:20 UT).

На обоих кривых радиозатмений фрагментов ЛИ в поляризованном излучении отмечаются неоднородности с угловыми размерами 4-8 угл. сек, располагающиеся между фрагментами No 2 и No 4, которые можно отнести к открытию пор или мелкоструктурных элементов магнитного поля. Результаты вычислений параметров ЛИ по затменным кривым в интенсивности (I) и в поляризации (V) представлены в табл. 2.

6 Распределение радиояркости

На рис.6 и 7 представлены результаты вычислений производной от кривых закрытия-открытия на волне 3.5 см. Одномерное распределение радиояркости ЛИ в полной интенсивности – наверху, а в поляризации – внизу. Обозначения фрагментов такие же, как и на рис. 2 – 5. На кривых производных интенсивности некоторые малоразмерные фрагменты источников обозначены буквами a, b, c, d. Фрагмент “a” закрывался в период от 10:40:30 UT до 10:41:00 UT, а открывался в период от 12:00:10 UT до 12:00:40 UT. Аналогичные интервалы времени для фрагмента “b” – (от 10:44:00 UT до 10:44:20 UT и от 12:02:50 UT до 12:03:10 UT); для фрагмента “c” – (от 10:44:30 UT до 10:45:00 UT и от 12:03:20 UT до 12:04:00 UT); для фрагмента “d” – (от 10:45:00 UT до 10:45:40 UT и от 12:04:00 UT до 12:04:50 UT). Угловые размеры этих мелкоструктурных элементов составляют 8–16”.

Из рассмотрения рис. 6 следует, что фрагмент No 4 в интенсивности имеет две детали (c, d), в то время, как распределение поляризации демонстрирует одну общую деталь. Аналогичная картина видна на рис. 7.

Оценка величины магнитных полей по площадям под кривыми производных для отдельных фрагментов показала, что на уровне излучения на волне 3.5 см МП в радиоисточнике (a) равно 670 Гс, а в радиоисточнике (b) 240 Гс, в радиоисточнике (c) – 210 Гс, в радиоисточнике (d) – 340 Гс. Результаты обработки данных наблюдений на волнах 2.8 (I); 2.3 (I,V) и 2.0 (I,V) здесь не приводятся, однако они принимались во внимание при отождествлении фрагментов и оценках параметров ЛИ AR NOAA 8662.

По кривым производных можно более точно определить положение и размеры фрагментов ЛИ, что и было сделано при построении рассматриваемых ниже рисунков.

7 Сопоставление оптических и радио данных

Координатные измерения группы пятен АО СД 253, выполненные с высокой точностью, и дифференцирование затменных кривых позволили осуществить качественное сопоставление результатов оптических и радиоастрономических измерений. На рис. 8, 9 представлена оптическая картина активной области AR 8662 на момент 10:24:45 UT (за 10 мин до начала закрытия её диском Луны) и границы фрагментов локального источника на волне 3.5 см на момент 10:40:00 UT. На рис.10, 11

изображены оптические образования AR 8662 на момент 12:10:45 UT (по прошествии 6 мин после открытия её диском Луны) и границы фрагментов ЛИ на момент 12:00:00 UT. Границы фрагментов (дуги) определены по моментам обращения в нуль производных от затменных кривых поляризации (см. рис. 8, 10). Дуги на рис. 9, 11 отмечают границы фрагментов ЛИ в полной интенсивности, которые следуют из рис. 2, 4, 6, 7.

Из совместного рассмотрения рис. 8, 10 следует, что размеры источников поляризованного излучения на волне 3.5 см (нижняя корона) близки к размерам полутеней мелких пятен. Положение фрагмента No 1 относительно малого пятна не позволяет сделать убедительное заключение о высоте источника над фотосферой. Фрагмент No 2 состоит из двух деталей, которые соответствуют двум пятнам с полутенями. Одна из деталей фрагмента No 3 соответствует малому пятну, другая – порам. Поляризованная составляющая радиоизлучения фрагмента No 4 (R) связана с набором пятен, имеющим один знак магнитного поля (N).

Из совместного рассмотрения рис. 9, 11 следует, что размеры источников в полной интенсивности на волне 3.5 см близки к размерам полутеней пятен. Положение фрагментов No 1 и No 2 относительно пятна на рис. 9 отклонено к западному лимбу Солнца, а на рис. 11 – к восточному лимбу. Мелкоструктурный фрагмент “а” соответствует малому пятну, фрагмент “b” соответствует поре на рис. 9 и малому пятну на рис. 11. Мелкоструктурные элементы “с” и “d” соответствуют двум источникам в нижней короне, которые проецируются на группы из двух – трех пятен.

8 Заключение

Результаты обработки спектрально-поляризационных наблюдений затмения 11 августа 1999 г. на РТ-22 КрАО совместно с оптическими данными, полученными с помощью АФР-2, позволяют оценить параметры атмосферы Солнца над мелкими пятнами и порами. В работе (Стешенко, 1967) показано, что напряженность МП мелких пятен (диаметр 6-12”) на 200-300 Гс выше, чем средняя напряженность поля самых мелких пор. Напряженность магнитного поля около 1000 – 1200 Гс является минимальной в пятнах или порах.

Известно, что появление во флоккульном поле маленьких пятен и пор, напряженность МП поля которых на уровне фотосферы превышает 1000 Гс, приводит к магнитотормозному излучению вышележащих слоев солнечной атмосферы, вследствие чего сразу же наблюдается поляризованное излучение локальных источников микроволнового излучения.

Распределение радиояркости на волне 3.5 см (см. рис. 6, 7), а также затменные кривые поляризации (см. рис. 3, 5) свидетельствуют о наличии протяженного источника типа “гало”. Согласно SGD в этой активной области находились значительные площадки с фотосферными МП порядка 7.5 Гс. Таким образом, и в нашем случае наблюдалась биполярная структура, соответствующая по знаку преобладанию необыкновенной волны в согласии с фотосферными измерениями, что подтверждает модель самоинверсии круговой поляризации в микроволновых источниках типа “гало” (Кальтман и др., 2000).

Полученные нами результаты по измерениям МП над мелкими пятнами и порами в какой-то степени подтверждают более ранние наблюдения структуры ЛИ на РТ-22 КрАО во время затмений (Домнин и др., 1978; Ерюшев, Цветков, 1972; Ефанов и др., 1985). Однако имеется ряд трудно объяснимых особенностей. Обращает на себя внимание то, что излучение фрагмента No 3 (группа пор) имеет правополяризованную составляющую. Так как он локализован над группой пор в основном с S-поляризованностью, то его излучение следует ожидать левополяризованным, что соответствовало бы преобладанию необыкновенной волны в его излучении. По-видимому, МП над этими порами имеет более сложный характер, чем это следует из общепринятых моделей. Эти особенности фрагмента No 3 позволяют в какой-то степени отнести его к категории межпятенного источника, как утверждается в (Ахмедов и др., 1999). С таким же успехом его можно отождествить с микроволновым источником, расположенным над линией инверсии фотосферного магнитного поля (Уралов, 2000).

Согласно рис. 8 – 11 и табл. 2 поляризованное по кругу излучение частично локализовано также в отдельных фрагментах ЛИ, размеры которых близки к их размерам в интегральном излучении. В

тоже время обращает на себя внимание отличие размеров ЛИ в полной интенсивности и в поляризации при открытии-закрытии фрагмента No 4 (несколько ядер в общей полутени) данной группы пятен. Если в интегральном излучении разрешаются два источника размерами $8-12''$, то в поляризованном излучении эти источники как бы имеют общую магнитную структуру. Согласно нашим результатам (Ерюшев, Цветков, 1972) источники поляризованного излучения располагаются ниже в атмосфере Солнца, следовательно это – лежащие выше неполяризованные источники.

Как следует из табл. 2 магнитное поле над пятном (фрагмент No 1) уменьшается с высотой, однако для двухпятенного образования (фрагмент No 2) и сложного комплекса из нескольких мелких пятен (фрагмент No 4) МП увеличивается с высотой.

Таким образом, можно сделать следующие выводы, касающиеся источников радиоизлучения активной области NOAA 8662, наблюдавшейся на Солнце 11 августа 1999 г.

1. Впервые измерены магнитные поля мелкоструктурных образований в переходной зоне и нижней короне Солнца, располагавшихся над мелкими пятнами и порами. Значения магнитных полей находятся в пределах 100 – 600 Гс. Степень поляризации радиоизлучения ядер радиоисточников составляла 10 – 80%. Знак поляризации излучения ядер мелких пятен соответствовал преимущественному излучению необыкновенной волны.

2. Спектр источников над мелкими пятнами – падающий, т.е. поток уменьшался с уменьшением длины волны – спектральный индекс положительный. В то же время для источников над порами (межпятенный источник) спектральный индекс отрицательный. Спектр радиоизлучения хвостовых пятен (фрагмент No 4) имеет излом, что свидетельствует о наложении двух типов излучения.

3. Значения яркостных температур мелкоструктурных элементов $10^5 - 10^6$ К являются характерными для тех слоев атмосферы Солнца, где генерируется излучение в коротковолновой части сантиметрового диапазона. Размеры радиоизлучающих элементов близки к оптическим размерам (пятно+полутень).

4. Величина магнитных полей на уровнях генерации радиоизлучения на волнах 3.5 и 2.3 см свидетельствует в пользу неоднородной структуры магнитных полей в атмосфере Солнца.

Наблюдения затмения Солнца 11 августа 1999 г. позволили не только подтвердить ряд ранних результатов (Гельфрейх и др., 1972; Домнин и др., 1987; Ерюшев, Цветков, 1972), но и получить некоторые дополнительные сведения о локальных источниках на Солнце. Здесь наибольший интерес, на наш взгляд, представляет обнаружение тонкой структуры источников неполяризованного и поляризованного излучения, а так же их связи с магнитными полями мелких пятен и пор.

Авторы выражают благодарность П.В. Матвееву за помощь в проведении наблюдений на АФР-2, а так же А.Н. Коржавину за предоставление программы расчета эфемерид затмения 11 августа 1999 г. и Т.А. Степановой за предоставление солнечных данных за август 1999 г.

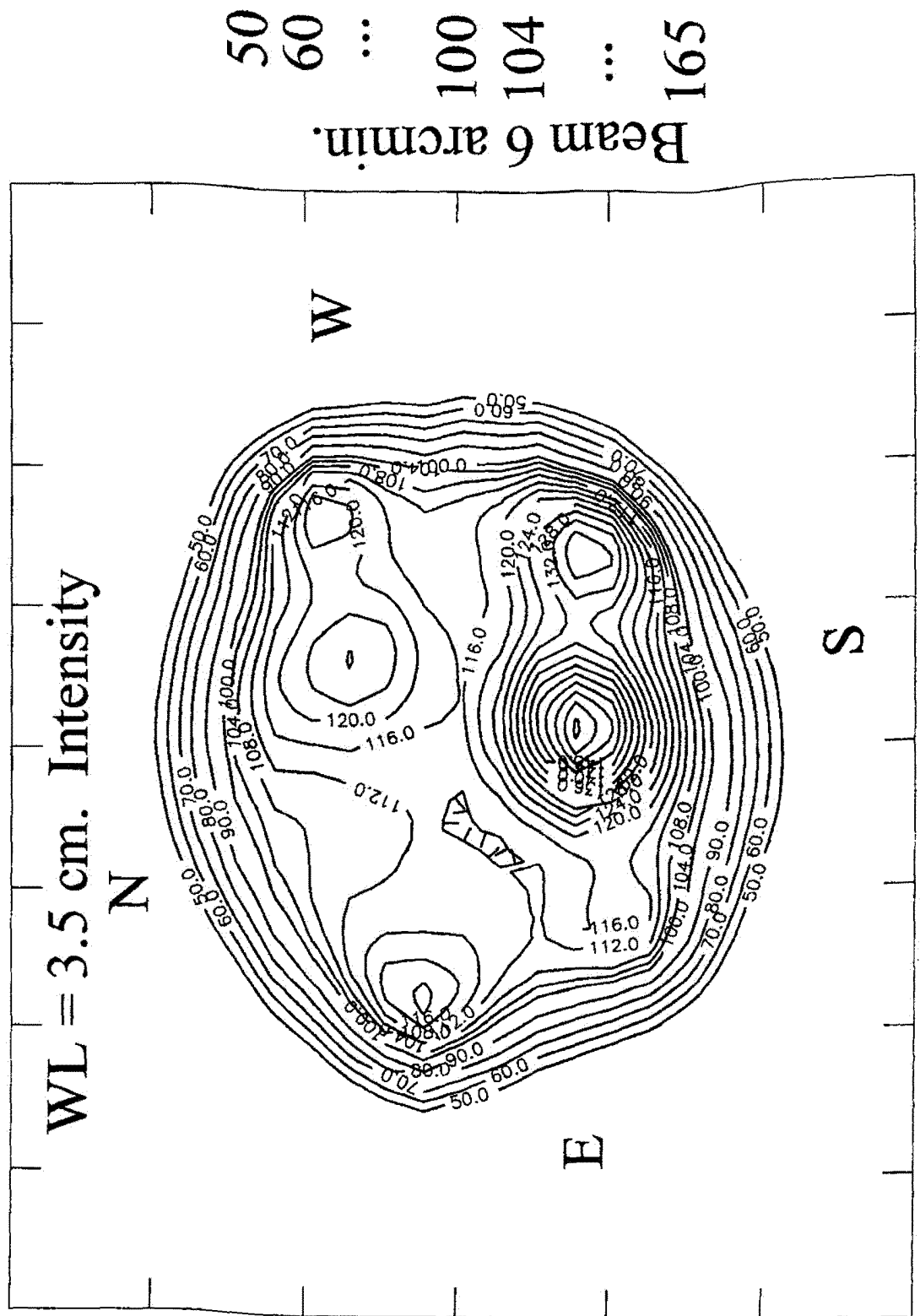


Рис. 1. Радиоизображения Солнца в день затмения на волне 3.5 см в полной интенсивности. Указаны размеры диаграммы направленности антенны радиотелескопа и шкала радиояркости в процентах от уровня спокойного Солнца

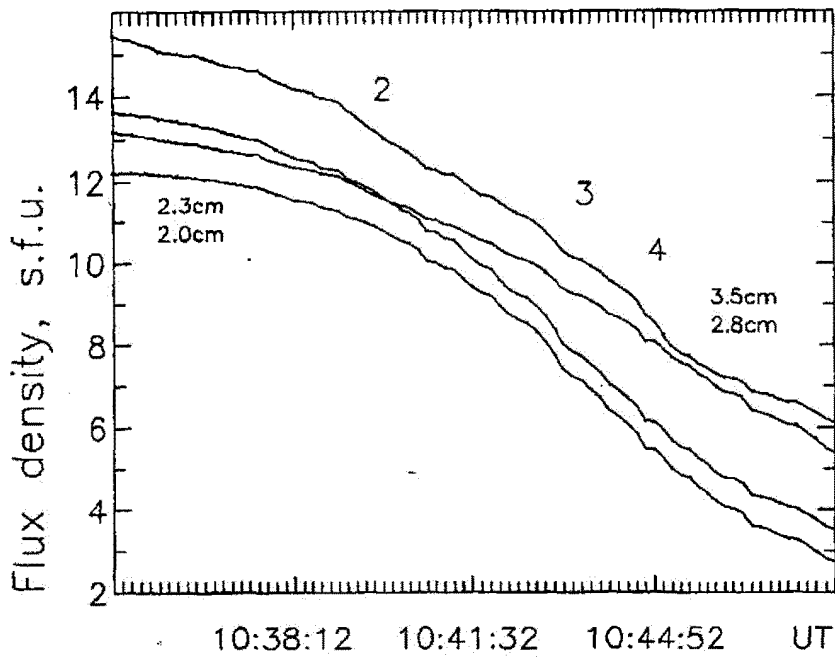


Рис. 2. Кривые изменения полного потока радиоизлучения от участка на Солнце с AR NOAA 8662, охваченного диаграммой направленности телескопа, на волнах 3.5, 2.8, 2.3 и 2.0 см во время закрытия локального источника диском Луны. Номерами обозначены фрагменты радиосточника, соответствующие оптическим образованиям согласно рис. 8. По оси ординат отложены потоки в солнечных единицах потока

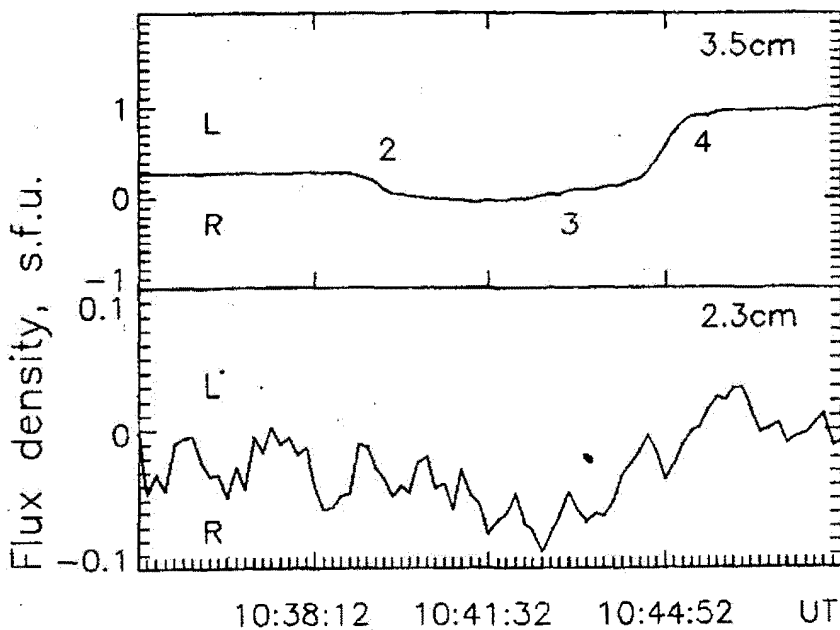


Рис. 3. Кривые изменения циркулярно-поляризованного потока радиоизлучения от участка на Солнце с AR NOAA 8662, охваченного диаграммой направленности телескопа, на волнах 3.5 и 2.3 см во время закрытия локального источника диском Луны. Номерами обозначены фрагменты радиосточника, соответствующие оптическим образованиям согласно рис. 8. R, L-знаки круговой поляризации источников повышенного радиоизлучения. По оси ординат отложены потоки в солнечных единицах потока

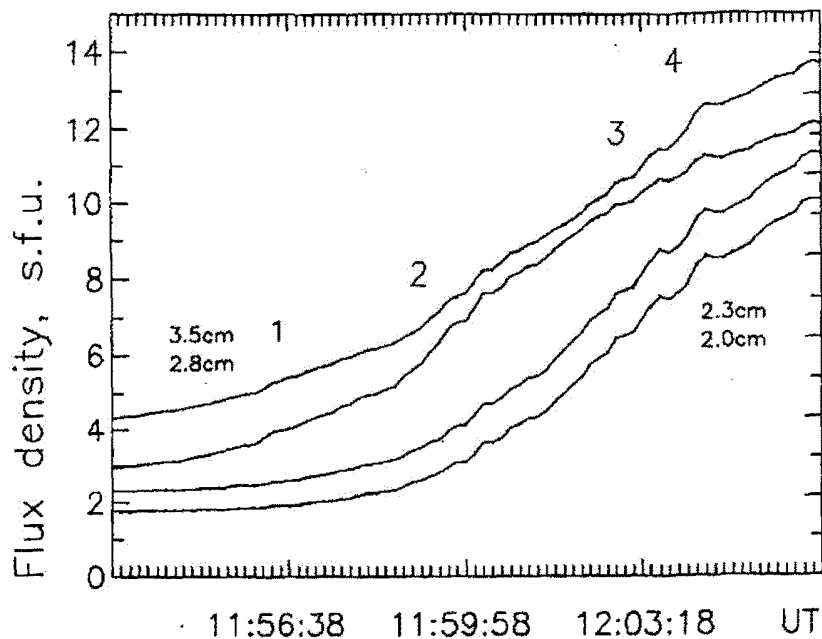


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, во время открытия локального источника диском Луны

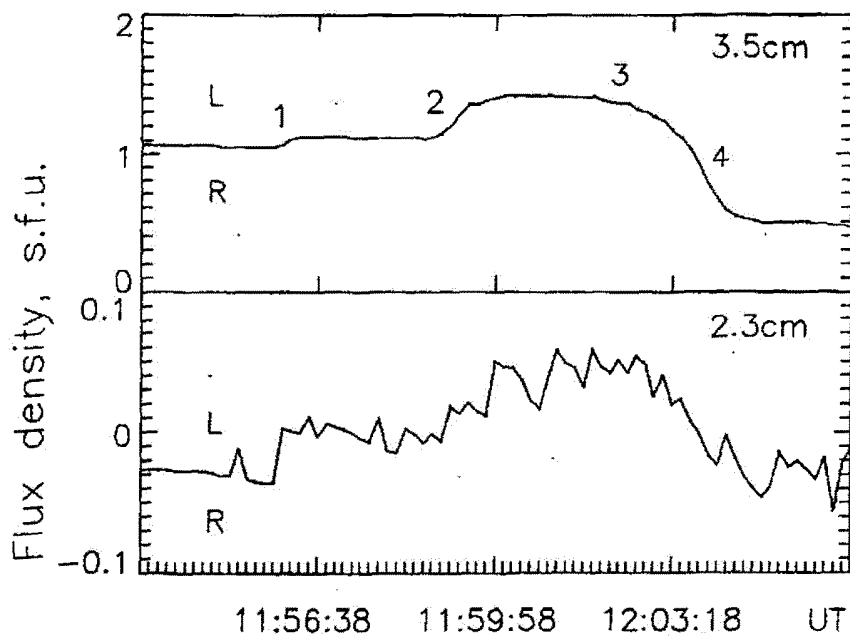


Рис. 5. То же что и на рис. 3, во время открытия локального источника диском Луны

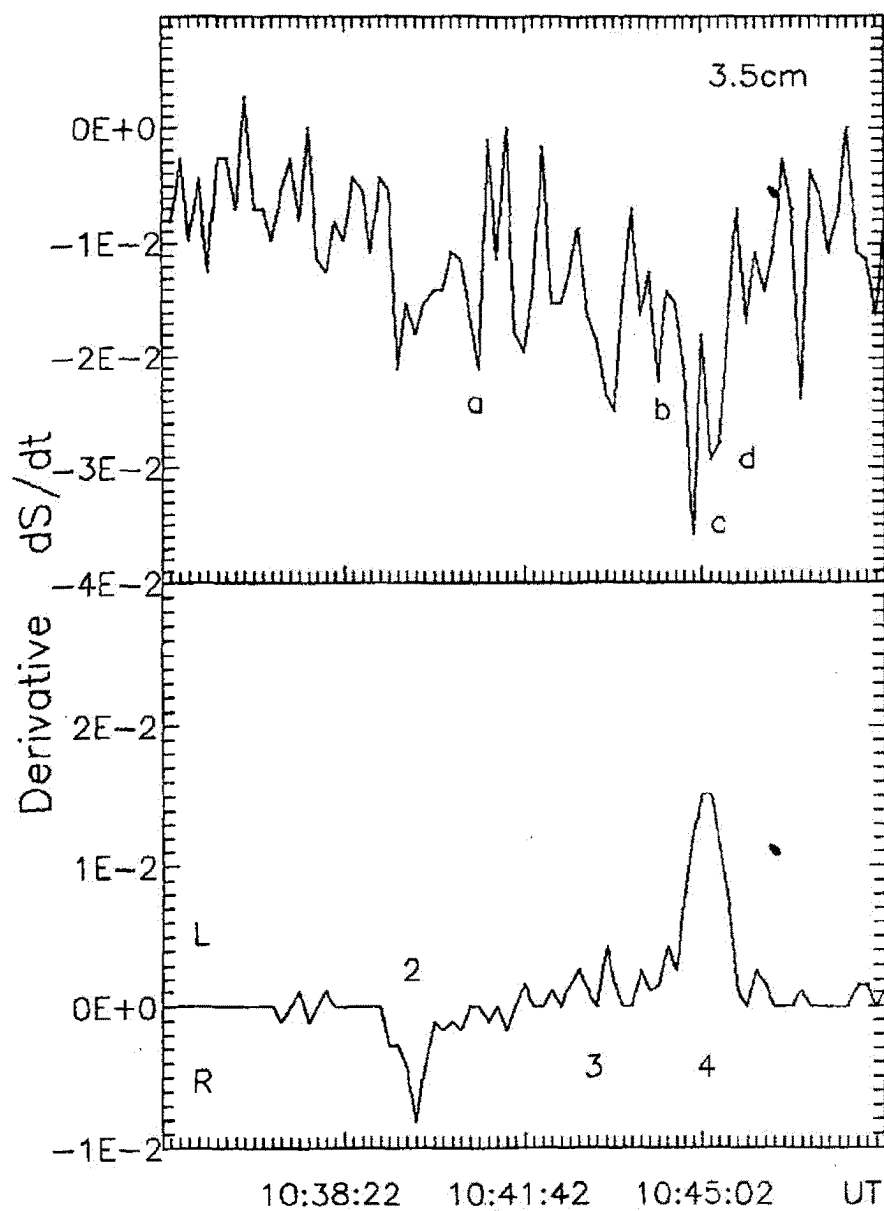


Рис. 6. Производные затменных кривых закрытия в интенсивности (наверху) и в поляризации (внизу) на волне 3.5 см. Буквами а, б, с, д обозначены некоторые локальные распределения радиояркости в источниках, располагавшихся над порами и мелкими пятнами. Остальные обозначения такие же, как на рис. 2. Объяснения в тексте.

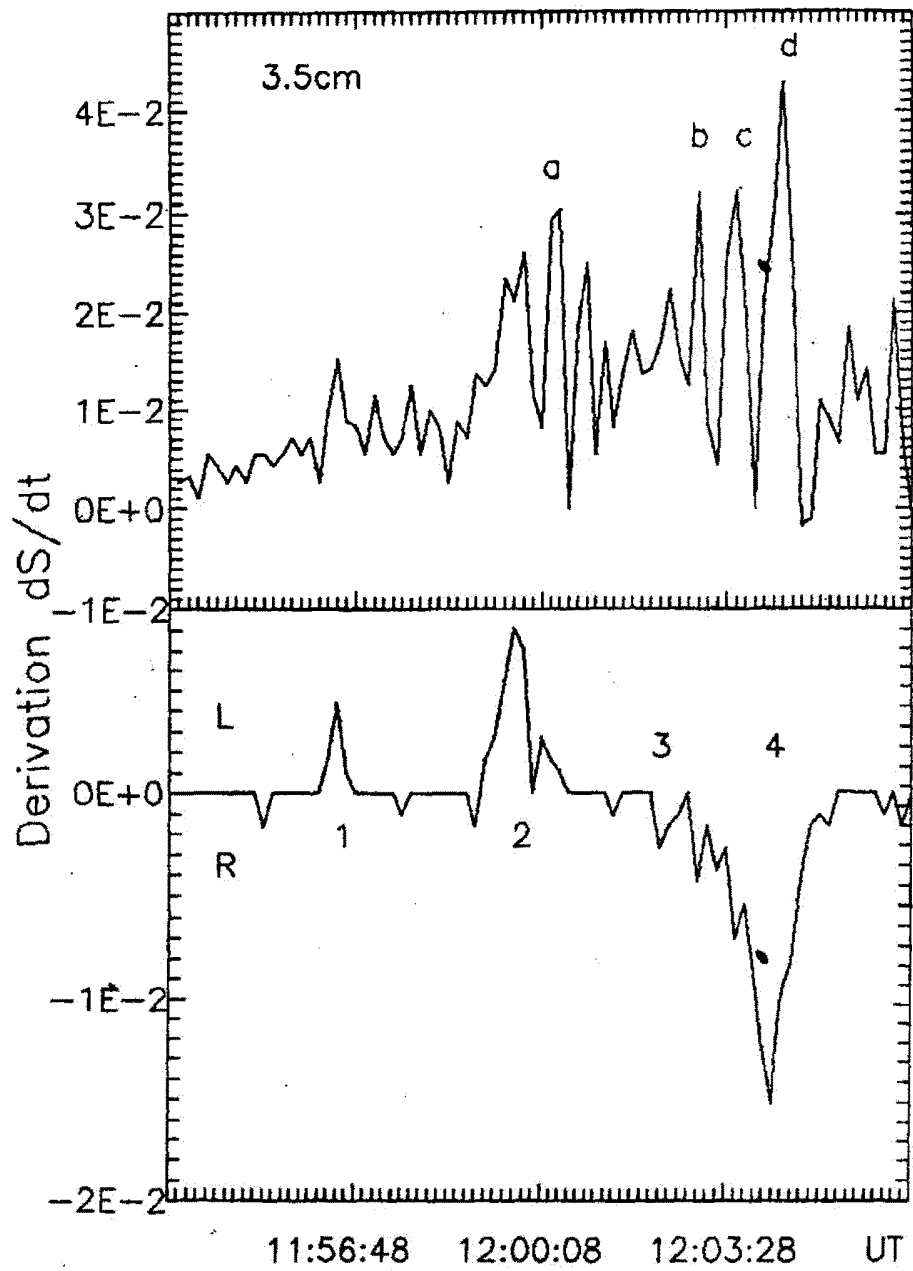


Рис. 7. То же, что и на рис.6, для затменных кривых открытия локального источника диском Луны

(8)

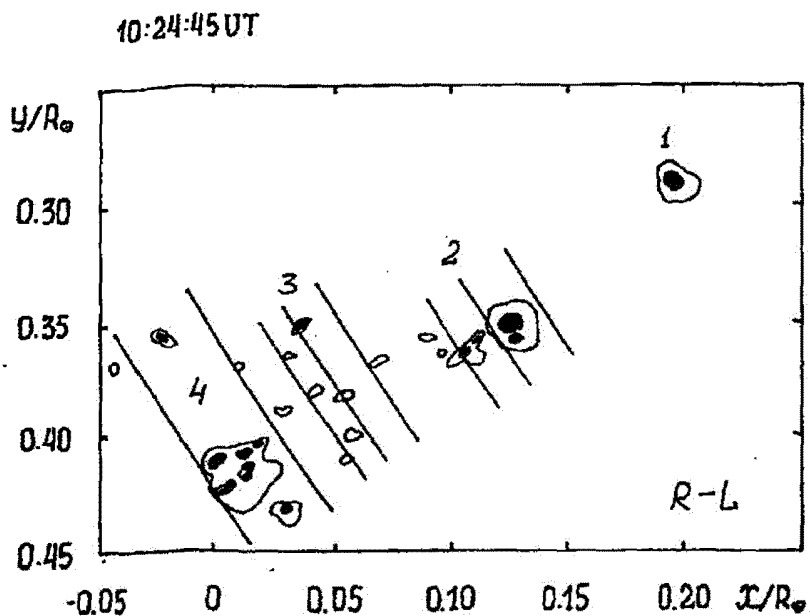


Рис. 8. Зарисовка активной области AR 8662 с крупномасштабной фотографии, полученной на АФР-2 в 10:24:45 UT (север наверху, восток слева); 1,2,3,4 – номера пятен и группы пор; дуги-положения края лунного диска на диске Солнца в моменты изменения знака в распределении поляризованного излучения (R-L) фрагментов локального источника на волне 3.5 см. Начало координат смещено от центра диска Солнца с учетом его вращения на момент 10:40 UT; направление осей соответствует экваториальным координатам эпохи наблюдений; масштаб по осям отложен в долях радиуса диска Солнца, принимаемого за единицу

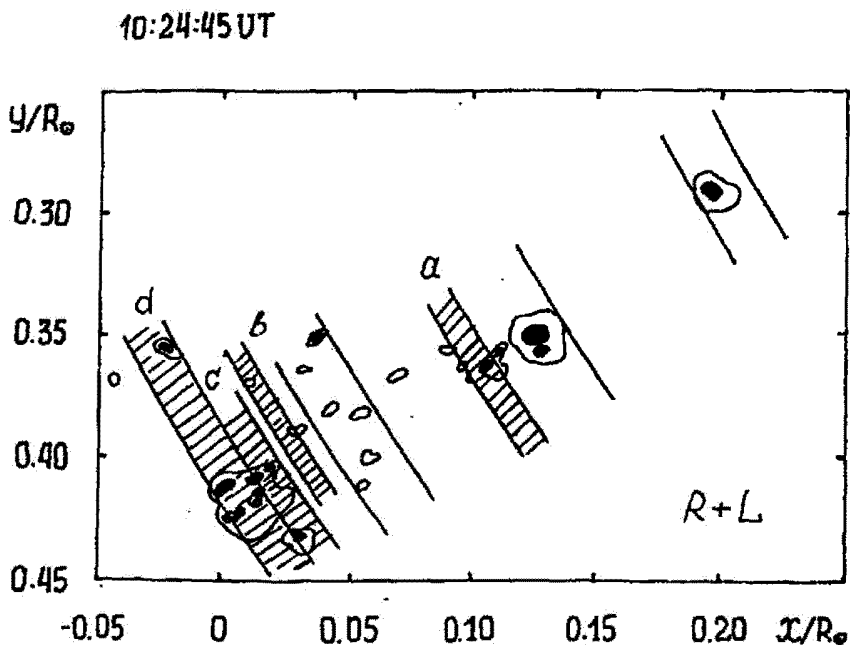


Рис. 9. То же, что и на рис.8, но дуги-положения края лунного диска на диске Солнца на моменты минимумов распределения полной интенсивности излучения (R+L) локального источника на волне 3.5 см. Буквами a,b,c,d и штриховкой обозначены тонкоструктурные фрагменты локального источника

(10)

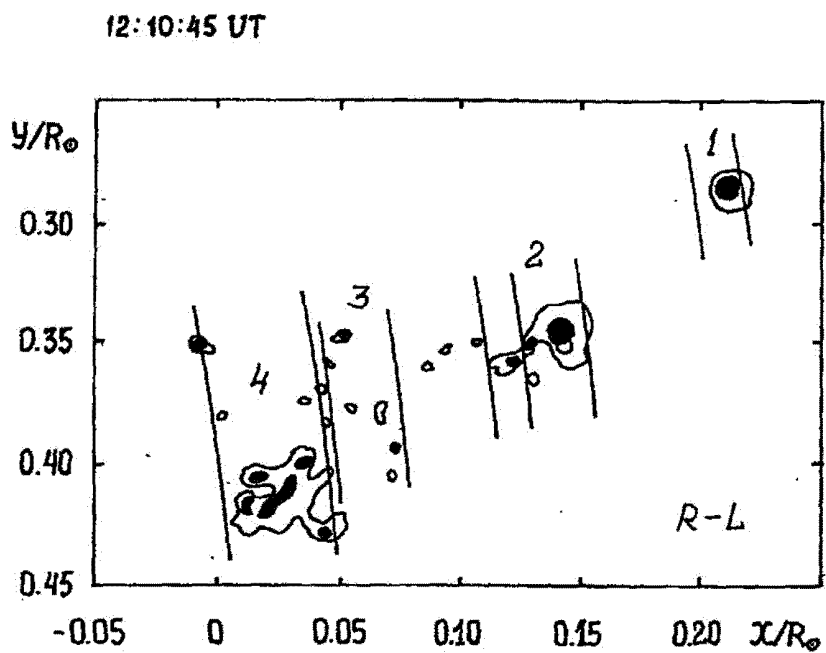


Рис. 10. То же, что на рис.8, но с фотографии, полученной в 12:10:45 UT; начало координат смещено на момент 12:00 UT

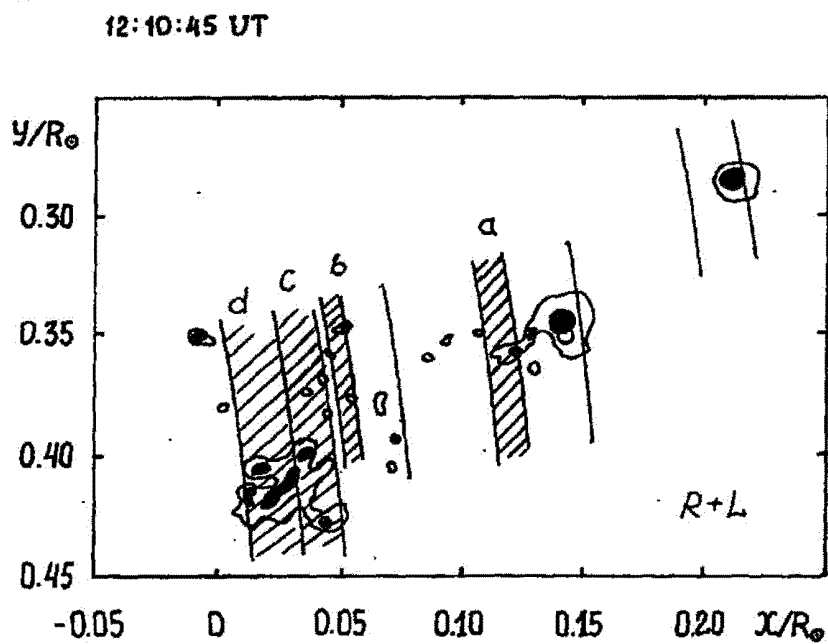


Рис. 11. То же, что на рис.9, но на момент 12:00 UT

Литература

- Ахмедов Ш.Б., Рахимов И.А., Коржавин А.Н. и др. // Труды конференции "Структура и динамика солнечной короны", Троицк, 4-8 октября 1999 г. С. 18.
- Баранов Н.В., Миронов М.А., Никитин П.С. и Цветков Л.И. // Кинематика и физика небесных тел. 1998. Т. 14. С. 89.
- Баранов Н.В., Будзиновская И.А., Цветков Л.И. // Кинематика и физика небесных тел. 1998. Т. 14. С. 531.
- Бачурин А.Ф., Дворяшин А.С., Ерюшев Н.Н., Цветков Л.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1981. Т. 64. С. 152.
- Будзиновская И.А., Миронов М.А., Цветков Л.И. // Кинематика и физика небесных тел. 2000 (в печати).
- Гранат А.Д., Цветков Л.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1993. Т. 88. С. 85.
- Гельфрейх Г.Б. // Астрон. цирк. 1972. No 699. С. 3.
- Гельфрейх Г.Б., Коржавин А.Н., Шемякин Г.Ф. // В сб.: Радиоастрон. наблюдения солнечного затмения 20 мая 1966 г. Изд. "Наука". Москва. 1972. С. 50.
- Домнин С.Л., Ефанов В.А., Корсенский В.А. и др. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1978. Т. 58. С. 35.
- Ерюшев Н.Н., Цветков Л.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1972. Т. 44. С. 112.
- Ефанов В.А., Моисеев И.Г., Нестеров Н.С. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1985. Т. 71. С. 100.
- Кальтман Т.И., Коржавин А.Н., Петерова Н.Г. // Сб: Солнце в максимуме активности и солнечно-звездные аналоги. Санкт-Петербург ГАО РАН 17-22 сентября 2000 г. С. 124.
- Кунду (Kundu M.R.) // Proceedings of Symposium on Nobeyama Radioheliograph. 26-28 Nov. 1990. P. 35.
- Матвеев П.В., Юровский Ю.Ф. // Солнечные данные. 1977. No 5. С. 86.
- Накаджима и др. (Nakajima H. and Radioheliograph Group.) // Proceedings of Symposium on Nobeyama Radioheliograph. 26-28 Nov. 1990. P. 3.
- Стешенко Н.В. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1967. Т. 37. С. 21.
- Солнечно-геофизические данные // Solar Geophysical Data. 1999. No 662. Part I. P. 54, 84, 59.
- Уралов А.М. // Сб: Солнце в максимуме активности и солнечно-звездные аналоги. Санкт-Петербург ГАО РАН 17-22 сентября 2000 г. С. 143.

УДК 523.98

Вертикальная и горизонтальная структура магнитного поля в пятне с δ -конфигурацией

А.Н. Бабин, А.Н. Коваль

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 10 декабря 2000 г.

Аннотация.

Исследуются вертикальная и горизонтальная структура магнитного поля (МП) и вертикальные электрические токи (ВЭТ) в активной области NOAA 6659 на основании анализа фотографических поляризационных спектральных наблюдений 7 и 11 июня 1991 года в интервале длин волн 610.1–615.2 нм. Получены следующие результаты: 1) В δ -пятне смыкаются области с разными вертикальными градиентами МП. 2) Полутень δ -пятна представляет собой сложную область сильных МП: их напряжённость в некоторых местах полутени на 400 – 500 Гс выше, чем в близлежащих ядрах. 3) В области наибольшей вспышечной активности МП состоит из структурных элементов размером от 3 до 15 угловых секунд, в которых направление поперечного МП отличается на 90° . 4) В некоторых местах наблюдается также резкое изменение направления поперечного МП с высотой. 5) В периоды вне вспышек плотность ВЭТ в пятне достигала значений 10^5 А/км². 6) Обнаружен подъём силовых трубок МП с напряжённостью 3200–4000 Гс с лучевой скоростью 0.6–1.5 км/с. Сделан вывод, что высокая вспышечная активность пятен с δ -конфигурацией связана с выходом нового закрученного магнитного жгута с большой напряжённостью МП в области сильных непотенциальных магнитных полей.

VERTICAL AND HORIZONTAL MAGNETIC FIELD STRUCTURE IN δ -SPOT, by A.N. Babin and A.N. Koval. The vertical and horizontal magnetic field structure and vertical electric current densities in the AR NOAA 6659 have been investigated from the analysis of the polarized spectral photographic observations 7 and 11 June 1991 in the wavelength interval 610.1–615.2 nm. The following results were obtained: 1) The regions with different vertical gradients of the magnetic field coexist simultaneously at the adjacent parts of the δ -spot. 2) The penumbra of the δ -spot is the region of strong and complex magnetic fields: at some sites of the penumbra the strength of the magnetic field is higher by 400–500 Gs than at adjacent umbra. 3) At the region of the largest flare activity the magnetic field consists of the structural elements with size from 3 to 15 arc sec in which the transverse magnetic field directions are distinguished by 90° . 4) Sharp change of the transverse magnetic field direction with height were detected at some regions of δ -spot. 5) The vertical electric current densities in the delta spot reach the values up to 10^5 A/km² at the period without of the significant flare activity. 6) The rise of the magnetic flux tubes with strong magnetic fields (3200–4000 Gs) with the line of sight velocities of about 0.6–1.5 km/s have been detected. It was concluded that the main peculiarity which determines high flare activity of delta-spot configuration is the emergence of a new twisted rope with high magnetic field in the region of strong nonpotencial magnetic field.

Ключевые слова: Солнце, вспышки, магнитные поля

1 Введение

В последнее время исследованию активных областей δ -конфигурации уделяется много внимания. Это связано, с одной стороны, с их необычной эволюцией и магнитной структурой и, с другой стороны, с их чрезвычайно высокой вспышечной активностью. Подавляющее большинство вспышек рентгеновского класса X происходит в δ -группах. Согласно Зирину и Лижжет (1987) наиболее активными оказываются изолированные компактные δ -конфигурации с большими по площади ядрами противоположной полярности. Яркими примерами таких δ -групп являются активные области августа 1972г., марта 1989г., июня 1991г. Исследованию этих групп посвящено много работ (Зирин, Танака, 1973; Заг, 1995; Танака, 1991).

Активная область NOAA 6659 2–16 июня 1991г. наблюдалась в рамках Международной программы MAX91/FLARE22. По наблюдениям с магнитографами, фотогелиографами и монохроматическим наблюдениям в линиях водорода изучалась структура МП активной области, движение пятен и проведение сопоставление со вспышками (Зирин, Ванг, 1993; Шмидер и др., 1994; Заг, 1995; Бумба и др., 1993).

Для исследования особенностей структуры МП δ -конфигурации и её связи с вспышечной активностью мы использовали фотографический метод, который имеет некоторые преимущества перед фотоэлектрическим: лучшее пространственное разрешение вдоль щели, отсутствие эффекта насыщения в области сильных МП, одновременные наблюдения в целом наборе спектральных линий, получение информации из всего контура, а не из отдельных его частей. Это позволяет исследовать структуру МП как в картинной плоскости, так и по высоте. Недостатком является дискретность наблюдений, так как щель спектрографа пересекает только отдельные участки активной области.

Здесь анализируются фотографические спектральные наблюдения МП, полученные на телескопе БСТ-2 Крымской астрофизической обсерватории с анализаторами линейной и круговой поляризации 7 и 11 июня 1991г., когда активная область находилась вблизи центрального меридиана. Для изучения особенностей развития активной области мы использовали также визуальные измерения МП и фотогелиограммы, полученные в КРАО.

2 Наблюдения

2.1 Некоторые особенности конфигурации и динамики МП

Активная область NOAA 6659 появилась на восточном краю 2 июня 1991г. Она представляла собой компактное пятно δ -конфигурации, состоявшее из большого ядра ведущей (S) полярности и средних размеров ядра хвостовой (N) полярности. За время прохождения по диску основное пятно хвостовой полярности оставалось стабильным, в то время как ядро ведущей полярности испытывало существенные изменения: происходила непрерывная фрагментация ядра и движение фрагментов. Основная линия раздела полярностей была сильно наклонена к экватору (около 45°). Магнитный поток южной полярности существенно превосходил поток северной полярности. Зарисовки группы 7 и 11 июня представлены на рис.1.

Между основными полюсами южной и северной полярности вблизи основной линии раздела полярностей появлялись небольшие ядра ведущей полярности и двигались вдоль нулевой линии одни к востоку и северо-востоку, а другие к юго-западу. Почти у всех всплывающих ядер магнитное поле при их появлении было преимущественно поперечное с напряжённостью около 3000 Гс. Это может указывать на закрученность выходящих силовых трубок. Активные динамические процессы наблюдались в северо-западной части полутени, где всплывали ядра ведущей полярности и исчезали вместе с частью полутени (в основном после вспышек), которая затем частично восстанавливалась. Вспышечные ленты располагались над этой частью изменяющейся полутени.

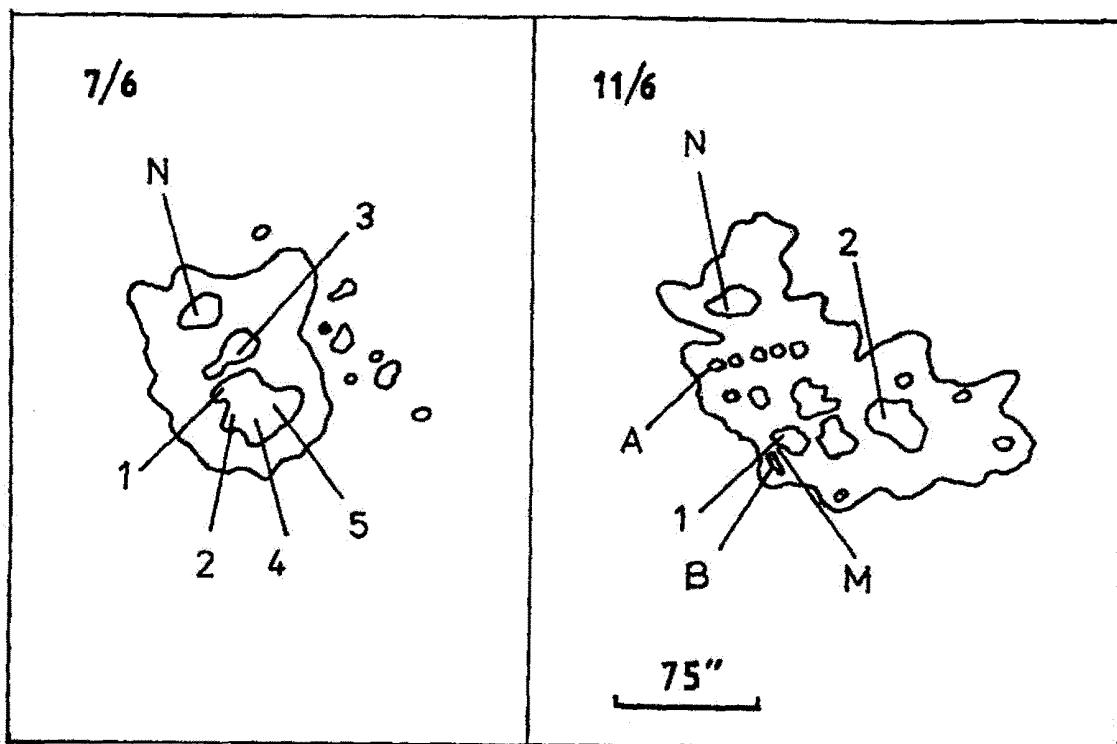


Рис. 1. Активная область NOAA 6659 7 и 11 июня 1991 г. (восток слева, север наверху)

После 11 июня в юго-западной части всплывали ядра хвостовой полярности, образуя магнитную конфигурацию, обратную данному циклу.

Пять вспышек балла 3В-4В (рентгеновский класс X10/12) 4, 6, 9, 11 и 15 июня наблюдались в белом свете. Все они произошли в северной части активной области (Сакураи и др., 1992; Бабин и др., 1998). Более слабые вспышки наблюдались в южной части пятна.

2.2 Наблюдения магнитных полей

Наблюдения проводились на телескопе БСТ-2 КрАО с анализаторами линейной и круговой поляризации. В качестве анализатора использовалась двупреломляющая призма и четвертьволновая пластинка. Поляризационные оси призмы ориентированы под углом $\pm 45^\circ$ к направлению щели спектрографа. Призма даёт два изображения спектра, у которых ориентация плоскостей поляризации различается на 90° . Исследования показали, что в несмещённом пучке мы наблюдаем изображение спектра, поляризованное под углом $+45^\circ$ (что примерно соответствовало на Солнце направлению NE-SW), а в смещённом пучке соответственно под углом -45° (направление NW-SE).

В поперечном МП магниточувствительная линия расщепляется на три плоскополяризованных компонента: в свете, поляризованном вдоль направления поля, мы будем видеть π -компонент, а в поляризованном перпендикулярно полю – два σ -компонента. Поэтому в зависимости от того, в каком из двух изображений спектра виден π -компонент, с 180° неопределённостью можно определить направление поперечного МП. При полном расщеплении расстояние между σ -компонентами

позволяет определить напряжённость поля по известной формуле:

$$H = \frac{\Delta\lambda_H}{9.34 \cdot 10^{-5} g \lambda_0^2},$$

где $\delta\lambda$ – расстояние между σ -компонентами. Если направление МП составляет с направлением щели угол, близкий к $\pm 45^\circ$, то в одном из спектров мы будем видеть чёткое разделение на два σ -компонента, а в другом – одиночный π -компонент. При других направлениях, заметно отличающихся от $\pm 45^\circ$, в обоих спектрах будут видны все три компонента и картина расщепления будет менее чёткая из-за их переналожения.

7 июня наблюдения МП проводились с анализатором линейной поляризации, а 11 июня – как линейной, так и круговой поляризации. Спектры получены в четвёртом порядке дифракционного спектрографа с дисперсией 0.0378 нм/мм, изображение Солнца на щели спектрографа 30 см, экспозиции от 2 до 4 секунд. Одновременно фотографировалась область спектра 610.1–615.2 нм. Щель спектрографа пересекала δ -пятно в нескольких местах.

3 Измерения и результаты

Для анализа МП были выбраны спектральные линии, список которых приведен в таблице вместе с некоторыми их параметрами: длина волны, элемент, интенсивность линии в невозмущённой фотосфере и в пятне, потенциал возбуждения нижнего уровня, величина магнитного расщепления, высота образования линии в пятне согласно Маттигу (1969). Линии не блендированы или слабо блендированы, часть является простыми триплетами, а часть имеет более сложную картину расщепления в магнитном поле. Этот набор линий позволяет исследовать как высотную, так и температурную структуру магнитного поля пятна.

Таблица 1.

λ, nm	Elem.	I_{ph}	I_{sp}	P_{low}, eV	$g\lambda^2 10^{10}$	h, km	λ, nm	Elem.	I_{ph}	I_{sp}	P_{low}, eV	$g\lambda^2 10^{10}$	h, km
610.272	CaI	9	20	1.87	74.5	1200	612.898	NiI	1	2	1.67	56.5	120
610.812	NiI	6	8	1.67	40.4	400	613.662	FeI	8	10	2.44	33	630
611.108	NiI	2	1	4.07	46.6	60	613.700	FeI	3	4	2.19	75.3	200
611.165	VI	0	6	1.04	49.7	330	613.770	FeI	7	9	2.58	40.8	630
611.953	VI	1	8	1.06	41.6	400	614.173	BaII	7	9	0.70	41.4	630
612.101	TiI	-2	2	1.87	39.3	120	614.318	ZrI	-3	3	0.07	40.7	180
612.223	CaI	10	22	1.88	65.6	1200	614.623	TiI	-2	2	1.87	28.3	120
612.622	TiI	1	8	1.06	46.9	400	614.925	FeII	2	-2	3.87	50.3	40
612.747	ZrI	-3	3	0.15	46.9	180	615.162	FeI	4	2	2.17	69.2	290

Напряжённость МП определялась по измеренным на микроскопе МИР-12 расстояниям между σ -компонентами в местах, где расщепление линий было значительным (напряжённость МП превышала 1500 Гс). На основании полученных результатов мы исследуем поверхностную и высотную структуру сильных магнитных полей δ -пятна.

3.1 Поверхностная структура поперечного МП

Структура МП N ядра и его окрестностей представляет наибольший интерес, так как все мощные вспышки возникали в этой части δ -пятна. На рис.2 приведены зарисовки северной части активной области 7 и 11 июня с отмеченными положениями щели спектрографа при получении поляризованных спектрограмм, а также отмечено направление поперечного МП на протяжении щели спектрографа в разных разрезах. Поперечное МП поле в области N ядра имеет тонкую структуру, особенно 7 июня. На протяжении 60 угловых секунд (высота щели спектрографа) вектор поперечного МП несколько раз изменяет направление на 90° . Поле одного направления заключено в магнитных элементах от 3 до 15 угловых секунд. Изменение направления поперечного МП происходит очень резко и часто в местах с максимальной напряжённостью. Магнитные жгуты, принадлежащие поперечным полям ортогональных направлений иногда проникают друг в друга, вследствие чего образуется очень сложная двухкомпонентная структура поля.

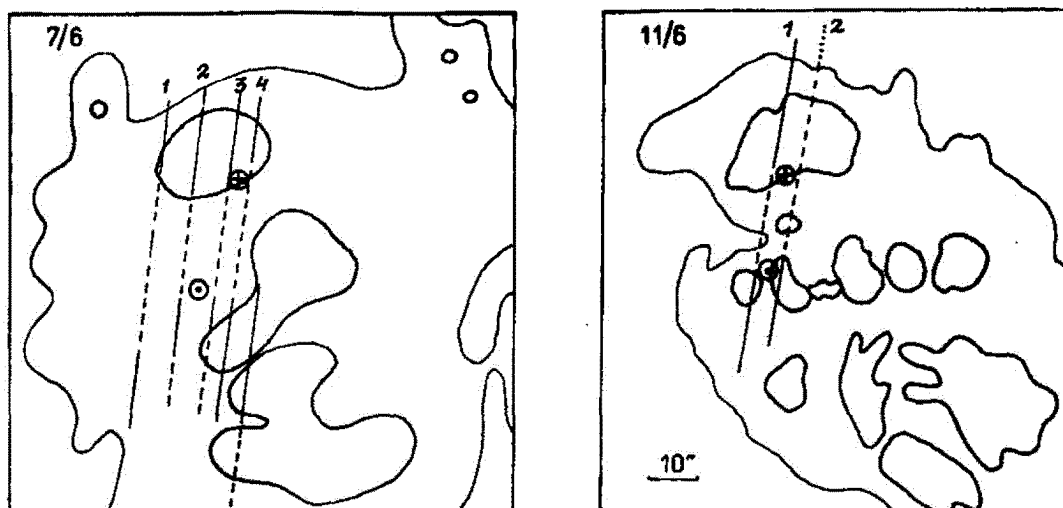


Рис. 2. Зарисовки северной части NOAA 6659 7 и 11 июня. Нанесены положения щели спектрографа, где обозначены направления поперечного магнитного поля (сплошная линия – с NW на SE, штрихи – с NE на SW, точки – поле слабее 1500 Гс). Кружок с точкой – область максимальной плотности электрического тока, направленного вверх, кружок с крестом – направленного вниз

Место максимальной напряжённости МП не располагается в центре ядра N. Величина МП в некоторых местах полутени к югу и северу от этого ядра на 400–500 Гс выше, чем в самом ядре (см. рис.4).

3.2 Высотная структура МП

Для исследования распределения напряжённости МП с высотой нами используются линии, образующиеся на разных высотах, которые имеют разную температурную чувствительность. Рассмотрим

возможное влияние тонкой структуры пятна (наличие горячих и холодных элементов) на полученные результаты. На рис.3 представлено соотношение измеренных напряжённостей МП в линиях никеля 610.812 нм и ванадия 611.953 нм, которые присутствуют в спектре фотосферы, образуются на одной высоте, но имеют разную температурную чувствительность. Из него следует, что напряжённости в этих линиях близки по величине. Сравнение напряжённостей МП в линиях циркония 612.747 нм и 614.318 нм и в линии железа 613.700 нм, образующихся в пятне на близких высотах, показало, что величина поля в линиях циркония, которые наблюдаются только в тени пятен, в среднем на 250 Гс больше. Но это не оказывает заметного влияния на картину распределения МП с высотой, тем более, что эти линии использовались только при измерении МП в центре больших ядер.

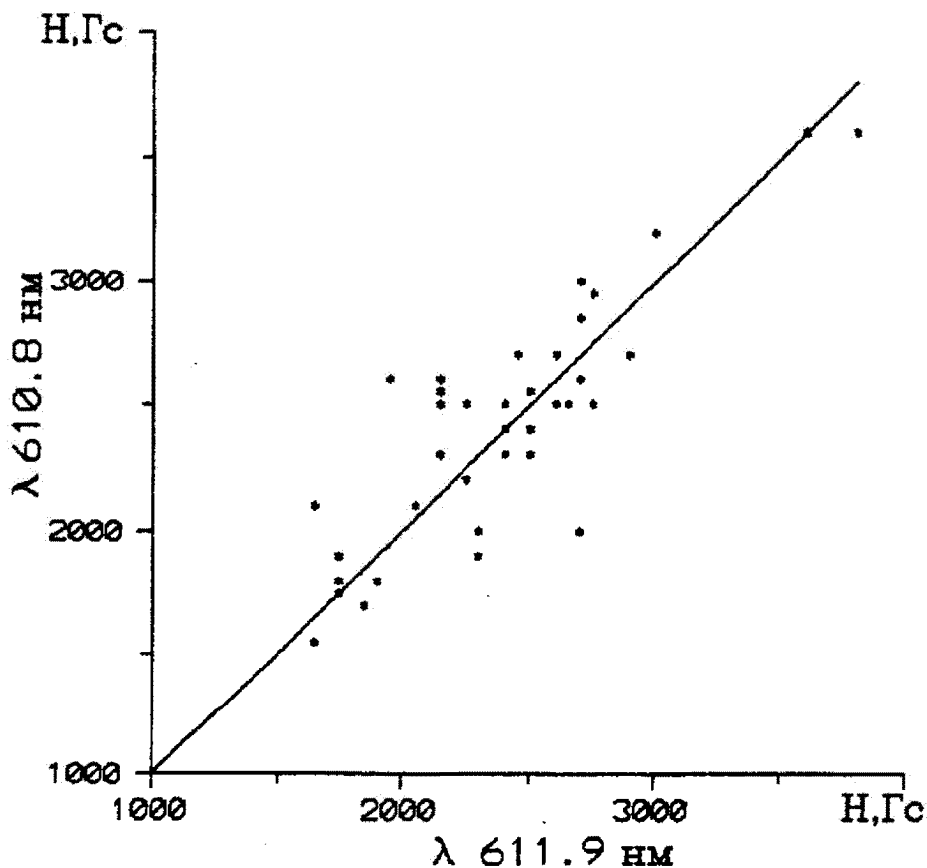


Рис. 3. Наблюдаемое в некоторых местах резкое изменение направления поперечного МП с высотой может быть следствием скрученности магнитных трубок

Рассмотрим ход напряжённости МП с высотой в отдельных разрезах δ -пятна. На рис.4 представлен ход напряжённости МП с высотой в ядре N и прилегающей к нему полутени 7 и 11 июня. 7 июня в большинстве разрезов в ядре N и северной части полутени МП очень медленно изменяется с высотой и вертикальный градиент МП один и тот же на всей исследуемой шкале высот. В южной части полутени 7 июня и во всех разрезах 11 июня величина вертикального градиента МП изменяется с высотой, а иногда изменяется и его знак. На рис.5 представлен ход напряжённости МП с высотой в более южных ядрах дельта пятна. Как на рис.4, так и на рис.5 видно, что в некоторых

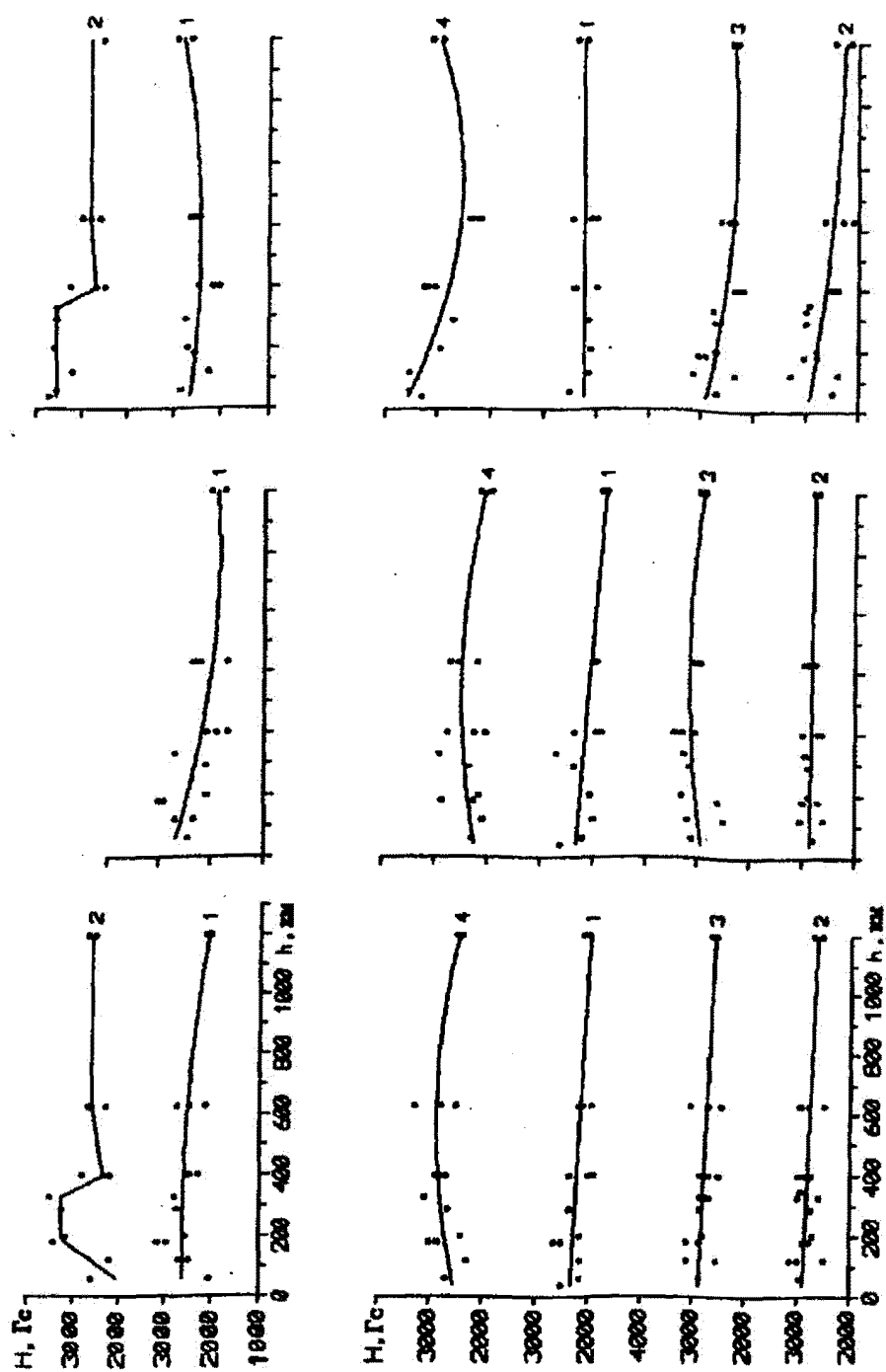


Рис. 4. Распределение напряженности магнитного поля с высотой 7.VI (снизу) и 11.VI (сверху) в ядре N и в прилегающих частях полутени (слева в ядре N, в центре - на северной границе ядра N и полутени, справа - на южной границе ядра N и полутени; цифрами обозначены разрезы согласно рис.2)

местах происходит очень резкое изменение напряжённости МП на высотах 400 – 600 км, как будто в рассматриваемом интервале высот существует два слоя с магнитными полями, отличающимися на 600 – 800 Гс.

Обсудим возможную взаимосвязь хода напряжённости МП с высотой с вспыхивающей активностью. Наблюдения МП 7 июня получены через сутки после вспышки балла 4В (X12), имевшей место в области ядра N. Измерения показывают плавное изменение МП с высотой в этой части δ -пятна. В южной части активной области 7 июня в 4:50 UT закончилась вспышка балла 3В (M 4.2). Тем не менее во время измерений МП в 5:10–5:25 в районе ядер 2,4,5 (см. рис.1) еще было заметно опускание поглощающего вещества с большими скоростями. В этих ядрах наблюдается скачкообразное уменьшение МП на высотах 400–600 км. Аналогичное изменение МП можно видеть также 11 июня в ядре N и его окрестностях. Измерения МП 11 июня получены через 2 часа после окончания вспышки 3В (X12) в этой части активной области.

Исходя из вышеизложенного, можно сделать предположение, что основные изменения фото-сферных МП, связанные со вспышками, происходят на высотах больше 200 км. Это согласуется с результатами, полученными Коваль и Степанян (1983). Возможно, что величины изменений фото-сферного МП и высоты, на которых обнаруживается эффект, зависят от мощности вспышки.

3.3 Изменение направления поперечного МП с высотой

Для большинства исследуемых мест активной области направления вектора поперечного МП, полученные по измерениям в разных линиях, хорошо соответствуют друг другу, а если и отличаются, то незначительно. Однако есть области, где наблюдается очень сильное изменение направления поперечного МП с высотой. Здесь поворот при переходе от одной группы линий к другой достигает величины 45° . При этом эффект вращения имеет тонкую структуру как по высоте, так и по поверхности.

На рис.6 представлена картина расщепления спектральных линий в трёх местах разреза 11 июня. На северной границе ядра N с полутенью направление поперечного МП во всех линиях одинаково и составляет угол близкий к $+45^\circ$ с направлением щели спектрографа. В ядре N в линиях, образующихся на высотах 200 км и ниже, это направление сохраняется, а в линиях, образующихся выше, изменяется примерно на 45° . На южной границе ядра N происходит очень резкое изменение ориентации вектора поперечного МП в картинной плоскости: поворот на 90 градусов происходит на расстоянии менее 2 угловых секунд. Здесь же наблюдается вращение вектора поля с высотой: на высотах 200 км и выше направление поля составляет угол около -45° с направлением щели спектрографа, а ниже 200 км этот угол резко уменьшается до нуля.

3.4 Выход нового магнитного потока

Появление нового магнитного потока в активной области чаще всего идентифицируется с образованием особого вида петель или системы арочных волоконцев (AFS) в хромосфере. Наличие поднимающихся силовых трубок МП на уровне фотосферы можно установить по смещению картины расщепления спектральных линий, так как из-за лучевых скоростей плазмы, заключённой в трубках, спектральные линии будут сдвинуты в синюю сторону спектра.

Хотя щель спектрографа пересекала активную область дискретно, было обнаружено несколько мест с сильным МП и смещённой в синюю сторону спектра картиной магнитного расщепления. В связи с отсутствием в наблюдаемом спектральном участке атмосферных линий, лучевые скорости можно определить только относительно невозмущённых участков фотосферы или "спокойных" участков полутени пятна.

В разрезе 211 июня в полутени вблизи южной границы ядра N наблюдалась область поднимающегося МП с лучевой скоростью 0.6 км/с. Напряжённость МП в поднимающемся жгуте была 3200 Гс. В этом месте полутени 12 июня образовалось ядро ведущей полярности с преимущественно поперечным полем, напряжённость которого достигала 3600 Гс.

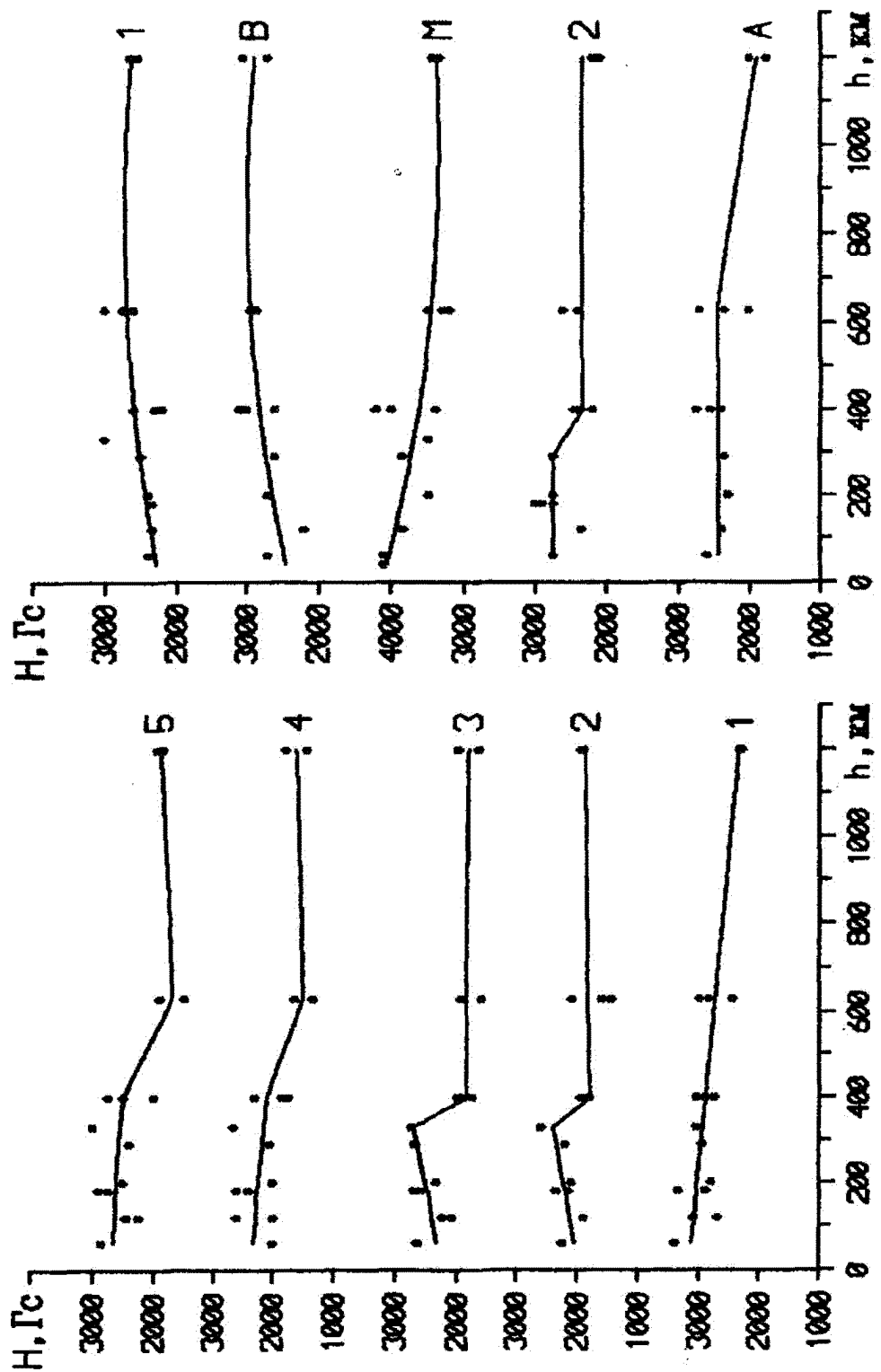


Рис. 5. То же, что на рис.4, но для более южных ядер δ -пятна 7.VI (слева) и 11.VI (справа). Обозначения ядер в соответствии с рис.1

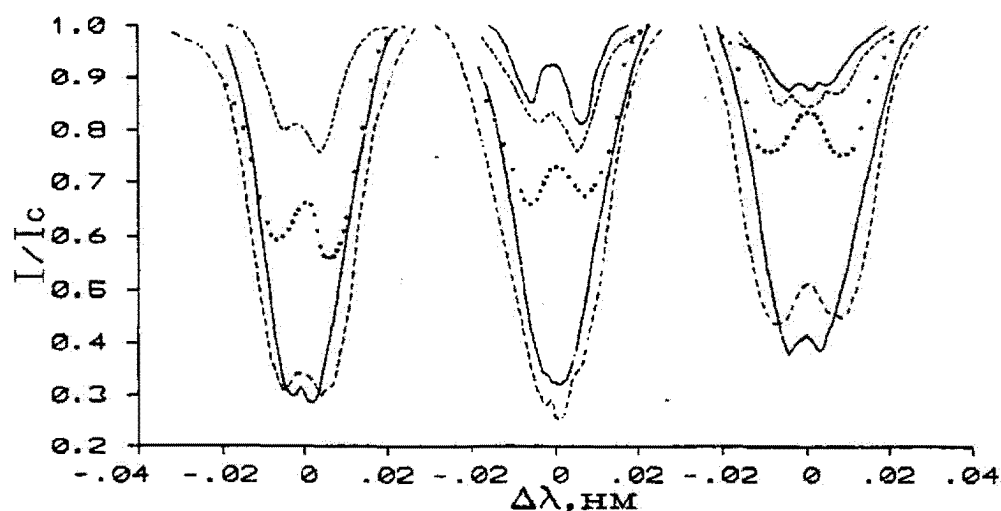


Рис. 6. Профили спектральных линий CaI λ 610.272 нм, BaII λ 614.173 нм, FeI λ 613.700 нм, NiI λ 612.898 нм, ZrI λ 612.747 нм (в порядке уменьшения интенсивности линий) в трех местах разреза 1 11.VI на спектрограмме, полученной с анализатором линейной поляризации. Слева – северная граница ядра N, в центре – центральная часть ядра N, справа – южная часть ядра N

Подъём силовых трубок магнитного поля с лучевой скоростью 1.5 км/с обнаружен также 11 июня в другом месте активной области – в небольшом светлом мосте полутени, разделяющем ядра противоположной полярности (ядра 1 и B на рис.1). Профили спектральных линий железа 613.700 нм и 615.162 нм в (I+V) и (I-V) изображениях представлены на рис.7. Мы видим, что картина расщепления смещена в синюю сторону спектра и не идентична в ортогональных поляризациях. Особенности профилей и асимметрия параметра Стокса указывают на то, что по крайней мере два компонента с разными напряженностями МП и скоростями присутствуют в исследуемом объеме.

Исследование структуры МП в местах с поднимающимися жгутами силовых трубок будет предметом отдельной статьи. Здесь мы хотим обратить внимание на чрезвычайно высокую напряжённость МП в светлом мосте (около 4000 Гс), что более чем на 1000 Гс превышает напряжённость МП в ядрах, которые он разделяет.

4 Электрические токи

Наблюдения поперечного МП позволяют вычислить плотность вертикальных электрических токов (ВЭТ) (Мортон, Северный, 1968; Северный, 1965; Абраменко, Голасюк, 1987; Бабин, Коваль, 1992; Кэнфилд и др., 1993). Большинство из этих исследований связаны с установлением зависимости между распределением электрических токов и вспышками.

Общая картина поперечного МП в NOAA 6659, полученная по наблюдениям с магнитографами, и вычисленные по ним электрические токи приведены в (Занг, Ванг, 1994; Занг, 1995). Так как при таких наблюдениях эффект насыщения может вносить искажения в картину поперечного МП в области очень сильных полей, для исследования таких областей мы решили использовать наши спектры.

Мы сконцентрировали наше внимание на определении ВЭТ вблизи места появления наиболее мощных вспышек. Наши измерения дают возможность определить плотность и направление ВЭТ в точке, лежащей посередине четырёхугольника, в вершинах которого мы измеряли МП, исходя из уравнения Ампера:

$$\frac{4\pi}{c} j_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}.$$

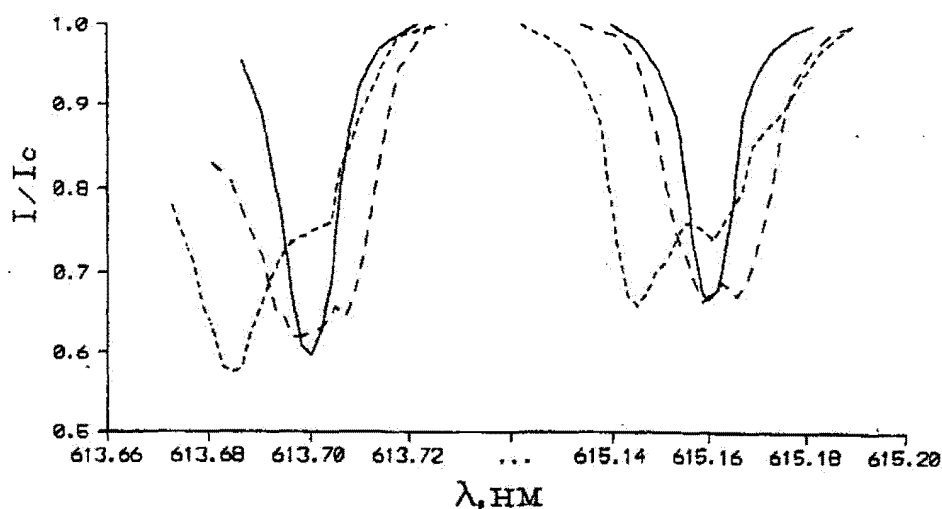


Рис. 7. Профили спектральных линий железа λ 613.700 нм и λ 615.162 нм на спектрограммах в лево- и правополяризованном свете в светлом мосте полутени (штриховые линии) и в "невозмущенной" фотосфере (сплошная линия)

При определении направления вектора поперечного МП учитывалась ориентация осей анализатора линейной поляризации, полярности соответствующих пятен, привлекались карты МП, полученные с магнитографами. Соответствующие вычисления были проведены для нескольких участков активной области 7 и 11 июня, и места максимальной плотности тока обоих направлений нанесены на рис. 2. 7 июня она достигала значений $1.14 \cdot 10^5 \text{ A/км}^2$ (ток направлен вниз) и $0.56 \cdot 10^5 \text{ A/км}^2$ (ток направлен вверх), 11 июня максимальное значение плотности тока, направленного вниз было $1.0 \cdot 10^5$ и направленного вверх $0.55 \cdot 10^5 \text{ A/км}^2$. Так как наши измерения дискретны, то фактические значения плотности тока могут быть больше, и мы можем указать только область максимальных значений, а не их точное местоположение.

Сопоставление с местами свечения белых вспышек показывает, что они располагались вблизи областей максимальной плотности ВЭТ, при этом один узел располагался в области тока направленного вниз, другой - в области, где ток направлен вверх.

Наблюдения 7 июня позволяют оценить распределение ВЭТ в ядре N и в полутени к югу от ядра N. Как показывают расчеты, в ядре N происходит смена направления тока: в западной части ядра ток направлен вниз, а в восточной части - вверх. Область максимальной плотности тока расположена на юго-западной границе ядра N. Смена направления тока в области одной полярности наблюдается также и в полутени пятна.

5 Выводы

На основании исследования структуры сильных МП δ -пятна АО 6659 можно сделать следующие выводы:

1. Силовые линии основного N ядра и окружающей его полутени, над которыми располагались самые мощные вспышки, сильно прижаты к фотосфере, поле здесь преимущественно поперечное. Полутень представляет собой сложную область сильных МП, которые в прилегающих к N ядру областях иногда на 400-500 Гс выше, чем в самом ядре. Сложность поперечного МП проявляется также в его тонкоструктурности: оно состоит из элементов размером от 3 до 15 угловых секунд, направление поля в которых отличается на 90° .

2. В δ -пятне смыкаются области с различными вертикальными градиентами МП. Если различие хода МП с высотой в разных местах обусловлено вспышками, то можно сделать вывод, что

основные изменения фотосферного МП, связанные со вспышками, происходили на высотах больше 200 км.

3. Наблюдаемое в некоторых местах резкое изменение направления поперечного МП с высотой может быть следствием скрученности магнитных трубок.

4. Наблюдается подъем магнитных силовых трубок с очень сильными полями с скоростями 0.6–1.5 км/с. Структура МП в местах подъема очень сложная. У всплывающих ядер при их появлении МП преимущественно поперечное, что также указывает на закрученность магнитных трубок.

5. Непотенциальная конфигурация МП в данной активной области существовала продолжительное время. Запасенную в непотенциальном МП энергию можно характеризовать величиной текущих в нем электрических токов. В период после мощных вспышек плотность вертикальных электрических токов достигала значений 10^5 А/км². Эти значения того же порядка, что полученные нами ранее для других δ -групп во время импульсной фазы вспышек (Бабин, Коваль, 1992). Из этого можно заключить, что значительное отклонение МП от потенциального и большие плотности ВЭТ не являются достаточным условием для начала вспышки. Для ее появления устойчивая непотенциальная структура МП и система электрических токов в ней должна быть дестабилизирована. Этим дестабилизирующим фактором могут быть поднимающиеся скрученные магнитные силовые трубки со своей системой электрических токов. Взаимодействие этих двух токовых систем приводит к перезамыканию и реализации энергии в виде вспышек.

Наши наблюдения согласуются с вспышечной моделью Мелроуза (1997), в которой предполагается, что необходимая для вспышки энергия переносится в корону выходящим магнитным полем, которое уже закручено до выхода в фотосферу и несет свою систему электрических токов. Расчеты Ашвандена и др. (1999), выполненные с использованием модели Мелроуза на основании наблюдений вспышечных петель в рентгеновском диапазоне, показали, что при взаимодействии выходящей и существующей петель выходящая трансформирует большую часть своей магнитной энергии и производит нетепловое рентгеновское и радиоизлучение, в то время как в существующей петле в процессе перезамыкания происходит перераспределение электрических токов и создаются благоприятные условия для реализации энергии в выходящей петле. Величина свободной энергии зависит от отношения токов в существующей и выходящей петле.

6. Мы приходим к заключению, что основной особенностью, определяющей высокую вспышечную активность δ -конфигураций, является выход нового закрученного магнитного жгута с большой напряженностью МП в области уже существующих сильных непотенциальных МП.

Литература

- Абраменко В.И., Гопасюк С.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1987. Т. 76. С. 147.
 Ашванден и др. (Aschwanden M.J., Kosugi T., Hanaoka Y. et al.) // *Astrophys.J.* 1999. V. 526. P. 1026.
 Бабин А.Н., Коваль А.Н. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1992. Т. 84. С. 146.
 Бабин А.Н., Барановский Э.А., Коваль А.Н., Калман Б., Герлеи О. // *Кинематика и физика небесных тел.* 1998. Т. 14. No 6. С. 330.
 Бумба и др. (Bumba V., Klvana M., Kalman B., and Gyori L.) // *Astron. Astrophys.* 1993. V. 276. P. 193.
 Занг (Zhang H.) // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1995. V. 111. P. 27.
 Занг (Zhang H.) // *Astron. Astrophys.* 1995. V. 297. P. 869.
 Занг и Ванг (Zhang H. & Wang T.) // *Solar Phys.* 1994. V. 151. P. 129.
 Зирин и Танака (Zirin H. & Tanaka K.) // *Solar Phys.* 1973. V. 32. P. 173.
 Зирин и Лижжет (Zirin H. & Liggett M.A.) // *Solar Phys.* 1987. V. 113. P. 267.
 Зирин и Ванг (Zirin H. & Wang H.) // *Solar Phys.* 1993. V. 144. P. 37.
 Коваль А.Н., Степанян Н.Н. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1983. Т. 68. С. 3.
 Кэнфилд и др. (Canfield R.C., de La Beaujardiere J.-F., Fan Y. et al.) // *Astrophys.J.* 1993. V. 411. P. 362.
 Маттиг (Mattig W.) // *Solar Phys.* 1969. V. 8. P. 291.

- Мелроуз (Melrose D.B.)// *Astrophys. J.* 1997. V. 486. P. 521.
Мортон и Северный (Moreton G.E. & Severny A.B.)// *Solar Phys.* 1968. V. 3. P. 282.
Сакураи и др.(Sakurai T., Ichimoto K., Hiei E. et al.)// *Publ.Astron. Soc.Japan.* 1992. V.44. L. 7.
Северный А.Б.// *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1965. Т. 33. С. 34.
Танака (Tanaka K.)//*Solar Phys.* 1991. V. 136. P. 133.
Шмидер и др. (Schmieder B., Hagyard M.J., Ai G. et al.)// *Solar Phys.* 1994. V. 150. P. 199.
-

УДК 523.985

Диапазон частотного дрейфа солнечных радиовсплесков III типа

Ю.Ф. Юровский

Крымская астрофизическая обсерватория, пос. Научный, Крым 98409 Украина,
e-mail:yurovsky@srao.crimea.ua

Поступила в редакцию 10 февраля 2000 г.

Аннотация. Показано, что оценка вероятности излучения энергии в заданной полосе частот B описывается не распределением самой величины B , а распределением обратной величины $1/B$. Применение этой закономерности для анализа опубликованных распределений позволило обнаружить, что длинные треки всплесков III типа протяженностью порядка 600 МГц занимают на оси частот в 10 раз больший интервал, чем суммарный диапазон частот, занимаемый всеми короткими треками протяженностью 45 МГц каждый. Следовательно, источник излучает энергию в радиодиапазоне в основном в виде длинных треков.

RANGE OF FREQUENCY DRIFT OF THE SOLAR TYPE III BURSTS, *by Yu. Yurovsky*. It is shown that an evaluation of probability of emission of energy inside a frequency bandwidth B is being described by the distribution of inverse value $1/B$ but not by the distribution of variable B itself. The application of this result for analysis of empirical histograms of type III bursts shown that the long tracks of bursts with size of 600 MHz occupied 10 times bigger interval of frequency than a summarized range occupied by all short tracks with a size of 45 MHz everyone. Therefore, the radio source emits the energy mainly in the form of long tracks.

Ключевые слова: всплески радиоизлучения, полоса частот

1 Введение

Обычно предполагается, что дрейфующие по частоте всплески III типа генерируются потоком (пучком) заряженных частиц (электронов), распространяющимся в корональной плазме. Частотный диапазон, занимаемый дециметровыми всплесками III типа, исследовался в работе Мелендеса и др. (1999). Измеренные на динамическом спектре длины треков 160-ти всплесков вошли в состав опубликованной гистограммы. Наличие максимума гистограммы в области минимальных значений длины треков привело авторов к заключению о том, что большинство всплесков занимают узкий частотный диапазон менее 250 МГц. В связи с этим авторы полагают, что происходит потеря энергии частиц из-за столкновений и это ограничивает длину пробега пучка в короне. Однако при этом остается невыясненным, какую часть полной энергии источника содержат эти узкополосные всплески.

Отсутствие на гистограмме треков размером более 600 МГц может рассматриваться как свидетельство того, что ускоренные частицы не выходят за пределы короны. Между тем известно, что

частицы достигают орбиты Земли, вызывая комплекс геофизических явлений. Для выяснения причины указанного расхождения в данной работе проведено уточнение методики определения длины треков по экспериментальным данным. Для этого во втором параграфе отыскивается аналитическое выражение, описывающее распределение полосы частот всплесков с учетом содержащейся в них энергии. Анализ эмпирической гистограммы с применением уточненной методики показал, что вероятность наблюдения треков III типа и заключенная в них энергия увеличиваются в 10 раз при увеличении размера треков от 45 до 600 МГц.

2 Аналитическое распределение длины треков

Рассмотрим процесс, динамический спектр которого представляет собой всплески случайной формы, расположенные на плоскости частота/время. Дрейфующие всплески III типа характеризуются длиной трека $B = f_s - f_f$, определяемой как разность между стартовой f_s и конечной f_f частотой трека. Пусть в результате наблюдений зарегистрировано N_{tot} треков, длина B которых лежит в интервале $[B_{min}, B_{max}]$. Обратим внимание на то, что длинный трек занимает больший интервал частот и, следовательно, содержит больше энергии, чем короткий трек.

Величина B обычно описывается распределением $w(B) = n/(N_{tot} \Delta B)$, где N_k – количество интервалов (бинов) гистограммы одинакового размера $\Delta B = (B_{max} - B_{min})/N_k = const$. Существенно, что при этом относительная величина вариаций $\Delta B/B_k$ переменной B в каждом бине k гистограммы обратно пропорциональна величине B_k . Следовательно, из-за различия критерия отбора гистограмма даже заведомо однородных данных будет содержать большее количество событий в первых бинах.

Разделим ось B на N_k интервалов длиной aB_k . Здесь $a = \sqrt[N_k]{B_{max}/B_{min}} - 1$ соответствует величине отклонения длины треков в пределах одного интервала и не зависит от B_k . Поэтому в этом случае критерий отбора $aB_k/B_k = a$ одинаков как для коротких, так и для длинных треков.

Количество треков в интервале aB равно $n = w(B)N_{tot}aB$. Суммарная энергия всплесков, входящих в этот интервал, пропорциональна их количеству, умноженному на полосу частот каждого всплеска: $E \propto n \times B = w(B)N_{tot}a \times B^2$. Поскольку $N_{tot}a = const$ для изучаемого набора данных, то можно записать: $E \propto w(B) \times B^2$. Правая часть полученного выражения представляет собой результат преобразования распределений (Тихонов, 1982): $E \propto w(1/B) = w(B) \times B^2$.

Таким образом, если наблюдается избыточное излучение в какой-то полосе частот B , то принадлежность этого излучения к длинному или короткому треку с учетом заключенной в нем энергии описывается распределением $w(1/B)$ величины $1/B$, обратной длине трека B , а не распределением $w(B)$ самой длины трека B .

Рассмотрим две модели случайного процесса для их последующего сравнения с эмпирическим распределением.

а) "Белый" шум. Пусть треки разной длины содержат одинаковое количество энергии. В этом случае распределение $w(1/B) = 1/(1/B_{min} - 1/B_{max}) = const$ плоское, а распределение $w(B)$ длины треков B представляет собой квадратичную гиперболу $w(B) = const/B^2$, нарастающую в сторону уменьшения длины треков. При этом отношение ординат двух бинов k и m обратно пропорционально квадрату отношения их абсцисс: $n_k/n_m = (B_m/B_k)^2$.

Квадратичная гипербола удовлетворительно описывает распределение $w(B)$ в интервалах, удаленных от граничных значений B , что позволяет наглядно оценивать характер гистограммы. Если, например, абсциссы двух бинов отличаются вдвое, а их ординаты – приблизительно вчетверо, то события, образующие гистограмму, равновероятны. Однако вблизи границ диапазона изменений переменной B простейшая модель "белого" шума дает существенные погрешности: при $B \rightarrow 0$ величина $1/B \rightarrow \infty$ и оценки становятся неточными.

б) Экспоненциальное распределение. Для сравнения эмпирической гистограммы с аналитическим распределением в более широком диапазоне изменений B предпочтительнее применение другого закона. В связи с тем, что положение проекций начальной и конечной точек трека на оси частот случайно (Мелендес и др., 1999, рис.9), точки f_s и f_f образуют пуассоновский поток событий. Расстояние $B = f_s - f_f$ между точками пуассоновского потока описывается экспоненциальным законом

(Тихонов, 1982): $w(B) = \frac{1}{\bar{B}} e^{-\frac{B}{\bar{B}}}$, где $\bar{B} = \frac{1}{N_{tot}} \sum_{i=1}^{N_{tot}} B_i$ – среднее значение длины треков. Распределение энергии треков заданной длины получим с помощью уже упоминавшегося преобразования распределений: $E \propto w(1/B) = \frac{B^2}{\bar{B}} e^{-\frac{B}{\bar{B}}}$.

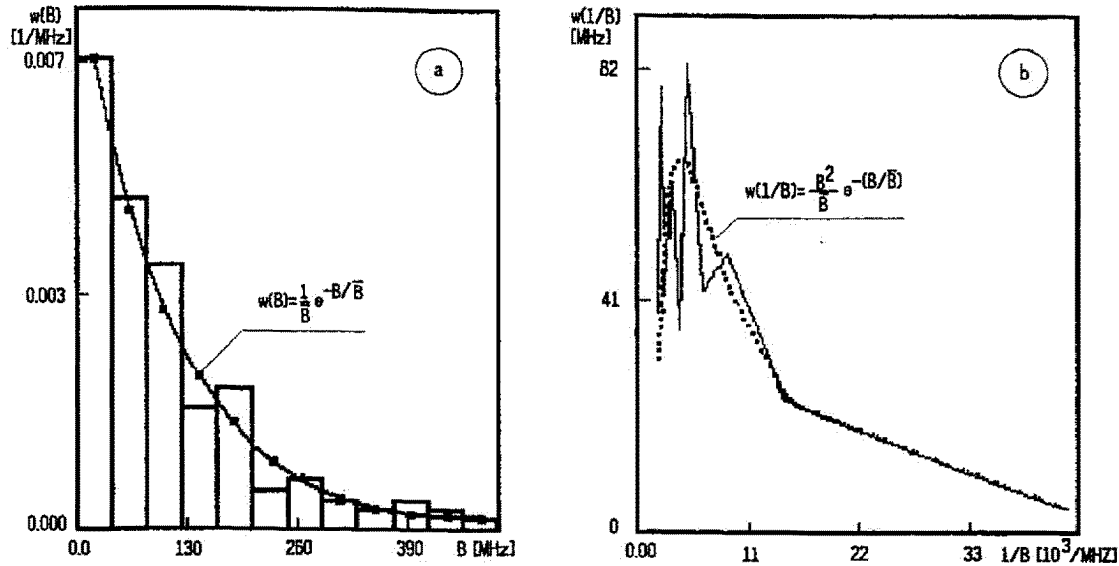


Рис. 1. а – эмпирическое распределение длины треков (гистограмма) достаточно близко описывается экспоненциальным законом (плавная кривая). б – вероятность выделения энергии возрастает по мере увеличения рассматриваемой длины треков

3 Сравнение эмпирической гистограммы длины треков с аналитическим распределением

Конца гистограммы длины треков, опубликованная в статье Мелендеса и др. (1999), показана на рис.1а. Для изучения взяты первые 12 бинов, в каждом из которых содержалось более 1 трека. Для сравнения гистограммы с “белым” шумом третий бин был принят в качестве опорного и относительно него с помощью выражения $n_k = n_3(B_3/B_k)^2$ были вычислены ординаты других бинов аналитического распределения. Как и следовало ожидать, “белый” шум удовлетворительно описывает лишь часть гистограммы, достаточно удаленную от значений $B \rightarrow 0$, но ордината первого бина, в котором содержится величина $B = 0$, оказалась в 10 раз больше эмпирического значения. Поэтому аппроксимация гистограммы с помощью модели “белого” шума была признана неудовлетворительной.

Гораздо лучшее соответствие дает экспоненциальное распределение (плавная кривая на рис.1а). Параметр пуассоновского закона \bar{B} был вычислен по эмпирическим данным. Расхождение между гистограммой и аналитическим распределением находится в пределах статистических флуктуаций экспериментальных данных. Затем было построено эмпирическое распределение $w(1/B)$ для точек, соответствующих серединам бинов B_k исходной гистограммы (сплошная ломаная линия на рис.1б). Пунктирной линией на графике показано аналитическое распределение $w(1/B)$. Можно видеть, что и в этом случае аналитическая кривая располагается в пределах статистических флуктуаций эмпирического распределения.

Таким образом, характер распределения $w(1/B)$ свидетельствует о том, что вероятность излучения заданной длины треков возрастает приблизительно в 10 раз по мере роста рассматриваемого размера треков от 45 до 600 МГц. Если принять во внимание слабую зависимость интенсивности всплесков от частоты (Мелендес и др., 1999, рис.7) и полагать, что треки имеют в среднем одинаковую интенсивность, то можно сделать следующее заключение: источник всплесков III типа затрачивает в 10 раз больше энергии на излучение длинных треков по сравнению с расходом энергии на суммарное излучение всех коротких треков.

Из-за экспоненциального закона распределения $w(B)$ ординаты гистограммы быстро уменьшаются и после некоторого значения B количество треков в бине оказывается меньше единицы. Поэтому вероятность наблюдения более длинных треков в рассмотренном случае (гистограмма Мелендес и др., 1999) оказалась ограниченной не свойствами источника всплесков III типа, а объемом исходных данных.

4 Выводы

1. Вероятность излучения энергии в заданной полосе частот B описывается распределением обратной величины $1/B$, а не распределением самой величины B .
2. Эмпирическая гистограмма длины треков удовлетворительно аппроксимируется экспоненциальным законом распределения, следовательно, процесс, ответственный за излучение всплесков III типа, обладает пуассоновской статистикой.
3. Длинные треки всплесков III типа протяженностью порядка 600 МГц занимают на оси частот в 10 раз больший интервал, чем суммарный диапазон частот, занимаемый всеми короткими треками протяженностью 45 МГц каждый, и, соответственно, содержат в 10 раз больше энергии.

Литература

- Мелендес и др. (Melendez J.L., Savant H.S., Fernandes F.C.R., Benz A.O.)// Solar Physics. 1999. V. 187. P. 77.
- Тихонов В.И. // Статистическая радиотехника. М.: Радио и связь. 1992.

УДК 523.9

О магнитном поле Солнца перед максимумом 23-го цикла

В.А. Котов, В.И. Ханейчук, Т.Т. Цап

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409 Украина, Крым, Научный
e-mail: vkotov@crao.crimea.ua, han@crao.crimea.ua

Поступила в редакцию 8 февраля 2000 г.

Аннотация. В 1999-м году в КраО сделано большое ($N = 109$) число измерений общего магнитного поля (ОМП) Солнца. Данные рассматриваются совместно с аналогичными мировыми данными, полученными в 1968 – 1999 гг. в четырёх обсерваториях. Показано, что (1) в течение всех 32 лет на Солнце преобладало продольное поле южной полярности со средним значением -0.009 ± 0.005 Гс, (2) в 1999-м году доминировала 4-секторная структура ОМП, больше характерная для эпохи минимума солнечной активности, (3) среднеквадратичное значение ОМП в 1999-ом году, равное 0.48 Гс, было существенно меньше, чем обычное значение ≈ 0.82 Гс, характерное для года предмаксимума активности Солнца.

ON THE SUN'S MAGNETIC FIELD PRIOR TO MAXIMUM OF THE CYCLE 23, by V.A. Kotov, V.I. Haneychuk and T.T. Tsap. The large number of measurements of the mean magnetic field (MMF) of the Sun were made in the CrAO in 1999. These data are analysed together with the like measurements performed at four solar observatories in 1968 – 1999. It is shown that (1) during total 32-year interval the predominance of longitudinal magnetic field of southern polarity was observed on the Sun with the mean value of -0.009 ± 0.005 Gs, (2) in 1999, MMF exhibited 4-sector structure which is more characteristic of epochs near minima of solar activity, (3) the standard deviation of MMF in 1999 equals to 0.48 Gs was significantly lower than that usually observed before solar activity maximum (≈ 0.82 Gs).

Ключевые слова: Солнце, общее магнитное поле Солнца, вращение Солнца

Более 30 лет назад в Крымской астрофизической обсерватории (КраО) были начаты регулярные измерения общего магнитного поля Солнца (ОМП) как звезды (Северный, 1969; Котов, Северный, 1983). С тех пор в нескольких обсерваториях (см. ниже) накоплен большой материал, позволяющий делать новые важные выводы о Солнце как о магнитопеременной звезде, а также о связи магнитного поля с циклом солнечной активности. Например, нами недавно показано, что на периодограммах вариаций ОМП доминирует период $26^d92 \pm 0^d02$, обладающий поразительной стабильностью начальной фазы на протяжении трёх циклов (Котов и др., 1999; Ханейчук, 1999). Была выдвинута гипотеза, что причиной является тесный резонанс с орбитальным движением Меркурия, возникший на заре образования Солнечной системы (Котов, Цап, 1999).

Измерения ОМП делаются с помощью солнечного магнитографа Бэбкока. Этим методом регистрируется средняя напряжённость продольного поля H видимой полусферы Солнца, куда потемнение диска к краю входит как весовая функция (подробнее об измерениях ОМП см. Григорьев и др., 1983; Котов и др., 1998а,б, 1999). Каждое отдельное измерение, выполненное в той или иной обсерватории, представляет собой величину H , определённую для солнечной фотосферы в течение данных UT-суток.

Мы объединили имеющиеся измерения ОМП четырёх обсерваторий в единую временную последовательность 1968 – 1999 гг.:

(1) КраО, 1968 – 1999 гг.: полное число измерений $N = 1707$ со среднеквадратичным значением $\Delta = 0.661$ Гс,

(2) Обсерватория Маунт Уилсон, 1970 – 1982 гг. (Котов и др., 1998б): $N = 2457$, $\Delta = 0.670$ Гс,

(3) Саянская солнечная обсерватория, 1982 – 1993 гг. (Григорьев и др., 1983; Котов и др., 1998а): $N = 93$, $\Delta = 0.502$ Гс, и

(4) Солнечная обсерватория им. Дж. Уилкокса (СОУ) Стэнфордского университета, 1975 – 1999 гг.: $N = 7296$, $\Delta = 0.411$ Гс (эти данные регулярно публикуются в *Solar Geophysical Data* (SGD); нами взяты все данные СОУ включительно по 31 августа 1999 г.).

Все крымские данные до 1999 г., с общим числом $N = 1598$, опубликованы (см. Котов, Северный, 1983; Котов и др., 1999; Котов и Цап, 1999). В 1999 г. нами сделано самое большое (после 1976 г.) число измерений ОМП на крымском магнитографе: $N = 109$, – и это позволило нам обратить особое внимание на поведение ОМП Солнца в эпоху предмаксимума солнечной активности.

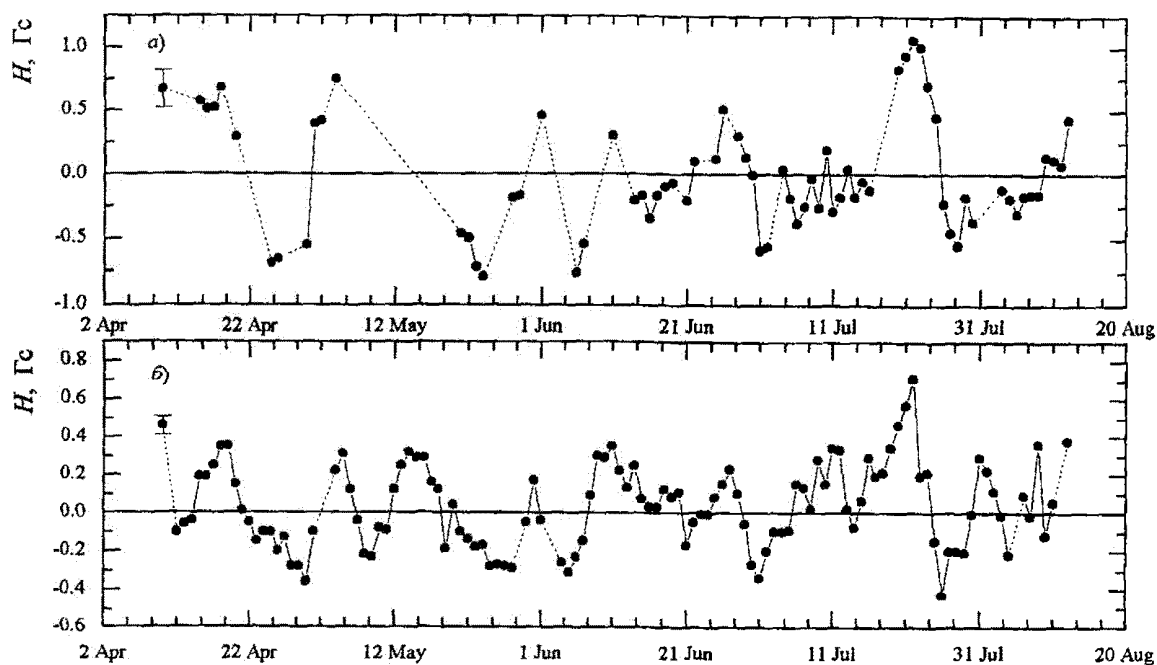


Рис. 1. Сравнение данных ОМП, полученных в КраО (а) и СОУ (б) в интервале 1 апреля – 14 августа 1999 г. Сплошными линиями соединены измерения (точки) без пропусков, штриховыми линиями – с пропусками. Вертикальными чёрточками указаны типичные ошибки измерений

Сопоставление измерений КраО и СОУ в интервале 1 апреля – 14 августа 1999 г. показано на рис. 1. Обращает на себя внимание удовлетворительное качественное сходство вариаций ОМП по данным двух обсерваторий. В целом вариации данных КраО значительно больше, чем данных СОУ. Согласие улучшается, если для КраО ввести коэффициент 0.62, равный отношению стандартных отклонений двух рядов за все 32 года. В то же время, однако, в отдельные дни или в течение нескольких дней подряд заметны существенные различия значений H между двумя обсерваториями, превосходящие фактические ошибки измерений. Последние, согласно Котову и др. (1998а,б), равны примерно ± 0.15 и ± 0.05 Гс для КраО и СОУ соответственно.

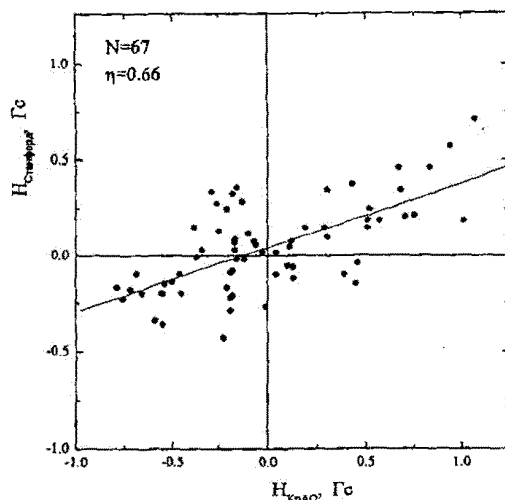


Рис. 2. Сравнение данных ОМП, полученных в КраО и Станфорде в 1999 г. Количество одновременных измерений $N = 67$, коэффициент корреляции $\eta = 0.66$

На рис. 2 представлены измерения ОМП, полученные в КраО и СОУ в один и тот же день в 1999 г. Таких измерений оказалось 67. Коэффициент корреляции между этими измерениями равен $\eta = 0.66$. Прямая линейной регрессии, проведенная через данные точки методом наименьших квадратов, имеет вид

$$H_{\text{СОУ}} = 0.34 \cdot H_{\text{КраО}} + 0.05.$$

Эта зависимость показывает, что измерения ОМП, полученные в СОУ, имеют систематически меньшее значение, чем измерения в КраО. Об этом упоминалось ранее (см., например, Котов и др., 1998а, 1999), и измерения 1999-го года только подтверждают эти выводы авторов. Подробнее эту проблему обсуждали также Шеррер и др. (1977), Демидов (1996), Котов и др. (1998а). Главные причины расхождений – смещение нуля магнитографа, виньетирование изображения солнечного диска, инструментальная поляризация, различие в калибровке.

Перед сведением всех данных ОМП в один общий ряд 1968 – 1999 гг. массив каждой обсерватории приводился к среднему – для четырех инструментов – стандартному отклонению $\langle \Delta \rangle = 0.561$ Гс. Затем был получен суммарный массив 1968 – 1999 гг. с числом $N = 11553$ и величиной $\Delta = 0.561$ Гс. Этот массив и рассматривается в дальнейшем.

Ввиду нерешенной проблемы «магнитного разбаланса» Солнца (Северный, 1966; Уилкоккс, 1972; Котов, Левицкий, 1985; Григорьев, Демидов, 1989), интерес представляет средняя за 32 года величина ОМП. Усреднив 11553 измерений, получаем значение

$$\langle H \rangle = -0.009 \pm 0.005 \text{ Гс.}$$

Как видим, имеется небольшой разбаланс магнитных потоков, но его достоверность требует подтверждения в дальнейшем.

Дополнительный анализ данных позволяет нам утверждать, что этот разбаланс (если он будет достоверно подтвержден) нельзя объяснить тем, что наблюдения охватывают нечетное число 11-летних циклов. Его нельзя приписать и какому-либо инструментальному эффекту при измерении слабой зеемановской поляризации (Котов, Левицкий, 1985; Григорьев, Демидов, 1989). К этому добавим, что асимметрия по отношению к полю N - и S -полярности в различных проявлениях солнечной активности уже отмечалась наблюдателями неоднократно и независимо от инструмента.

Ранее предлагалось несколько предположений о причинах разбаланса, или о природе так называемого «магнитного монополя» Солнца, – см., например дискуссию Котова и Левицкого (1985),

Григорьева и Демидова (1989). Но все они – пока только гипотезы и потому не могут приниматься в качестве удовлетворительных объяснений зффекта.

Интересную мысль высказали, например, Григорьев и Демидов (1989). По их мнению, разбаланс может быть обусловлен квадрупольной компонентой глобального поля, когда существенная часть магнитных силовых линий, выходящих из фотосферы вблизи экватора и на низких гелиоширотах, замыкается в полярных областях. И поскольку при измерениях ОМП магнитограф регистрирует зеемановский сигнал преимущественно от центральной зоны солнечного диска радиусом $\approx 0.6R_{\odot}$ (R_{\odot} – радиус Солнца), то в течение длительного времени будет регистрироваться поле с перевесом той или иной полярности. Более того, в соответствии с полярными переполосовками знак разбаланса, в принципе, будет изменяться с периодом примерно 22 года, что, по-видимому, действительно наблюдается (см. ниже).

Эта модель, однако, не указывает механизм возникновения квадрупольной компоненты поля и, главное, не в состоянии объяснить устойчивый – наблюдаемый на протяжении трёх циклов – магнитный разбаланс, а именно – перевес S-полярности ОМП.

Особый интерес, безусловно, представляет и тот факт, что разбаланс изменяется с квазипериодом $P \approx 23$ г. (Григорьев, Демидов, 1989; Котов и др., 1998б), т.е. с периодом, в пределах ошибки, магнитного 22-летнего цикла Солнца.

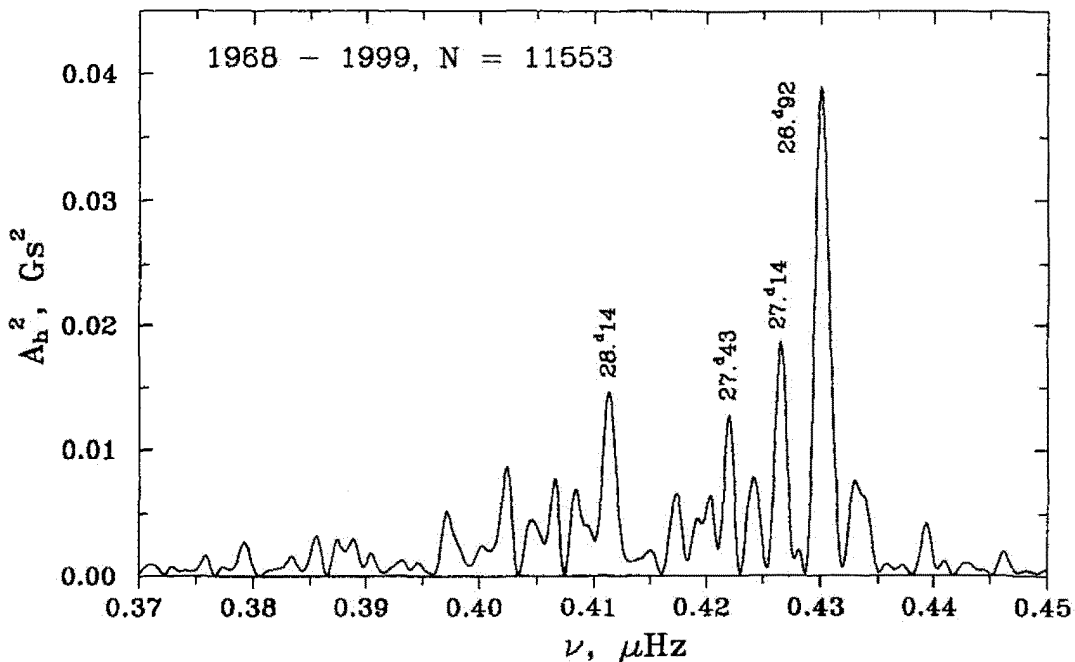


Рис. 3. Периодограмма ОМП за 1968 – 1999 гг. (нормированные данные с числом измерений $N = 11553$; по вертикали – квадрат гармонической амплитуды: A_h^2 , Gc^2)

Периодограмма ОМП, вычисленная с использованием прямого Фурье-преобразования для частот вращения Солнца, показана на рис. 3. Самый большой пик, как и раньше (Ханейчук, 1999; Котов и Цап, 1999), отвечает синодическому периоду вращения

$$P_{\odot} = 26^d92 \pm 0^d02.$$

Соответствующий сидерический период $P'_{\odot} = 25^d07 \pm 0^d02$. На рисунке отмечены также другие заметные периоды, связанные с дифференциальным вращением: 27^d14 , 27^d43 и 28^d14 .

Известно (Котов, Демидов, 1980), что напряжённость и среднее квадратичное значение ОМП изменяются с 11-летним циклом. Интерес поэтому представляет поведение средней кривой P_{\odot} -колебания ОМП с фазой цикла и, в частности, вид этой кривой отдельно в эпохи минимума и максимума солнечной активности. Такие кривые, с фиксированной начальной фазой, были построены для наблюдений, относящихся к трёхлетним интервалам в эпохи максимумов и минимумов активности:

(MAX) максимумы: 1968 – 1970, 1978 – 1980 и 1988 – 1990 гг., с общим числом измерений $N = 2773$ и $\Delta = 0.677$ Гс;

(MIN) минимумы: 1975 – 1977, 1985 – 1987 и 1995 – 1997 гг., с числом $N = 3633$ и $\Delta = 0.298$ Гс.

Каждый из двух массивов, MAX и MIN, рассматривался как единая временная последовательность (с пропусками) с начальным моментом t_0 , отвечающим UT 00^h 00^m, 1 января 1968 г. Средние P_{\odot} -кривые для них представлены на рис. 4. Для эпохи максимума видим чёткую волну, соответствующую 2-секторной структуре ОМП, а в эпохи минимума такая волна отсутствует, и преобладает 4-секторная структура, причём с гораздо меньшей «пиковой» амплитудой.

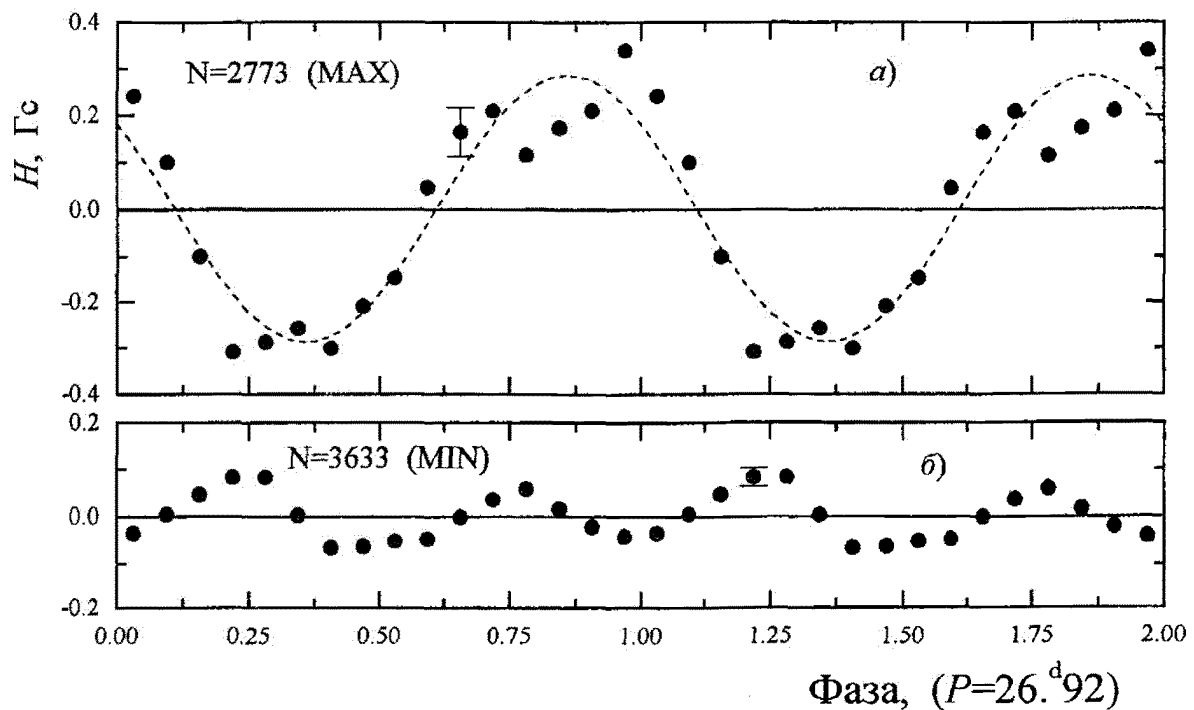


Рис. 4. Средние кривые, построенные с периодом свёртки $P_{\odot} = 26^{\text{d}}92$ для эпох (а) максимума и (б) минимума солнечной активности. Точки – средние значения ОМП в фазовых интервалах шириной $\tau = P_{\odot}/16$; вертикальными чёрточками указаны типичные стандартные ошибки, пунктирная линия – синусоида, проведённая через точки методом наименьших квадратов. Число измерений (а) $N = 2773$ и (б) $N = 3633$

Кривые с периодом P_{\odot} были построены и отдельно для трёх последовательных эпох максимума солнечной активности, результаты представлены в табл. 1 (A_h и φ – гармонические амплитуда и фаза волны; последняя всюду отсчитывается от момента t_0). Удивление вызывает тот факт, что кривые оказались весьма близкими по фазе. (Различие между фазами и их отличие от среднего значения ≈ 0.85 по крайней мере слишком малы, чтобы их считать существенными. В последней строке таблицы приведены параметры P_{\odot} -кривой для суммарного массива MAX за 1968 – 1990 гг.).

Таблица 1. Параметры средних кривых ОМП, полученных с периодом $P_{\odot} = 26^d.92$ для эпох максимума солнечной активности

Интервал, гг.	N	Δ , Гс	A_h , Гс	φ
1968 - 1970	376	0.696	0.44 ± 0.06	0.73 ± 0.03
1978 - 1980	1528	0.625	0.24 ± 0.07	0.95 ± 0.05
1988 - 1990	869	0.752	0.43 ± 0.05	0.83 ± 0.02
1968 - 1990	2773	0.677	0.29 ± 0.03	0.86 ± 0.02

На этот факт нами уже обращалось внимание (Котов и др., 1999) и подчёркивалось, что такое явление как долговременная устойчивость фазы колебания P_{\odot} трудно объяснить в рамках современных представлений о природе циклической деятельности Солнца (модель Вэбкока-Лейтона и теория динамо).

Поскольку P_{\odot} является преобладающим периодом вращения магнитных образований на Солнце, рассмотрим поведение ОМП в 1999 г. по отношению именно к этой периодичности. Будем принимать во внимание то, что год 1999 относится к фазе роста солнечной активности и числа Вольфа для него имеют довольно большие значения, около 100, что больше характерно для максимума солнечной активности. Поэтому следует ожидать доминирование 2-секторной структуры, подобной той, которая изображена на рис. 4а.

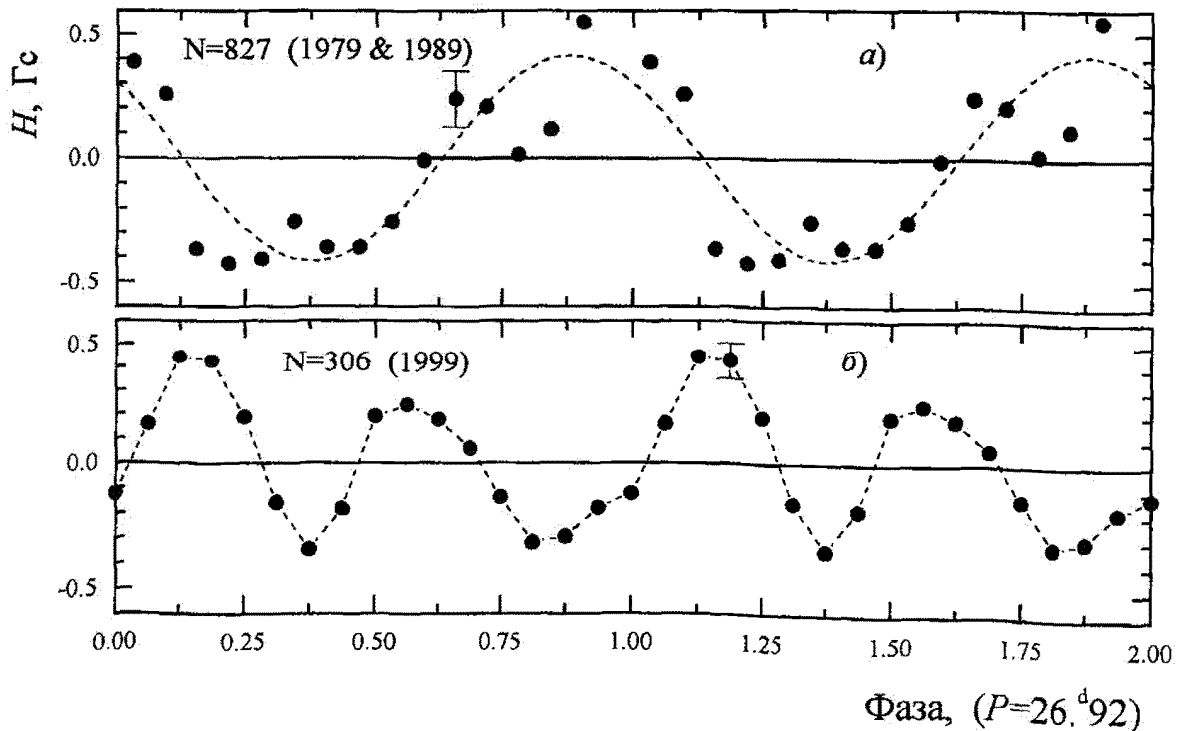


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для данных (а) 1979 и 1989 гг. ($N = 827$, $\tau = P_{\odot}/16$) и (б) 1999-го года ($N = 306$, $\tau = P_{\odot}/8$)

Соответствующая P_{\odot} -волна ОМП для 1999 г. построена на рис. 5б. К большому удивлению, вместо 2-секторной структуры мы видим четыре сектора, что больше характерно для минимума солнечной активности (хотя и с большей «пиковой» амплитудой), см. рис. 4б. Амплитуда полученной 27-суточной волны практически незначима: $A_h = 0.12 \pm 0.15$ Гс.

Измерения ОМП 1999 г. сделаны три года спустя после минимума активности, который наблюдался в 1996-м году. Предыдущие минимумы имели место в 1976 и 1986 гг. Интересно знать, каково было P_{\odot} -изменение ОМП в интервалах времени, соответствующих такой же трёхгодовой задержке после предыдущих минимумов. С этой целью данные ОМП за 1979 и 1989 гг. были выделены в отдельные массивы. Волны, построенные для них с периодом P_{\odot} , оказались чётко 2-секторного типа (аналогичными волне на рис. 4а) и близкими друг к другу по фазе:

$$\begin{array}{lll} 1979 \text{ г.:} & N = 527, & A_h = 0.51 \pm 0.10 \text{ Гс}, \quad \varphi = 0.95 \pm 0.03, \\ 1989 \text{ г.:} & N = 300, & A_h = 0.52 \pm 0.07 \text{ Гс}, \quad \varphi = 0.75 \pm 0.03. \end{array}$$

Волна P_{\odot} , построенная для обеих этих массивов вместе, показана на рис. 5а. Её параметры следующие:

$$1979 \text{ и } 1989 \text{ гг.:} \quad N = 827, \quad A_h = 0.41 \pm 0.08 \text{ Гс}, \quad \varphi = 0.88 \pm 0.03.$$

Видим, что во время двух предыдущих предмаксимальных ситуаций для Солнца была характерна обычная 2-секторная волна ОМП – чаще наблюдаемая в эпохи максимума солнечной активности. Сравнение результатов, приведённых на рис. 5, даёт нам повод считать эпоху 1999-го года аномальной, не отвечающей «обычному» дипольному распределению ОМП Солнца. Подобные явления уже наблюдались на Солнце как во время максимума активности, так и после него, например в 1981, 1983 и 1993 гг. (Ханейчук, 1999). Год 1999 примечателен тем, что это год роста активности и, следовательно, максимум ещё не наступил, но мы видим явное преобладание квадрупольной составляющей ОМП над остальными. Видимо, это явление чередования преобладания структур одного типа над другим (дипольной над квадрупольной и обратно) может проявлять себя как до, так и после максимума активности Солнца.

Нами уже указывалось (Котов и др., 1999), что ОМП, – в частности, его стандартное отклонение Δ , – представляет собой параметр, который не менее чётко, чем числа Вольфа, может характеризовать циклическую деятельность Солнца.

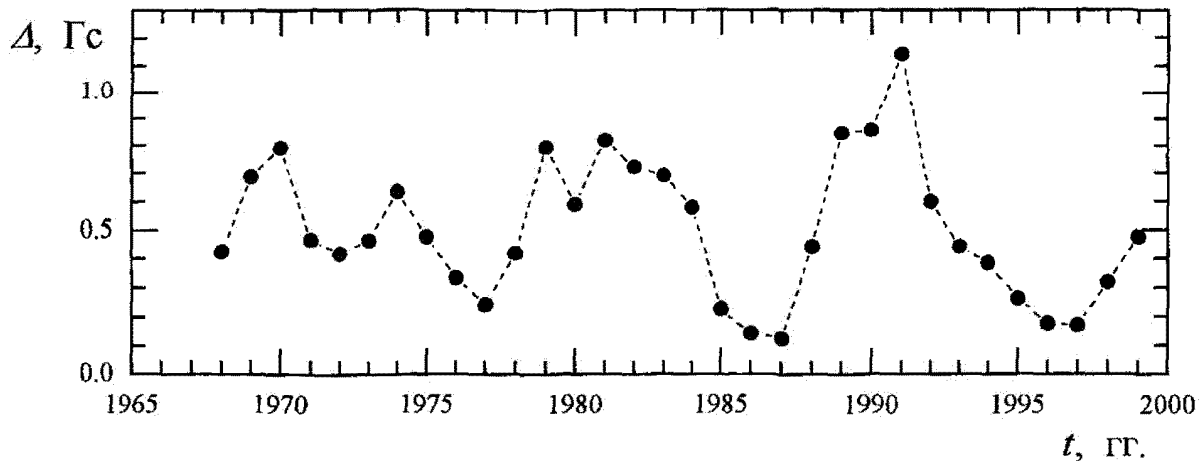


Рис. 6. Ход со временем t среднегодовых значений Δ ОМП

Для суммарного ряда 1968 – 1999 гг. ($N = 11553$) нами вычислены среднегодовые стандартные значения ОМП, приведённые на рис. 6. В глаза бросаются три особенности:

(а) величина Δ изменяется с циклом активности Солнца, причём её экстремумы согласуются с эпохами экстремумов чисел Вольфа (см. также Котов и Демидов, 1980),

(б) в 1991-ом году имел место самый большой за 32 года всплеск величины Δ и, соответственно, индекса «энергии» ОМП $E \sim \Delta^2$,

(в) после 1991-го года наблюдается затяжной минимум «энергии» ОМП: он гораздо более длительный, чем во время предыдущих эпох минимума солнечной активности.

В качестве опорных эпох возьмём, как и выше, годы минимумов, т.е. 1976, 1986 и 1996 гг. Тогда для трёх последовательных эпох предмаксимума активности – т.е. спустя три года после минимумов – имеем соответственно:

$$\Delta(1976) = 0.795 \text{ Гс}, \quad \Delta(1989) = 0.847 \text{ Гс}, \quad \Delta(1999) = 0.475 \text{ Гс}.$$

Отсюда получаем, что индекс «энергии» ОМП, E , в 1999 г. был *в три раза* меньше, чем средний индекс E для соответствующих эпох циклов 21 и 22. Это может говорить о том, что наступление максимума 23-го цикла несколько задерживается, – по-видимому, на один год или несколько больше.

Поведение ОМП в 1999 г. интригует и даёт нам основание полагать, что магнитное поле Солнца перед 2000 г. проявляет весьма аномальный характер. Возможно, что это связано со следующими причинами:

(1) происходит изменение полярности солнечного «монополя»,

(2) удлиняется длительность цикла солнечной активности (на протяжении всего 20-го столетия средняя длительность цикла составляла 10.6 лет вместо «положенных» 11.1 лет),

(3) наблюдаемая магнитная аномалия Солнца – всего лишь следствие векового цикла (длительностью примерно 30 или более лет, см. Витинский и др., 1986).

Выдающийся «всплеск» ОМП в 1991-ом году означает, что значительная часть магнитной энергии была тогда увесена солнечным ветром в межпланетное пространство. Следовательно, есть возможность связать существенное ослабление напряжённости ОМП (а также средней величины Δ и индекса энергии E) после 1991 г. с недостаточной эффективностью солнечного динамо в эпоху последнего минимума активности 20-го века, а также на стадии роста 23-го цикла (точнее, в течение примерно 1993 – 1999 гг.). А именно: динамо-механизм не успевает генерировать новый магнитный поток, который, согласно современным представлениям, должен всплывать на поверхность Солнца из-под конвективной зоны, обновлять ОМП и восполнять потери 22-цикла. Из этих соображений мы можем прогнозировать, что активность Солнца в 23-м цикле, как пятнообразовательная, так и магнитная, может быть слабее, чем в течение предыдущих трёх циклов.

Мы видим, что пионерские измерения ОМП, начатые в КРАО 32 года назад и поддержанные (продолженные) усилиями астрофизиков других обсерваторий, приносят несомненные плоды. Речь, конечно, не идет о конкуренции со знаменитыми числами Вольфа. В то же время очевидно, что измерения ОМП дают новую ценнейшую информацию о поведении нашей звезды, – в частности, о её циклической деятельности, магнетизме и вращении, – ставя при этом ряд новых, порой весьма неожиданных, вопросов и проблем.

В заключение мы выражаем искреннюю признательность Н.П. Русаку за техническое обслуживание магнитографа и участие в наблюдениях, а также Н.Г. Сунице за помощь в обработке наблюдательных данных. Работа получила частичную поддержку ГФФИ Украины (грант № ф 4/174-97).

Литература

- Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В. // Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука, 1986. 256 с.
- Григорьев В.М. и Демидов М.Л. (Grigoryev V.M., Demidov M.L.) // Solar Magnetic Fields and Corona. Vol. 1. Novosibirsk: Nauka. 1989. P. 108.
- Григорьев В.М., Демидов М.Л., Осака Б.Ф. // Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. 1983. Вып. 65, С. 13.

- Демидов М.Л. // *Solar Phys.* 1996. V. 164. P. 381.
- Котов В.А. и Демидов М.Л. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1980. Т. 61. С. 3.
- Котов В.А., Демидов М.Л., Ханейчук В.И., Цап Т.Т. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1998а. Т. 94. С. 110.
- Котов В.А. и Левицкий Л.С. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1985. Т. 71. С. 32.
- Котов В.А. и Северный А.Б. // *Общее магнитное поле Солнца как звезды. Каталог 1968 – 1976.* М.: Междуведомственный геофизический комитет АН СССР. 1983. 24 с.
- Котов В.А., Ханейчук В.И., Цап Т.Т. // *Астрон. Журн.* 1999. Т. 76. С. 218.
- Котов В.А. и Цап Т.Т. // *Кинематика и физика небесн. тел.* 1999. Т. 15. С. 1.
- Котов и др. (Kotov V.A., Scherrer P.H., Howard R.F., Haneychuk V.I.) // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1998b. V. 116. P. 103.
- Северный А.Б. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1966. Т. 35. С. 97.
- Северный (Severny A.) // *Nature.* 1969. V. 224. P. 53.
- Уилкоккс (Wilcox J.M.) // *Comm. Astrophys. Space Phys.* 1972. V. 4. P. 141.
- Ханейчук В.И. // *Астрон. Журн.* 1999. Т. 76. С. 385.
- Шеррер и др. (Scherrer P.H., Wilcox J.M., Kotov V., Severny A.B., Howard R.) // *Solar Phys.* 1977. V. 52. P. 3.

УДК 523.98

Наблюдения Солнца в линии HeI 1083 нм в КрАО в 1999–2000 годах. Солнечная вспышка 6 июня 2000 г и разрушение корональной дыры в ноябре 1999 г

Е.В. Маланушенко, Н.Н. Степанян

Крымская астрофизическая обсерватория, Украина, 98409, Крым, Научный
nataly@crao.crimea.ua

Поступила в редакцию 10 декабря 2000 г.

Аннотация. Проведено сравнение количества корональных дыр, наблюдаемых в рентгене на спутнике YONKON и в линии HeI 1083 нм на обсерваториях Китт Пик и в Крымской астрофизической обсерватории. Приведены наблюдения вспышки 6 июня 2000 г. и разрушения корональной дыры 3 – 11 ноября 1999 г.

SOLAR OBSERVATIONS IN HeI LINE 1083nm IN THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY ON 1999 – 2000 YEARS, *by E.V. Malanushenko and N.N. Stepanian*. The comparison of coronal holes quantity observed in X-ray with YONKON and in HeI line 1083nm in observatories Kitt Pick and Crimean was carried out. Observations of the solar flare of 6th June 2000 and disappearance of coronal hole 3 – 11th November 1999 are described in this article.

Ключевые слова: Солнце, гелий, вспышка.

Наблюдения в линии HeI 1083 нм (далее линия гелия) проводятся в КрАО с 1989 года на телескопе БСТ-2 с Универсальным спектрофотометром. В 1998 году Универсальный спектрофотометр был модернизирован (Степанян и др., 2000). В течение апрель – декабрь 1999 и январь – сентябрь 2000 годов на нем был получен обширный наблюдательный материал. Изображения Солнца в линии гелия с разрешением 10'' выставляются в INTERNET. Для исследования отдельных образований используются изображения части Солнца с разрешением 3''2. Разработано несколько программ для регистрации спектров в заданных точках Солнца. По наблюдениям в линии гелия в 1999 – 2000 г.г. мы более или менее полно построили синоптические карты каррингтоновских оборотов 1948 – 1965.

1 Сравнение наблюдений корональных дыр 1999 г. по разным источникам

Для Каррингтоновских оборотов 1948 – 1955 были отождествлены корональные дыры (КД), наблюдаемые в последовательных оборотах по нашим наблюдениям в линии гелия, по наблюдениям обсерватории Китт Пик в той же линии и по рентгеновским наблюдениям YONKON. Данные Китт Пик и YONKON взяты из сборника “Солнечные геофизические данные” (Коффи, 1999). Для дней

Таблица 1. Число одновременных наблюдаемых КД

только в КраО	КраО, Китт Пик и УОНКОН	КраО и УОНКОН	КраО и Китт Пик	УОНКОН и Китт Пик
6	57	34	2	0

наблюдений в КраО было подсчитано число случаев, когда КД наблюдались только в КраО, одновременно на трех станциях и на двух. Результаты даны в таблице 1.

В тех случаях, когда в КраО не было наблюдений, сравнение одновременных наблюдений УОНКОН и Китт Пик дано в таблице 2.

Таблица 2. Число одновременных наблюдений двух станций

в Китт Пик и УОНКОН	только в УОНКОН	только в Китт Пик
11	9	0

Отсюда можно сделать вывод, что Китт Пик регистрирует только наиболее мощные КД. В КраО и на УОНКОН, кроме этих дыр, видно еще большое количество КД. Как правило, это более слабые дыры, но не всегда. Суммировать результаты сопоставления можно следующим образом. Если принять за достоверные наблюдения одновременные данные трех станций, пар станций КраО и УОНКОН, УОНКОН и Китт Пик и только УОНКОН, то за обороты 1948 – 1955 на Солнце наблюдалось 111 КД. По одновременным данным трех станций за это время наблюдалось 70 КД. Отождествление одних и тех же КД в соседних оборотах, проведенное нами, показало, что на диске Солнца за это время существовало 25 КД. Анализ полученного материала позволил выделить объекты для дальнейшего изучения: низкоширотные и полярные корональные дыры; волокна и их связь с корональными дырами; петельные структуры в активных областях, вблизи волокон и на границах КД; солнечная вспышка; протуберанцы. В предлагаемой статье мы остановимся на наблюдении вспышки 6 июня 2000 г. и на случае выхода нового магнитного потока в области корональной дыры.

2 Солнечная вспышка 6.06.2000 по наблюдениям в линии HeI 1083 нм

Солнечная вспышка 6 июня 2000 года – одна из мощнейших вспышек за всю историю наблюдений. Она характеризовалась мощными выбросами заряженных частиц, за 2 дня дошедших до Земли. В Крымской астрофизической обсерватории вспышка наблюдалась на телескопе ВСТ-2 с Универсальным спектрофотометром с УТ 13:03 до УТ 15:53. На изображениях Солнца, полученных в линии гелия, вспышка имеет вид отдельных ярких узлов на темном фоне активной области. На Рис.1 приведены полученные в центре линии гелия изображения активной области. В первый момент наблюдений (УТ 13:03) вспышка состояла из трех эмиссионных узлов. К 14:30 эмиссия в них практически исчезла, а с 14:51 в тех же местах снова стали разгораться эмиссионные узлы. В 15:23 в южной части группы появились две эмиссионные ленты, яркость которых быстро возрастала.

Положение узлов вспышки относительно группы пятен и нулевой линии магнитного поля показано на Рис.2.

Магнитная конфигурация характеризуется наличием узкого залива S-поля в обширную область N-поля. В пятне наблюдалась дельта-конфигурация. На контакте в полутени пятна были ядра с напряженностью N2500 и S3000 Гс. Измерения яркости и положений узлов вспышки на каждом

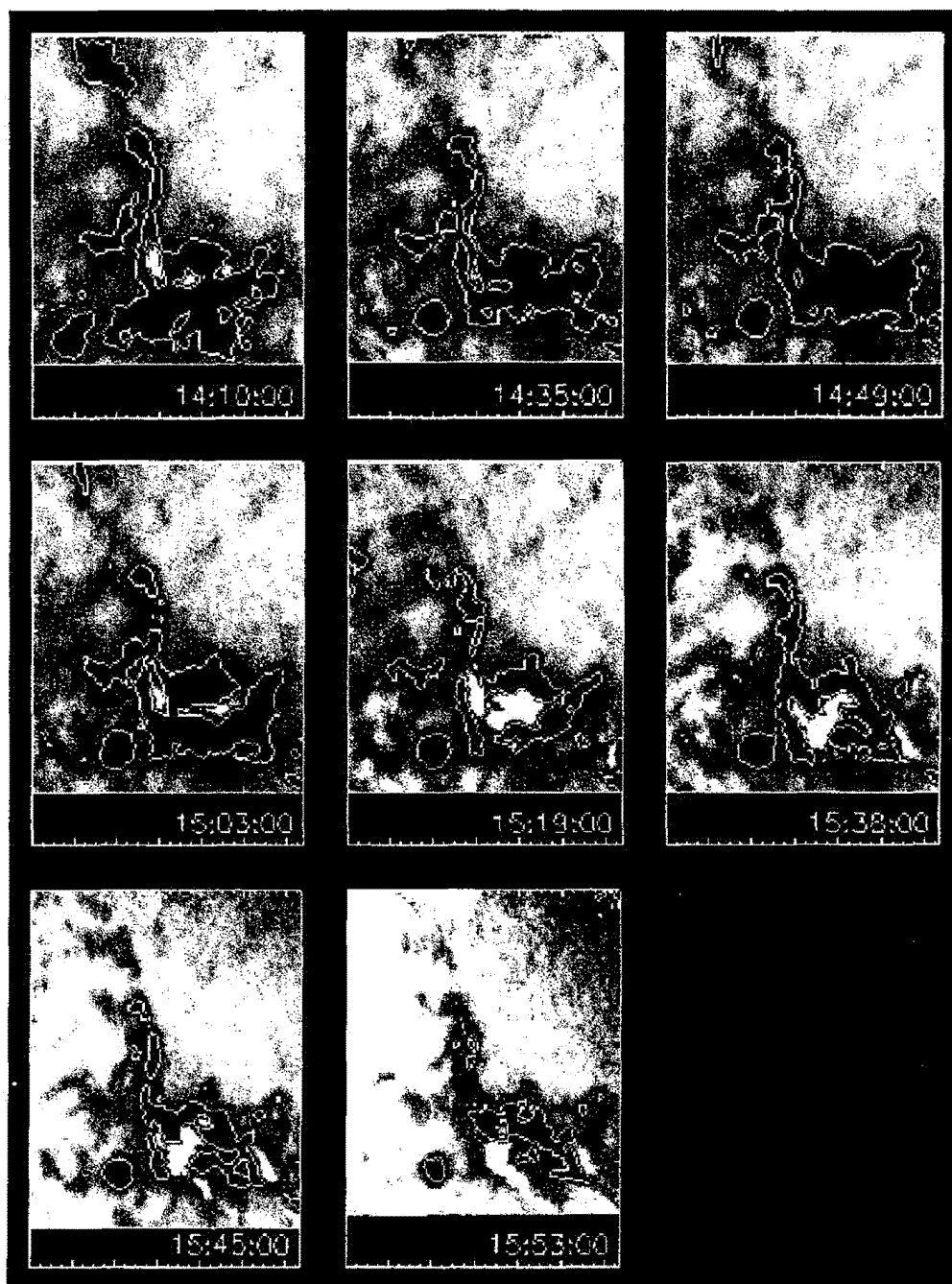


Рис. 1. Вспышка 6.06.2000. Изображения участка Солнца получены в центре линии гелия. Изофоты проведены для $I=0.8$ интенсивности невозмущенного диска

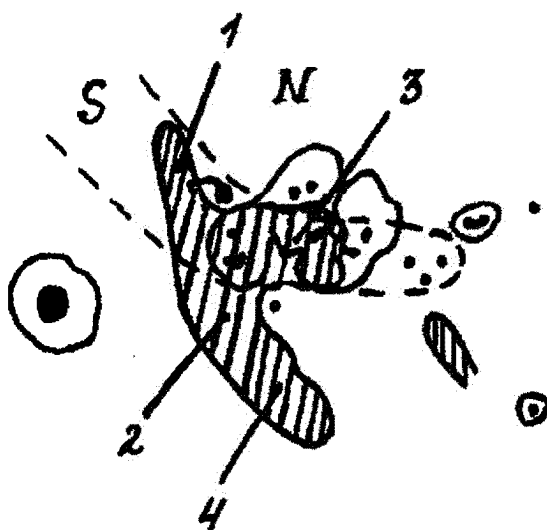


Рис. 2. Схематическое изображение группы пятен, нулевой линии магнитного поля (штриховая линия) и областей, в которых наблюдалась эмиссия вспышки (заштрихованная область)

изображении показали, что за время наблюдений с UT 14:03 до UT 14:45 узлы 1, 2 и 3 угасли, а затем стали разгораться снова. В UT 15:30 в SW части группы возникли две яркие ленты. На рис.3 представлены измерения яркости в отдельных узлах вспышки. Узлы вспышки в областях 1 и 4 разгорались на фоне флоккула, интенсивность которого составляла 0.8 интенсивности невозмущенного Солнца. Область 3 вспышки целиком расположена над пятном. Интенсивность подложки здесь 0.6 интенсивности невозмущенного диска. Узлы области 2 частично расположены над пятном, а частично над флоккулом.

Таким образом, в отдельных узлах яркость вспышки достигала величины 1.6 интенсивности спокойного Солнца и 1.9 интенсивности подложки. Подсчет энергии, выделенной за 1 час (с UT 14:45 до UT 15:45), только для области 3 дает величину порядка $2 \cdot 10^{28}$ эрг. Для всей вспышки выделенная энергия в линии гелия за 1 час достигает величины 10^{29} эрг. Особенностью этой вспышки является отсутствие фазы поглощения, или очень малая длительность этой фазы. Большинство вспышек в линии He не наблюдалось в поглощении, например в работах Барановского и др. (1998) и Белкиной и др. (1996). Наибольшая, известная нам, величина эмиссии 1.3 интенсивности непрерывного спектра приведена в работе Пена и Кана (1995). Барановский и Щербакова (1985) приводят величину 1.2. На конференции в Иркутске в сентябре 2000г. Кулагин из ГАО РАН докладывал о вспышке линии гелия 4 сентября 2000 г. Ее интенсивность была 1.7 интенсивности невозмущенного диска. Начальную фазу он не наблюдал.

3 Эволюция корональной дыры и ее разрушение

Была рассмотрена эволюция корональной дыры $L=0$, $B=0$ и места ее возникновения в течение 9 оборотов. (1948 – 1956). Изучаемая КД наблюдалась впервые в начале каррингтоновского оборота 1952 (21.07 – 18.08.1999). В это время она была видна не только в линии гелия и рентгене, но и в радиоизлучении на волне 17 GHz по данным из "Солнечные геофизические данные" (Каффи, 1999а). В предыдущих четырех оборотах (1947 – 1951) на этом месте наблюдалась структура фонового поля N-полярности, КД в ней не было. За все время, начиная с оборота 1948, вокруг точки $L=0$, $B=0$ не было активных областей ближе 30 градусов по L и B. Мы рассмотрели изменение КД в оборотах 1955 – 1956 с 3 по 11 ноября 1999 г. Нами были получены изображения Солнца в

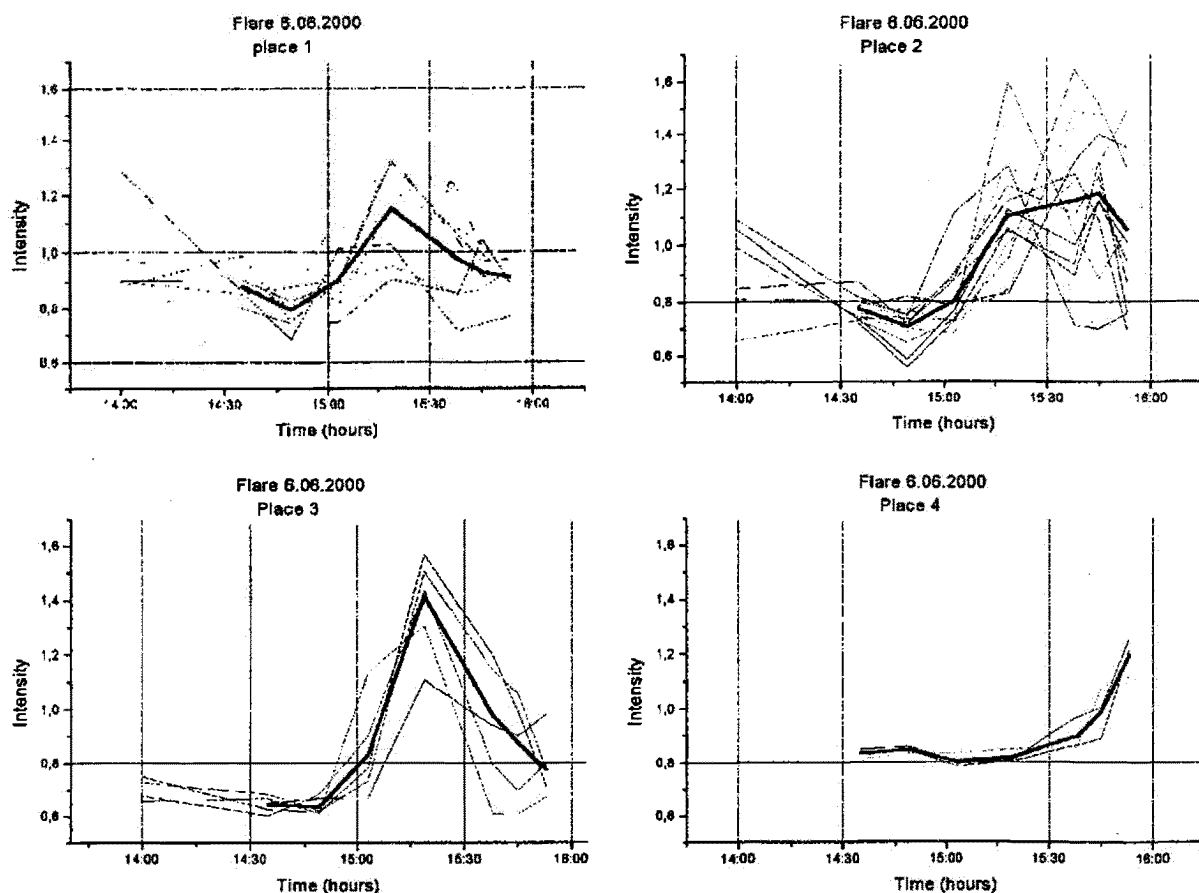


Рис. 3. Изменение яркости центра линии гелия в отдельных узлах вспышки 6.06.00. Жирные линии – средние кривые для четырех участков вспышки, показанных на Рис.2

линии гелия 3 – 7 и 9 – 11 ноября.

На рис.4 представлены эти изображения для 4 и 9 ноября. КД 4 ноября находится вблизи восточного лимба. 9 ноября она видна в западной полусфере. В этот день на светлом фоне КД хорошо видна темная активная область, возникшая в центре КД. Обработка изображений Солнца за все дни наблюдений включала учет потемнения Солнца к краю диска, нормирование интенсивности, перевод изображения в гелиографические координаты. Результат обработки представлен на рис.5.

В течение нескольких дней в КД происходил выход слабого магнитного поля ($H < 7$ Гс) в виде отдельных образований. Их общая площадь медленно увеличивалась. Затем скорости роста площади, через которую выходил новый магнитный поток, и напряженность магнитного поля в нем резко возросли.

Некоторые числа, характеризующие выход нового магнитного потока приведены в таблице 3.

Первоначальные границы КД практически не менялись до момента подхода к ним границы области с большим полем. Другими словами, структура магнитного поля вблизи границ КД является очень устойчивой, и она препятствует взаимодействию нового магнитного потока с магнитными полями вне КД. Подтверждением этого вывода могут служить частые случаи, когда на изображениях Солнца в линии гелия активная область окружена светлой каймой. По-видимому,

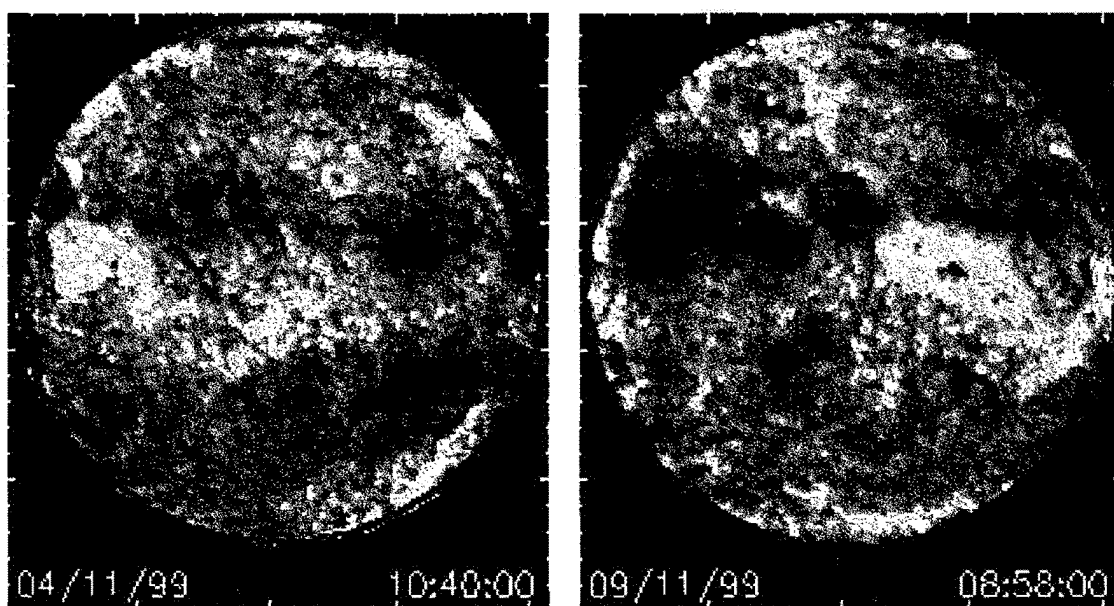


Рис. 4. Изображения Солнца в линии HeI 1083 нм 4 и 9 ноября 1999 г. (учтено потемнение Солнца к краю)

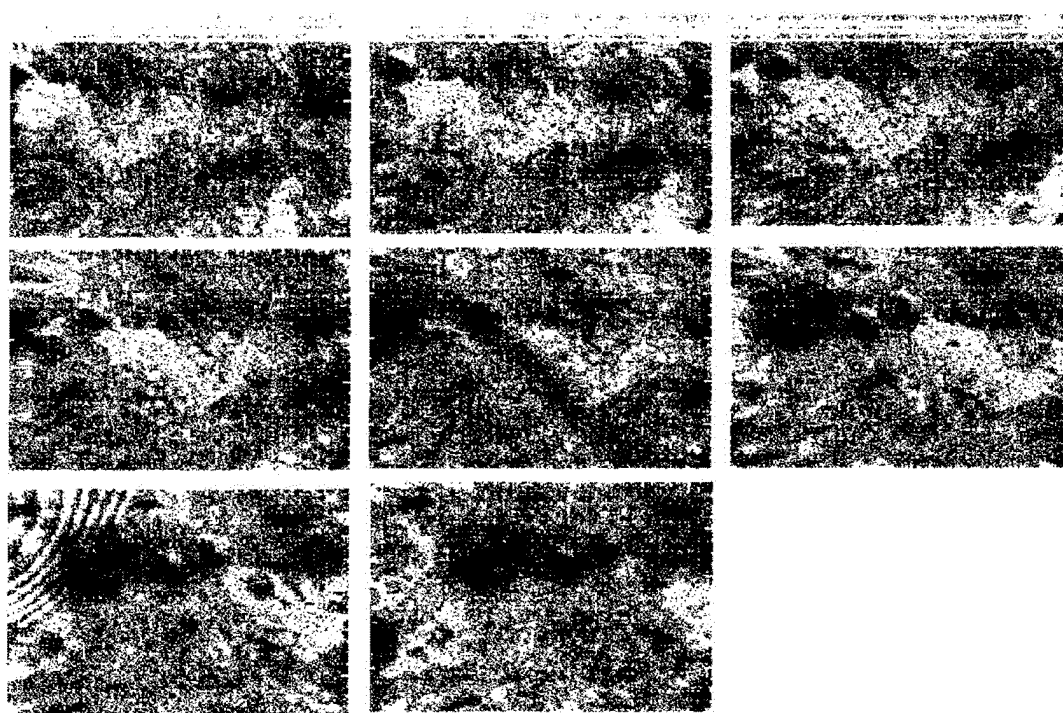


Рис. 5. Последовательность изображений области КД в гелиографических координатах за все дни наблюдений

Таблица 3. Характеристики нового магнитного потока

Площадь вкрапления 9 ноября	$6.0 * 10^{18} \text{ см}^2$
Площадь вкрапления 11 ноября	$3.5 * 10^{20} \text{ см}^2$
Скорость роста площади вкрапления 3-9 ноября	$0.1 * 10^{15} \text{ см}^2 * \text{с}^{-1}$
Скорость роста площади вкрапления 9-11 ноября	$1.7 * 10^{15} \text{ см}^2 * \text{с}^{-1}$
Скорость роста магнитного потока 3-9 ноября нижний предел	$4.2 * 10^{14} \text{ Мкс} * \text{с}^{-1}$
Скорость роста магнитного потока 9-11 ноября нижний предел	$1.0 * 10^{16} \text{ Мкс} * \text{с}^{-1}$

мы наблюдаем вышедший магнитный поток в КД.

Литература

- Степанян Н.Н. и др. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 2000. Т. 96. С. 194.
 Барановский и др. (Baranovsky E.A. at all) // 1998, Publ. Astr. Inst. AS Cz. Rep. Publ. 88. P. 90.
 Пен и Кан (Penn M.J., Kuhn J.R.) // ApJ. 1995. V. 441, 1, part 2, L51-L67.
 Коффи (Koffey H.E., ed.) // Solar Geophysical Data, 1999, prompt reports, Pt. 1
 Коффи (Koffey H.E., ed.) // Solar Geophysical Data, 1999, prompt reports, 661, Pt. 1, hh110-115.
 Барановский Э.А. Шербакова З.А. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1985. Т. 71. С. 54.
 Белкина И.Л. и др. // Кинематика и физика небесных тел. 1996, Т. 12, 2, С. 65.

УДК 523.9

Связь корональных дыр с окружающими магнитными полями

Н.Н. Степанян и Е.В. Маланушенко

Крымская астрофизическая обсерватория, Украина, 98409, Крым, Научный
nataly@crao.crimea.ua
elena@crao.crimea.ua

Поступила в редакцию 15 декабря 2000 г.

Аннотация. Исследование структуры магнитных полей над корональными дырами и вблизи них показало, что во многих случаях связь корональных дыр с магнитными полями не укладывается в рамки принятых в настоящее время понятий.

CONNECTION OF CORONAL HOLES WITH SURROUNDING MAGNETIC FIELDS, by N.N. Stepanian and E.V. Malanushenko. The investigation of magnetic field structure above and near coronal holes shows that sometimes the connection of coronal holes with magnetic fields exceeds the limits of adopted now conceptions.

Ключевые слова: Солнце, коронные дыры, магнитные поля.

1 Введение

Корональной дырой (далее КД), наблюдаемой в линии HeI 1083нм (далее линия гелия), принято называть образование на поверхности Солнца по яркости превышающее на 2–4% невозмущенный диск и имеющее пониженный контраст – хромосферная сетка в КД замята. Напомним известные к настоящему времени связи КД с магнитными полями.

1. Каждая КД находится внутри одной структуры фонового магнитного поля (ФМП), т.е. в области ФМП одного знака.
2. Волокна на границах структур ФМП параллельны границам КД.
3. КД имеет открытую магнитную конфигурацию (площадь КД растет или не меняется с высотой).

Наши наблюдения показывают, что связи КД с магнитными полями значительно сложнее. В настоящей работе рассмотрены КД и связанные с ними крупномасштабные магнитные поля и волокна по наблюдениям на Универсальном спектрофотометре телескопа ВСТ-2 КраО (Степанян и др., 2000). Кроме того, в работе использованы наблюдения в рентгене на КА SOHO, публикуемые в сборнике “Солнечные геофизические данные” (Коффи, 1999), и измерения солнечных магнитных полей на уровне фотосферы и на поверхности источника (2.5 радиуса Солнца) (Коффи, 1999).

2 Корональные дыры и магнитные поля на двух уровнях в фотосфере и на поверхности источника

По ежедневным наблюдениям диска Солнца в линии гелия для семи оборотов Солнца 1950 – 1956 (с 28.05. по 5.12.1999) были построены синоптические карты. КД определялись на них как области, яркость которых превышала на 2 и более процентов яркость невозмущенных областей. Синоптические карты в линии гелия накладывались на соответствующие карты фотосферных фоновых магнитных полей и магнитных полей на поверхности источника (2.5 радиуса Солнца), взятых из сборника “Солнечные Геофизические Данные” (Коффи, 1999). Результаты сопоставления знака магнитного поля на двух уровнях для наиболее крупных КД представлены в Таблице 1.

Таблица 1. Знак магнитного поля в области корональных дыр на двух уровнях атмосферы Солнца

Число случаев	Знак магнитного поля	
	фотосфера	2.5 R c
23	N	N
14	S	S
5	N	S
2	S	N
2	N, вблизи границы	N
4	N, вблизи границы	S
1	N, вблизи границы	S, вблизи границы

Таким образом, в 39 случаях знаки поля на двух уровнях совпадают, а в 12 случаях они противоположны. На рис.1 приведена синоптическая карта, полученная по нашим наблюдениям в линии гелия, для Каррингтоновского оборота 1953. Темные области соответствуют интенсивности $I \geq 1.02 \times I_0$, светлые – интенсивности $I \leq 0.8 \times I_0$. I_0 – средняя интенсивность невозмущенного диска в линии гелия. Сплошная линия -граница между N и S- полями на поверхности источника из сборника “Солнечные Геофизические Данные” (Коффи, 1999) Полученные результаты свидетельствуют о том, что далеко не все корональные дыры являются структурой с открытой магнитной конфигурацией. Если на уровне фотосферы практически все КД лежат в области фонового магнитного поля одного знака, то на расстоянии 2.5 радиуса Солнца только в 75% случаев поле над КД имеет тот же знак, что и в фотосфере.

Ранее, на основании наблюдений в линии гелия, ультрафиолете и рентгене (Маланушенко, Степанян, 1996), мы пришли к выводу, что площадь КД в некоторых случаях убывает с высотой. Были показаны КД, наблюдавшиеся только на нижних уровнях и отсутствующие на верхних. Это также является свидетельством того, что магнитная конфигурация в КД не всегда является открытой. Приведем один пример закрытой магнитной конфигурации над КД по последним наблюдениям. На рис.2 дано изображение Солнца в линии гелия 29 февраля 2000г. В N-полусфере вблизи центра диска в линии гелия хорошо видна небольшая КД (светлая область под тремя дугами). По наблюдениям УОНКОН в рентгене, опубликованным в сборнике “Солнечные Геофизические Данные” (Коффи, 2000) в этом месте уверенно видна система петель. На рисунке 2 она условно нанесена в виде трех дуг. О том, что магнитное поле в области КД меняет свой знак и на значительно меньших масштабах высот, можно судить по результатам изучения связи КД с волокнами.

3 Связь волокон с корональными дырами

Несколько дней мы регистрировали комплекс активных областей, протяженное волокно, разделяющее N- и S- области фонового поля, и КД, расположенную возле юго-восточного конца волокна.

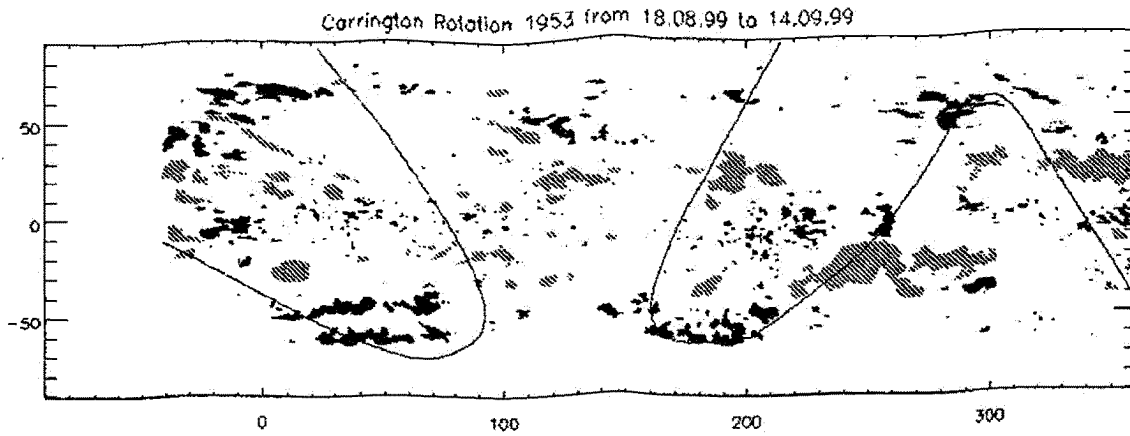


Рис. 1. Синоптическая карта в линии гелия за Каррингтоновский оборот 1953 (18.08.99-14.09.99)

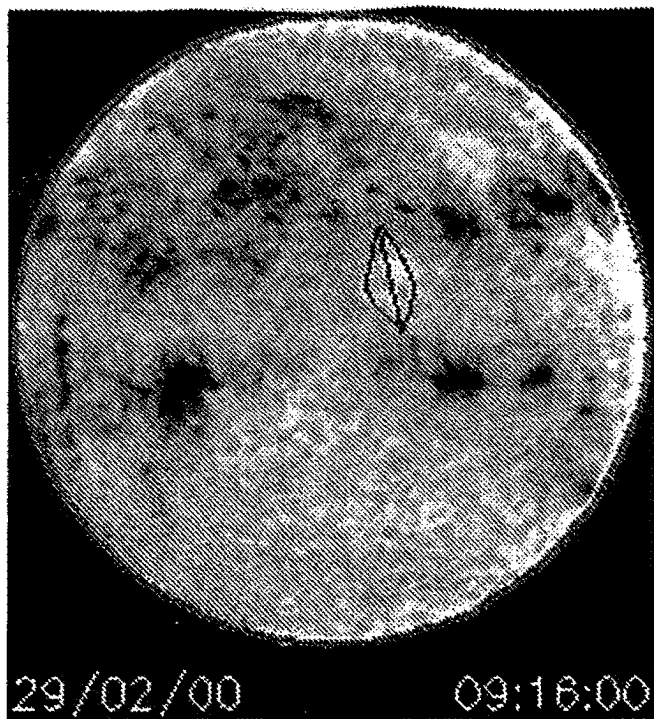


Рис. 2. Изображение Солнца в линии гелия. Три дугами отмечено положение ярких петель в рентгене по наблюдениям УОНКОН, опубликованным в сборнике "Солнечные Геофизические Данные" (Коффи, 2000)

В течение трех дней записывались изображения участка Солнца с этими объектами последовательно в линии гелия и в линии H_{α} . Изображения, исправленные за потемнение к краю диска, представлены на рис.3. Наложение близких по времени изображений в линии гелия и H -альфа и их фотометрическая обработка позволили отметить следующие особенности изображений на двух высотах.

Протяженное темное волокно в линии гелия с севера окаймлено яркими участками. У концов волокна ширина этих участков наибольшая. Яркий участок у юго-восточного конца волокна сливается с северной частью корональной дыры. Волокно в H_{α} в средней своей части практически совпадает с волокном в линии гелия. Протяженность волокна в H_{α} больше, чем в линии гелия. Юго-восточный конец H_{α} волокна совпадает с ярким участком у конца волокна в линии гелия и пересекает КД. На рис. 3 в юго-восточном углу изображений 13.04.2000 можно видеть еще один случай пересечения H -альфа волокном корональной дыры. При наложении изображений видно, что прерывистое волокно в H -альфа пересекает КД в линии гелия практически посередине.

Часто встречающейся особенностью волокон при наблюдении в линии гелия является их перпендикулярная границе КД ориентация. Это видно и на рис.3.

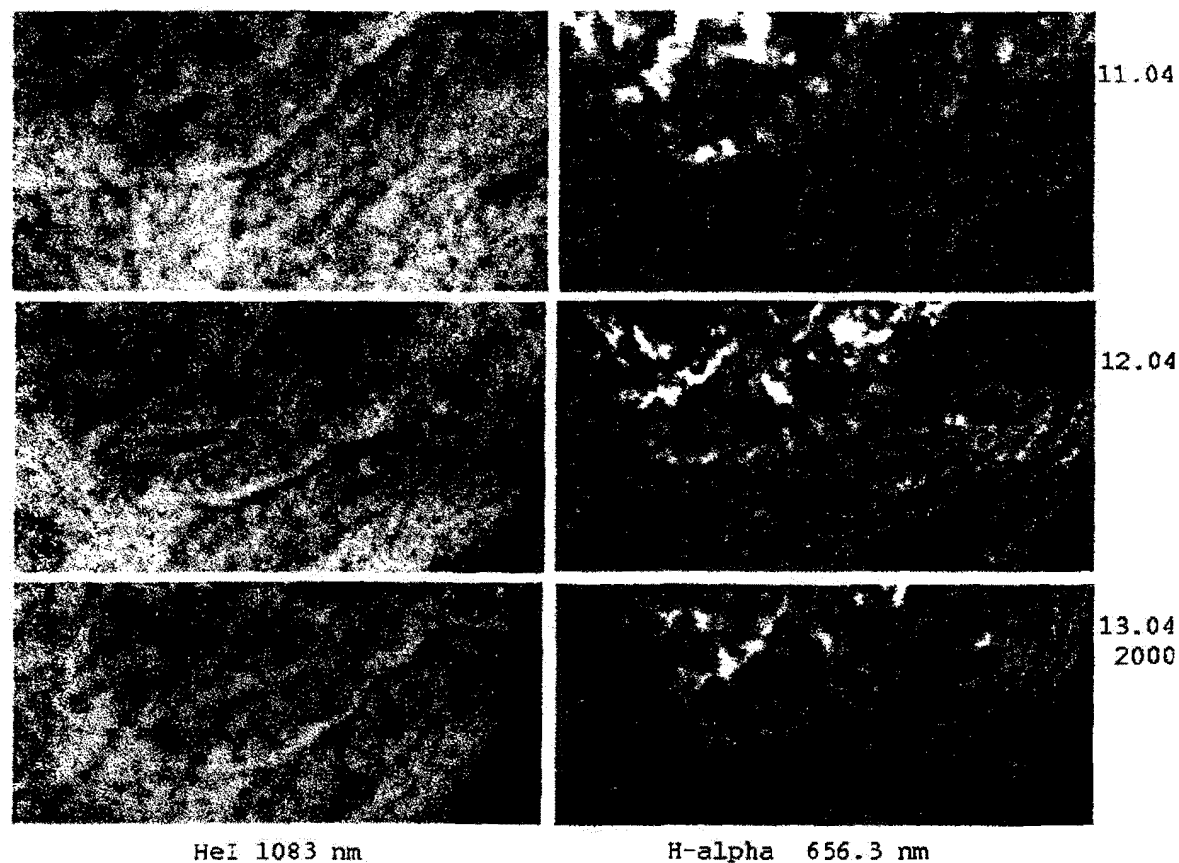


Рис. 3. Изображения одного и того же участка Солнца в линиях He I 1083 нм и в H_{α} 656.3 нм. Север – сверху, восток – слева

Рассмотренное выше протяженное волокно упирается своим юго-восточным концом в КД. Можно привести много таких случаев. Некоторые волокна расположены между двумя КД, как бы соединяют их своими концами. В настоящее время считается хорошо установленным, что протяжен-

ные волокна лежат на нулевой линии крупномасштабных фоновых магнитных полей (Мак-Интош, 1976). Расположение КД внутри униполярных областей ФМП также не вызывает сомнения у современных исследователей. Тогда пересечение волокном корональной дыры и непараллельность волокна границе КД приводит нас к явному противоречию. Логично предположить, что одно из принятых положений в ряде случаев не выполняется. Объяснением таких наблюдений может быть резкое изменение конфигурации магнитного поля с высотой в атмосфере Солнца.

4 Участки повышенной яркости в линии HeI 1083 нм

Повышенная яркость в линии гелия далеко не всегда соответствует области КД в обычном понимании. В работе (Маланушенко, 1994) было показано, что на Солнце, помимо областей с повышенной яркостью и пониженным контрастом в линии гелия, встречаются области, отвечающие только одному из этих критериев. Были обнаружены яркие области с высоким контрастом хромосферной сетки и области нормальной яркости с замытой хромосферной сеткой. В работе речь шла об областях, имеющих значительную площадь, характерную для среднеширотных КД. Среди полярных КД существуют еще промежуточные варианты – ленты длиной до 50 градусов, шириной около 10 градусов и с яркостью, превышающей невозмущенные области на 1–2%. В предыдущем разделе настоящей статьи мы показали наличие ярких полосок вблизи волокон и на их концах. Это очень распространенное явление. Часто яркие полоски расположены по обе стороны волокна.

5 Заключение

Вернемся к приведенным в начале статьи определению КД и ее связям с магнитным полем. Мы показали случаи, опровергающие каждый из этих пунктов. Тогда возникает вопрос: А что же такое Корональная Дыра? И пока на этот вопрос нет ответа.

Нам представляется, что ответ может быть получен при комплексных исследованиях всех видов ярких образований в линии гелия. При построении моделей таких образований надо учитывать разнообразие соотношений яркости и площади на разных уровнях атмосферы, разобраться с ролью "подсветки" в образовании свечения в линии гелия, изучить изменение структуры магнитного поля с высотой. Последнее особенно важно при прогнозе высокоскоростных потоков солнечного ветра.

Литература

- Мак-Интош П. // Наблюдения и прогноз солнечной активности. Мак-Интош П./ред. Мак-Интош П., Драйер М. М.: Мир. 1976. С. 43.
- Маланушенко Е.В. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1992. Т. 89. С. 93.
- Маланушенко, Степанян (Malanushenko E.V., Stepanian N.N.) // IV Russ. Symp. "Mathematical Models of the Sun-Earth Environment", eds. Kropotkin A.P., Antonova A.E., Veselovsky I.S., Moscow: MSU. 1996. P. 41.
- Коффи (ред) (Coffey H.E.) // Solar Geophysical Data, WDC-A, NOAA E/GC@ Boulder Colorado 80303, USA. 1999. 659 – 665. PT. 1.
- Коффи (ред) (Coffey H.E.) // Solar Geophysical Data, WDC-A, NOAA E/GC@ Boulder Colorado 80303, USA. 2000. 667. PT. 1.
- Степанян Н.Н. и др. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 2000. Т. 96. С. 194.

УДК 525.235

Вариации интенсивности солнечных нейтрино как проблема физической химии

Б.М. Владимирский, А.В. Брунс

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, п.о. Научный
e-mail: bvlad@crao.crimea.ua

Поступила в редакцию в 1999 г.

Аннотация. Накопленные к настоящему времени результаты по сопоставлению вариаций потока солнечных нейтрино в хлор-аргоновом эксперименте с показателями солнечной активности указывают на то, что упомянутый поток контролируется процессами, протекающими на солнечной поверхности. В связи с этим, новейшие данные по измерениям нейтрино на Брукхевенской установке (1970 – 1994, 108 экспозиций) проанализированы с точки зрения возможной нестабильности ее эффективности регистрации. Найдено, что измеренный поток нейтрино существенно зависит от гелиогеофизической ситуации в конце экспозиции (7 – 27 суток). Антикорреляция потока с числами Вольфа наблюдается только для нечетного цикла солнечной активности. Аналогичная закономерность имеет место для критических частот E-ионосферы. Связь потока нейтрино с индексом магнитной активности Ap обнаруживается, напротив, для четного цикла активности. Наибольшее влияние на зафиксированный поток нейтрино оказывает преобладание определенного знака радиальной составляющей межпланетного магнитного поля в последние 7 ÷ 14 суток экспозиции (этот знак изменяется при смене знака общего магнитного поля Солнца. Для коротких экспозиций поток нейтрино изменяется втрое). Делается вывод о том, что вариации интенсивности нейтрино в хлор-аргоновом эксперименте фиктивны. Такие ложные вариации обусловлены, вероятно, воздействием электромагнитных излучений магнитосферного происхождения крайне низкой частоты на вещество мишени и технологию извлечения аргона из перхлорэтилена.

VARIATIONS OF INTENSITY SOLAR NEUTRINO FLUX ARE AS PHYSICAL CHEMISTRY PROBLEM, *by B.M. Vladimirovsky and A.V. Bruns.* The results of the juxtaposition of solar neutrino flux variations in Brookhaven measurements with solar activity indices show clearly that a neutrino flux is controlled by surface solar processes. So the possible hypothesis about instability of the effectness of registrations in chlorine-argon detector could be considered. To verify this assumption the latest results of the measurements of Brookhaven detector have been analysed (1970-1994, 108 runs) taking into account helio-geophysical situation for terminal interval in the run (7^d-27^d). The well known anticorrelation between the neutrino flux and Wolf numbers is observed only for odd cycle of solar activity. The same pattern is taken place also for critical frequencies of E-ionosphere. The relation between neutrino flux and Ap-index was revealed, contrary, only for even cycle. The predominance of the sign of radial component of interplanetary magnetic field in last 7^d-14^d of the run influence upon the neutrino flux the most strongly (this sign changes after replacement of the sign of general magnetic field of the Sun). Neutrino flux changes more than threefold for short runs. The conclusion is made that variations of solar neutrino flux are fictitious. These fictitious variations are caused probably by the action of very low frequency electromagnetic emissions of the magnetosphere upon the substance of the target and the technology of the extraction of Ar³⁷ atoms from perchlorethylene.

Ключевые слова: солнечные нейтрино

1 Введение

Вопрос о возможных вариациях солнечных нейтрино в хлор-аргоновом эксперименте, поставленный еще в 60-х годах Г.Т. Зацепиным и инициированный публикацией Базилювской и др. (1982), обсуждается уже почти два десятилетия. Многие авторы независимо анализировали накопленные экспериментальные данные с привлечением различных гелио-геофизических показателей. Если подвести краткие итоги этой работы, то возникает следующая картина (все необходимые сведения о самом эксперименте и библиография ранних публикаций приведены в монографии (Бакалл, 1993)).

1. Для стандартного интегрального показателя солнечной активности (числа Вольфа R) поток нейтрино Q значимо антикоррелирует только после 1977 г (Бибер и др., 1990; Бакалл, Пресс, 1991). Причина, по которой подобная связь отсутствует для 1970–76 гг. остается неизвестной.

2. Подобная же антикорреляция обнаруживается, если в качестве гелиофизического показателя используются фотосферные магнитные поля, измеряемые магнитографом. Связь оказывается статистически значимой только для данных, относящихся к низким гелиоширотам (центр диска; (Окли и др., 1994; Обриджо, Ривин, 1996)). Она также лучше выражена для 1977–90 гг., причем важный вклад в подобные вариации вносят весенние месяцы каждого года.

3. Годовые вариации потока все авторы трактуют как пространственные, обусловленные гелиоширотными перемещениями Земли. Они обнаруживаются при анализе данных безотносительно к каким-либо гелиофизическим индексам (Старрок и др., 1998), а также при сопоставлении потока Q с числами Вольфа (Бибер и др., год?; Дорман и др., 1993) и с корональным индексом (интенсивность линии $\lambda 5303\text{\AA}$ (Мазетти, Сторини, 1996)).

4. Имеет место небольшая положительная корреляция потока нейтрино с уровнем магнитной активности (Басу, 1982); Вильсон, 1994; (Обриджо, Ривин, 1996). Эта связь обычно истолковывается как обусловленная изменениями в параметрах солнечного ветра. Похоже, она лучше выражена для плотности ветра, полученной в прямых измерениях (1973–93 гг, (Макнат, Нут, 1995)). Не вполне ясно, как эта связь соотносится с антикорреляцией потока нейтрино с числами Вольфа.

5. Имеет место положительная корреляция потока нейтрино с интенсивностью галактических космических лучей, измеряемой нейтронными мониторами. Большинство авторов согласны, что такая связь не является причинной, но является следствием антикорреляции Q, R. Не подтвердилась связь потока нейтрино с хромосферными вспышками.

6. Обнаруживается значимая линейная антикорреляция между потоком нейтрино и смещением частот собственных акустических колебаний Солнца (\bar{P} -моды, 1980–1991 гг; Делаш и др., 1993). Неясно, является ли эта связь причинной. Поскольку упомянутое смещение антикоррелирует с радиусом Солнца можно считать, что поток нейтрино положительно коррелирует с вариациями солнечного радиуса.

7. В вариациях потока нейтрино обнаруживается некоторый набор периодов. Разные авторы (их свыше десятка) единодушны в том, что наблюдается околодвухлетний период (2.17 ± 0.03 года). Что касается других периодов, то результаты не вполне согласуются. Чаше других фигурируют значения периодов 8 – 9 лет, 4,5 – 5 лет (см., например, Хаубольд, Герц, 1985; Гаврюсев и др., 1991; Лиритзис, 1995). Ясно, что в периодограммах спектрах мощности должен быть представлен период в 1 год – он, действительно, присутствует. При этом, часто представлен еще и период 1.3 года. Большим сюрпризом было обнаружение в варианте потока нейтрино одной из мод вращения Солнца ($28^d 34$), а также, возможно, одного из периодов его собственных инерционных колебаний (157^d , Старрок и др., 1997). Хотя существуют убедительные аргументы, о преувеличении многими авторами статистической значимостей своих результатов (в том числе, приведенных выше, см., например, (Валтер, 1999; Боджер и др., 2000), все же в совокупности они составляют некоторую самосогласованную систему и представляются реальными.

2 Эксперимент и теоретические модели

Описанные выше закономерности необходимо далее сопоставить с тремя основными классами моделей, описывающими вариации.

1. Источник нейтрино в солнечном ядре стабилен; вариации возникают при распространении потока нейтрино в солнечном веществе из-за переходов между различными состояниями нейтрино – в частности, вследствие взаимодействия с солнечными подфотосферными магнитными полями, коль скоро у нейтрино постулируются наличие большого магнитного момента (о физике этих явлений см. (Бакалл, 1993; Козлов и др., 1997)).

2. Источник нейтрино в ядре пульсирует из-за раскачки особых колебаний; эти колебания осуществляются синхронно с вариациями солнечной активности (Копысов, 1982; Чумак и др., 1995).

3. Поток нейтрино близ Земли стабилен; вариации возникают из-за незамеченных изменений в эффективности регистрации в самом приборе, т.е. являются фиктивными. Такие изменения оказываются сопряженными с вариациями солнечной активности, которые выступают в качестве неконтролируемого фактора (Владимирский, Кисловский, 1990).

Первому типу моделей посвящено целое море публикаций. Знакомство с ними показывает, что при сопоставлении экспериментальных данных с конкретными расчетными моделями делается большое число различных “подгоночных” предположений. Поэтому широко распространенное мнение о том, что проблема вариаций потока нейтрино на этом пути “почти решена”, является сильным преувеличением.

Идеи о колебании солнечного ядра, модели типа 2, напротив, встречают мало поддержки. Эти колебания – если они реально существуют – должны, казалось бы, быть синхронизованы с естественным таймером – осцилляциями, обусловленными движением Солнца относительно барицентра системы. Периоды, найденные для параметров этого движения – в годах, 2.41; 3.51; 4.26 ... (Хлыстов и др., 1995) – плохо согласуются со значениями периодов, найденных в хлор-аргоновом эксперименте (см. выше, п. 7).

Третий класс моделей большинству исследователей представляется совершенно неправдоподобным. Основная идея в данном случае состоит в том, в жидкости мишени продукт реакции – радиоактивный Ag^{37} может оказаться как-то связанным с определенной молекулярной структурой и не всегда полностью попадает в счетную систему. Эффективность извлечения аргона в хлорном детекторе оперативно контролируется путем введения в вещество мишени известного числа атомов другого – стабильного изотопа аргона и его последующего извлечения. Однако, такая процедура не является вполне корректной: для контроля вводятся нейтральные атомы, а продукт реакции с нейтрино появляется в виде “горячего” иона. Вполне допустимо, что связывание в какую-то структуру для этих случаев будет разным. При проверке полноты извлечения Ag^{37} проводился также эксперимент с радиоактивным хлором, где продукт также появляется в виде энергичного иона. Однако, этот опыт только имитирует реальную ситуацию, не повторяя ее во всех деталях. Кроме того, такие измерения носили характер единичного эпизода. Не было получено ответа на основной вопрос: не изменяется ли эффективность извлечения именно Ag^{37} от одного сеанса к другому? В общем, не исключается ситуация, когда число образовавшихся атомов Ag^{37} в среднем одно и то же, но их число, поступающее в счетную систему, отличается от одной экспозиции к другой.

Процесс связывания Ag^{37} может, понятно включить в себя различные реакции. До сих пор обсуждался только один вид процесса такого рода – попадание иона Ag^{37} в структуру – полость. Было предложено три возможных варианта “футляра” для продукта реакции с нейтрино: Джакобс (Джакобс, 1975) полагал, что важную роль в возможном связывании аргона могут играть глобулы, образующиеся при полимеризации перхлорэтилена. Далее, возможно, что ион в процессе охлаждения оказывается связанным в структуре, образованной в микропузырьке – бэбстоне (Васильев, Калининченко, 1985). Если в перхлорэтилене имеется в виде примеси вода, то вероятно возникновение газгидрата второго типа – (структуры вида $A \times 2B \times 17H_2O$, где А и В – полости “фонари”, заселяемые различными молекулами, радикалами и ионами. Полость “В” может быть кавитандом) для Ag^{37} (Владимирский, Кисловский, 1990).

В описываемой модели связь с солнечной активностью возникает по той причине, что состояние

жидкости – мишени зависит от параметров фоновых геофизических полей, в частности, электромагнитных полей очень низкой частоты, контролируемых солнечной активностью. В случае захвата Ar^{37} какую-либо структуру от экспозиции жидкости в упомянутых полях зависит, например, концентрация этих структур в мишени.

В свое время такого рода соображения не могли быть убедительно обоснованы и воспринимались как спекуляция. За последнее десятилетие ситуация существенно изменилась.

К настоящему времени накопилась целая свюита примеров, где воздействие солнечной активности на процессы в конденсированных фазах обнаружены с полной определенностью. Непосредственно действующий агент – возмущения электромагнитного фона очень низких частот – выступает во всех таких случаях как некоторый неконтролируемый в условиях данного эксперимента фактор. Широко известный пример – регулярное возрастание дисперсии измеряемых скоростей биохимической реакции каждый минимум солнечной активности на протяжении трех 11-летних циклов (Шноль, 1985; Шноль и др., 1998). В рамках цитированных исследований (так называемых макроскопических флуктуаций) с помощью техника сравнения гистограмм удалось обнаружить характерные периоды около 27^d и около года для “обычных” измерений скорости счета радиоактивных эталонов. В измерениях гравитационной постоянной на одной и той же установке по классической методике удалось установить, что наибольший разброс результатов приходится на фазы подъема и спада 11-летней солнечной активности (Измайлов и др., 1998). Даже в эксперименте по измерению массы нейтрино теперь известны полугодовые вариации, похоже, той же природы (Лобачев и др., 1999; обзор подобных эффектов см. Владимирский, Темурьянц, 2000).

Если рассмотренные выше эффекты вносят ощутимый вклад в результаты измерений потока нейтрино, важное значение имеет гелиогеофизическая ситуация в конце экспозиции. В следующем разделе представлены некоторые результаты анализа экспериментальных данных, проведенного с учетом этого обстоятельства.

3 Зависимость потока нейтрино в хлор-аргоновом эксперименте от гелиогеофизических индексов в конце экспозиции

Таблица 1.

Выявленный интервал	Экспозиции (номера)
20-й четный цикл, 1970–1976 гг.	18–146 (25)
21-й нечетный цикл, 1977–1986 гг.	47 – 91 (44)
22-й четный цикл, 1987–1994 гг.	92 – 133 (39)
“Плюс” на северном полюсе Солнца	18 – 64; 109 – 133
“Минус” на северном полюсе Солнца	65 – 108

В качестве исходного материала для последующего анализа использовались данные измерений, обработанные методом максимального правдоподобия (Кливеланд и др., 1998, всего 108 экспозиций, 1970–1994 гг.). Бралась невзвешенные значения (best fit). Гелиогеофизические индексы – числа Вольфа R, индексы магнитной активности Ap брались из Solar – geophysical Data. Восстановленные по геофизическим данным знаки межпланетного магнитного поля брались из известных каталогов С.М. Мансурова, Solar – geophysical Data, за последние годы были представлены Лабораторией полярных измерений ИЗМИРАН. Из общих соображений ясно, что должен существовать некоторый оптимальный интервал времени, для которого эффекты гелиогеофизических вариаций в их влиянии на вещество мишени выражены наиболее ясно. Его величина неизвестна. Поэтому во многих случаях использовались независимо три различных интервала: 27^d ; 14^d и 7^d . Они отсчитывались назад от даты окончания эксперимента, который и был, понятно, основной реперной датой проводимого анализа. Как обычно в физике солнечно-земных связей, четные – нечетные солнечные

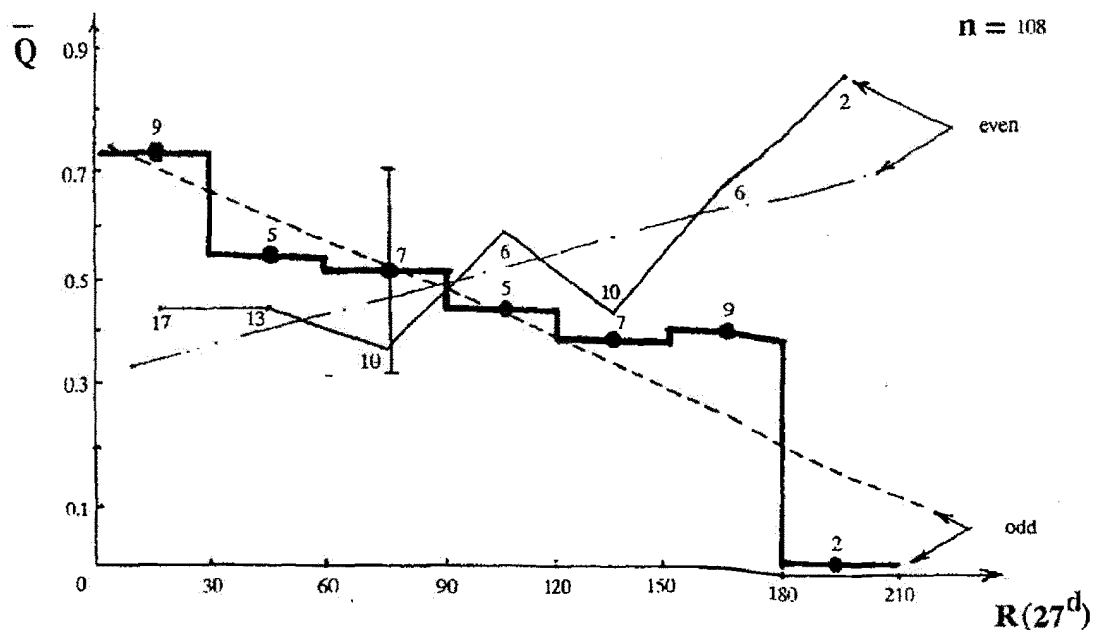


Рис. 1. По ординате - (\bar{Q} - средний поток нейтрино в ед. атомы Ar^{37} в сутки. По абсциссе - интервалы чисел Вольфа R , усредненные за последние 27 суток экспозиции. Q подсчитано для всех экспозиций, попавших в данный интервал R . Цифры над (под) точками - число таких экспозиций. Ошибка - типичный среднеквадратичной разброс. Прямые проведены методом наименьших квадратов

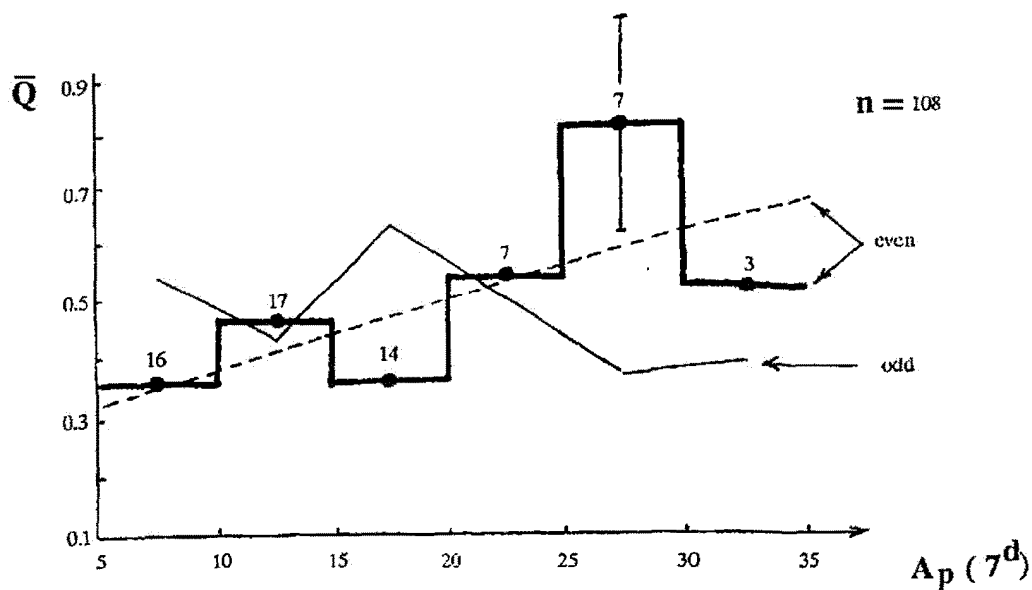


Рис. 2. По ординате - средний поток нейтрино \bar{Q} для данного интервала значений индекса магнитной активности Ap в последние 7 суток экспозиции. Цифры близ точек - число экспозиций, попавших в данный интервал Ap

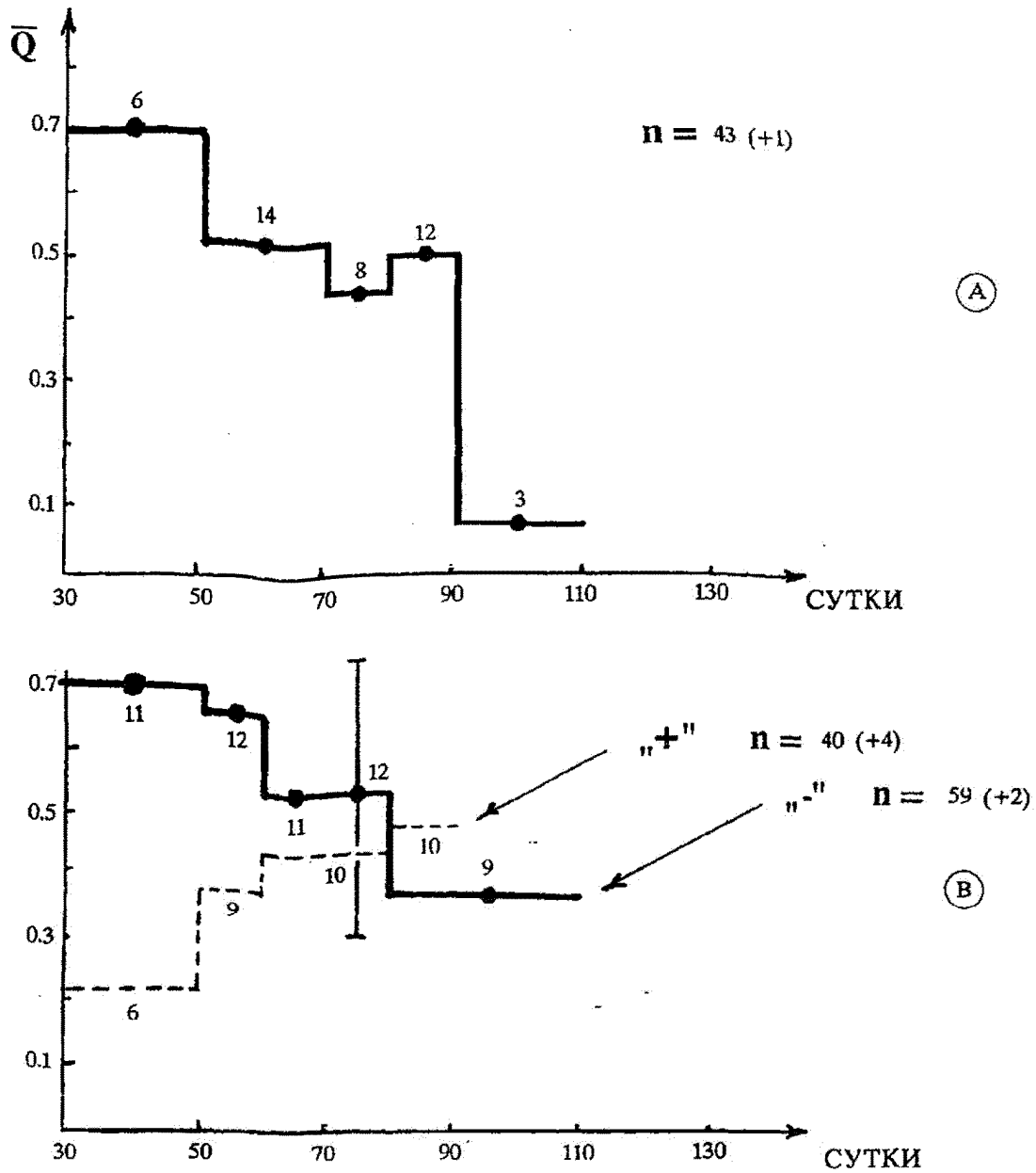


Рис. 3. Диаграмма рассеяния в координатах - поток нейтрино \bar{Q} и средний знак полярностей ММП в последние 14 суток экспозиции. Около точек - номер экспозиции. А - общее поле Солнца на северном полюсе положительно; В - общее поле Солнца на северном полюсе отрицательно

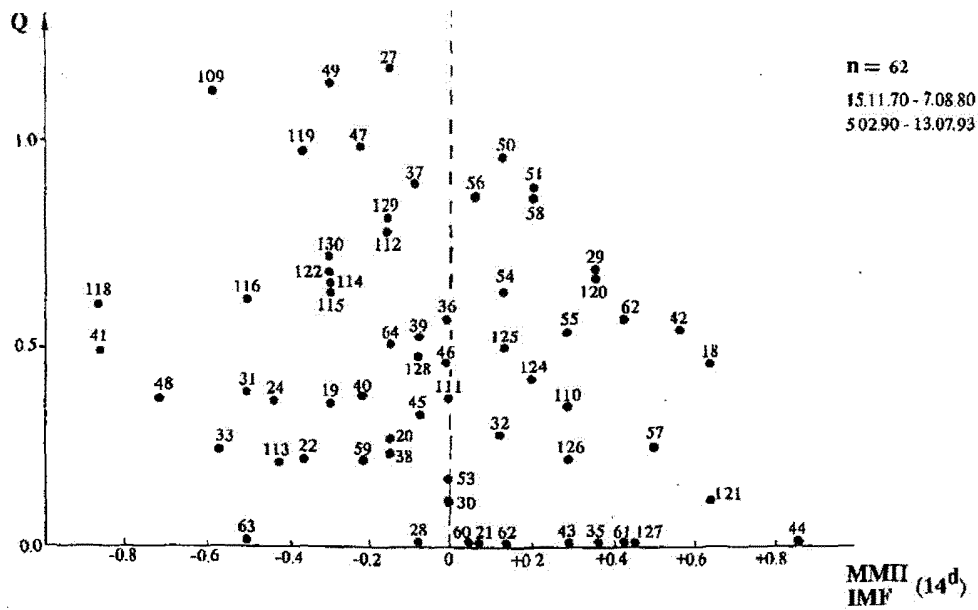


Рис. 4. (а). Зависимость потока нейтрино \bar{Q} от длины экспозиции L , обнаруженная в работе Bahcall – Press (1991). Данные относятся к нечетному циклу активности 21

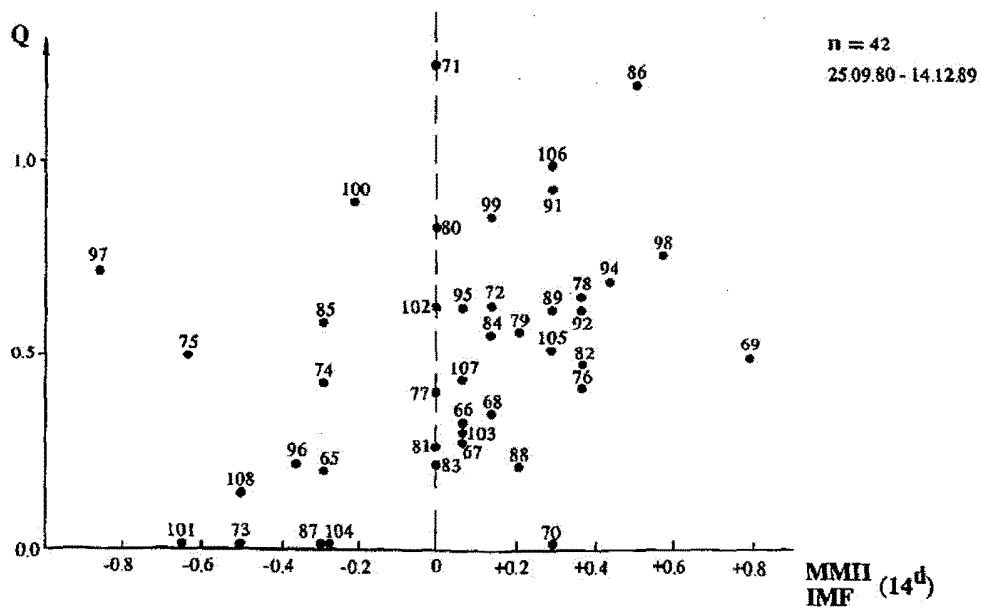


Рис. 4. (б). Поток нейтрино \bar{Q} для данного интервала длины экспозиции L в зависимости от знака ММП в последние 14 суток экспозиции. Цифры под точками – число экспозиций в данном интервале L . Для интервала $70^d - 80^d$ показан типичный среднеквадратичный разброс. 6 точек из всего массива данных исключены из рассмотрения (полярность ММП – нуль, L (110^d)). Различие средних \bar{Q} для интервала L 30–50 суток значимо согласно критерию Манна – Уитни на уровне $1.7 \cdot 10^{-3}$

циклы целесообразно рассматривать отдельно. Не менее важно различать эпохи смены знака общего магнитного поля Солнца. В Таблице 1 представлено распределение экспозиций (перечислены их номера) для этих выделенных интервалов времени.

Связь потока нейтрино (\bar{Q} (ат. Ag^{37} сут. $^{-1}$) с числами Вольфа R в последние 27^d экспозиции показана на рис. 1 (величина Q усреднена для каждого интервала (бина) R). Ясно выраженная антикорреляция для нечетного цикла соответствует антикорреляции, найденной для примерно этого временного интервала другими авторами, использовавшими средние R для всей экспозиции. Для четных циклов заметна слабая противоположная тенденция. Аналогично построенные данные для A_p – индекса показаны на рис.2. Индекс усреднялся за 7 последних суток экспозиции. В данном случае видна тенденция к возрастанию \bar{Q} с увеличением A_p для четного цикла (такая тенденция для всего массива данных была найдена и другими авторами, которые использовали средние значения индекса для всего времени экспозиции).

Наконец, на рис. 3А показана зависимость \bar{Q} от знака межпланетного магнитного поля (ММП) в последние 14 суток экспозиции (сумма числа дней положительной, отрицательной и смешенной полярностей, отнесенное к 14). Отчетливо заметна тенденция к понижению \bar{Q} с увеличением преобладания знака положительной полярности на рис. 3А и смена знака эффекта при смене полярности общего поля Солнца. Эта картина в целом не изменяется, если знаки ММП брать в последние 7^d и 27^d экспозиции, но для 14^d она выражена более ясно. Общие средние для разных полярностей отличаются согласно критерию Манна-Уиттни на уровне значимости 10^{-2} . Было установлено, что эффект носит систематический характер, причем в средних он проявляется в перераспределении экстремальных значений: 80% значений, близких к нулю, принадлежат одному знаку ММП, все значения $Q > 1.0$ – другому.

Существенно подчеркнуть, что зависимость $Q(R)$ (выраженная ясно для нечетного цикла, рис. 1) имеет место независимо от знака ММП. Таким образом, зависимости $\bar{Q}(R)$ и $\bar{Q}(\text{ММП})$ не сводимы друг к другу и представляют собой разные эффекты. Это особенно важно учитывать при рассмотрении зависимости величины потока \bar{Q} от длины экспозиции, открытой (Бакалл, Пресс, 1991). Она показана в принятом здесь формате на рис. 4А и имеет место независимо от уровня активности (R) и знака ММП. Для четного цикла подобной общей антикорреляции нет. Однако, как выяснилось, такого рода связь существует для разных полярностей ММП (рис.4В). Как видно, для разных знаков ММП тенденции прямо противоположны. Следует заметить, что зависимость рис. 4В невозможно истолковать так, как это, казалось бы, следовало сделать для рис. 4А – “связывание Ag^{37} с постоянной скоростью.” Методика построения рис. 4В такова, что речь должна идти, скорее, о уменьшении увеличения \bar{Q} для коротких экспозиций при разных знаках ММП. Эффект в ослабленном виде для более длительных экспозиций оказывается заметным из-за “инерции” применяемого показателя. Если знак ММП берется для 7 заключительных дней экспозиции (а не 14^d , как на рис 4В), это различие в средних Q “резко” исчезает при значении продолжительности экспозиции $L=60^d$. Когда знаки ММП берутся для 7^d и 14^d при $L \leq 60^d$ изменения средних одни и те же: $\bar{Q}(-)/\bar{Q}(+) \cong 3$ (во всех случаях при смене знака общего магнитного поля Солнца полярности ММП также менялись в соответствии с закономерностью рис. 3). Различие средних Q для интервала $30^d \div 50^d$ значимо на уровне $1.7 \cdot 10^{-3}$, для интервала $50^d \div 60^d$ – на уровне $4.8 \cdot 10^{-2}$.

4 Обсуждение

Из приведенных выше данных следует, что когда гелиогеофизические показатели используются для заключительного этапа экспозиции, обнаруживается стандартный набор закономерностей, хорошо известных в физике солнечноземных связей. Конечно, не во всех случаях истолкование обнаруженных эффектов однозначно и может быть проведено исчерпывающим образом. Различие четных – нечетных циклов по самым разным признакам общеизвестно, но каковы эти различия конкретно по параметрам непосредственно действующих ЭМП экстремально низких частот – неясно. Неясно, почему возрастания магнитной активности влияют на результат измерений по-разному в четных-нечетных циклах (сам факт такого воздействия – если он реален – достоин удивления – ведь индекс охватывает в большинстве случаев $< 10\%$ экспозиции).

Напротив, влияние знака радиальной составляющей ММП на результат измерений в данном случае можно трактовать однозначно. Давно известно, что в секторах ММП разного знака все параметры геомагнитных микропульсаций и ОНЧ – излучений существенно изменяются. Надежно установлено, что некоторые физико-химические системы реагируют на смену знака сектора ММП (в частности, это было установлено для тестовой реакции, обнаруживающей 11-й цикл солнечной активности, см. (Удальцова и др. 1987)). Понятно, что эта зависимость должна менять знак со сменой полярности общего магнитного поля Солнца (хотя динамика подобных явлений изучена мало). Если тенденция на правой части диаграммы рис.3А реальна – значение Q тем меньше, чем больше преобладание положительной полярности, то однозначно можно истолковать и результаты рис. 4В. Влияние данного знака ММП на величину Q тем заметнее, чем короче была экспозиция. Следует подчеркнуть, что изменение знака ММП и сопряженное с этим изменение режима возбуждения геомагнитных микропульсаций и магнитосферных эмиссий килогерцового диапазона – эффект геофизический. Поэтому большие изменения Q при разных знаках ММП в конце экспозиции – решительный довод в пользу того, что в хлор-аргоновом эксперименте имеют место фиктивные вариации, не обусловленные реальными изменениями потока нейтрино.

Проверка гипотезы о фиктивном характере вариаций в хлор-аргоновом эксперименте может быть реализована путем специально организованного мониторинга. Понятно, что в наши дни, когда вся сложность и многообразие явлений в мезоструктурах стали известны, предположение об особой роли кавитандов в связывании Ar^{37} представляется простейшим и далеко не единственным. Поэтому выбор параметров, фиксируемых при рутинном автоматизированном наблюдении над некоторым объектом перхлорэтилена, должен быть предметом специального анализа. Не менее важно подробное обсуждение ключевых методических проблем (возможное влияние микропримесей, технологии перемешивания жидкостей, нелинейные зависимости от температуры, статистического магнитного поля и т. д.). Из данных, накопленных в процессе исследований макрофлуктуаций (Шноль и др., 1998) следует, что феноменологическая картина “внешних” воздействий солнечной активности на систему (включая динамику) очень похожа для самых разных ситуаций. Поэтому вполне допустима мысль, что рассматриваемый мониторинг может проводиться с другими жидкостями, прежде всего – водными растворами. Последнее представляет интерес для нейтринных измерений с водночеренковыми детекторами (для них присутствие паразитных вариаций представляется вполне вероятным из-за изменений коэффициента преломления воды).

5 Заключение

Проведенный анализ позволяет сформулировать следующие выводы:

1. Поток нейтрино в хлор-аргоновом эксперименте зависит от гелиогеофизической ситуации, сложившейся к концу экспозиции.
2. Наиболее существенным оказывается преобладание определенного знака радиальной составляющей ММП в последние 7 ÷ 14 суток экспозиции. Для продолжительности накопления Ar^{37} не более 60 суток, фиксированные потоки нейтрино отличаются приблизительно в три раза.
3. Зависимость потока нейтрино от солнечной активности в значительной мере или целиком обусловлена вариациями в эффективности регистрации. Они возникают, вероятно, в связи с воздействием на вещество мишени фоновых электромагнитных полей крайне низких частот, контролируемых солнечной активностью.
4. Если предлагаемая модель, объясняющая вариации потока нейтрино, окажется справедливой, средняя величина потока нейтрино, даваемая Брукховенской установкой, является заниженной.

Литература

- Бакалл Дж. // Нейтринная астрофизика. М. “Мир”. 1993. С. 327.
Бибер Дж. (Bieber J.W., Sechel D., Stanev T., Steigman G.) // Nature. 1990. V. 348. P. 407–411.

- Бакалл Дж. и Пресс (Bahcall J. N., Press W.H.) // *Ap.J.* 1991. V. 370, P. 730–742.
- Окли Д. и др. (Oakly D.S., Snodgrass H.B., Ulrich R.K., Van De Kop T.L.) // *Ap.J.* 1994. V. 437, P. L63–L66.
- Обридко (Obridko V.N., Rivin Yu.R.) // *A&Ap.* 1996. V. 308. P. 951–956.
- Стеррок и др. (Sturrock P.A., Walther G., Wheatland M.S.) // *Ap.J.* 1998. V. 507. P. 978–983.
- Дорман и др. (Dorman I., Dorman V.L., Wolffendale A.W.) // *Contributed Papers of 23-nd ICRC. Calgary.* 1993. V. 3. P. 872–876.
- Мазетти, Сторини (Masetti S., Storini M.) // *Ap.J.* 1996. V. 472. P. 827–831.
- Басу (Basu D.) // *Solar physics.* 1982. V. 81. P. 363–365.
- Вильсон (Wilson R.) // *Solar physics.* 1994. V. 149. P. 391–394.
- Макнат (Mc Nutt R.L.) // *Science.* 1995. V. 270. P. 1635–1639.
- Делаш (Delache Ph., Gavryusev V., Gavryuseva E., Laclare F., Regulo C., Roca Cortez T.) // *Ap.J.* 1993. V. 407. P. 801–805.
- Хаубольд и Герц (Haubold H.J., Gerh E.) // *Astronom. Nachr.* 1985. V. 306. P. 203–211.
- Хаубольд и Герц (Haubold H.J., Gerh E.) // *Solar Phys.* 1990. V. 127. P. 347–356.
- Ривин Ю.Р. // *Циклы Земли и Солнца. М. "Наука".* 1989. С. 48–53.
- Гаврюсев В. (Gavryusev V., Gavryuseva E., Roslyakov A.) // *Solar phys.* 1991. V. 133. P. 161–175.
- Лиритзис (Liritzis I.) // *Solar Phys.* 1995. V. 161. P. 29–47.
- Стеррок и др. (Sturrock P.A., Walther G., Wheatland M.S.) // *Ap.J.* 1997. V. 491. P. 409–413.
- Валтер (Walther G.) // *Ap.J.* 1999. V. 513. P. 990–996.
- Боджер (Boyer J., Hahu R.L., Cumming J.B.) // *Ap.J.* 2000. V. 537. P. 1080–1085.
- Козлов Ю.В., Мартемьянов В.П., Мухин К.Н. // *УФН.* 1997. Т. 167. С. 849–885.
- Копысов (Kopysov Y.S.) // *Proc. Intern Conf. Neutrino-82.* 1982. Budapest. V. 1. P. 274–275.
- Чумак О.В. и др. (Chumak O.V., Oraevsky V.N.) // *Proc. of Fourth SOHO Workshop Helioseismology. ESA SP-376.* 1995. P. 59–60.
- Владимирский Б.М., Кисловский Л.Д. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1990. Т. 82. С. 153–161.
- Хлыстов А.И., Долгачев В.П., Доможилова Л.М., // *Труды ГАИШ.* 1995. Т. 64. С. 91–102.
- Джакобс (Jacobs K.S.) // *Nature.* 1975. V. 256. P. 560–561.
- Васильев В.П., Калининченко А.И. // *Исследования по физике космических лучей. Якутск.* 1985. С. 62–64.
- Шноль С.Э. // *В сб. Итоги науки и техники. Т. 5. сер. Общие проблемы физико-химической биологии.* 1985. С. 130–201.
- Шноль С.Э., Коломбет В.А., Пожарский Е.В., Зенченко Т.А., Зверева И.А., Конрадов А.А. // *УФН.* 1998. Т. 168. С. 1129–1140.
- Измайлов В.П., Карагиоз О.В., Пархомов А.Г. // *В сб. Атлас временных вариаций естественных, антропогенных и социальных процессов. М. Научный мир.* 1998. Т. 92. С. 163–167.
- Лобашев и др. (Lobashev V.M., Aseev V.N., Belesov A.I. et al.) // *Physics letters B.* 1999. V. 460. P. 227–235.
- Владимирский Б.М., Темурьянц Н.А. // *Влияние солнечной активности на биосферу-ноосферу. М. МНЭПУ.* 2000. С. 374.
- Клевеленд и др. (Cleveland V.T., Daily T., Davis R. et al.) // *Ap.J.* 1998. V. 496. P. 505–526.
- Удальцова Н.В., Коломбет В.А., Шноль С.Э. // *Возможная космофизическая обусловленность макроскопических флуктуаций. Пушино.* 1987. С. 96.

УДК 520.85

**Методика измерения круговой поляризации с
одноканальным фотополариметром.
Одноканальный фотометр-полариметр: Аппаратное и
программное обеспечение**

Н.М. Шаховской¹, И.Л. Андронов², С.В. Колесников², А.В. Халевин²

¹ Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

² Астрономическая обсерватория Одесского государственного университета

Поступила в редакцию 4 марта 2001 г.

Аннотация. Приведены основные соотношения, используемые для обработки полариметрических наблюдений с одноканальным фотометром-полариметром, приведено краткое описание прибора.

METHODICS OF MEASUREMENTS OF CIRCULAR POLARIZATION BY USING ONE-CHANNEL PHOTOPOLARIMETER, by *N.M. Shakhovskoy, I.L. Andronov, S.V. Kolesnikov, A.V. Khalevin*. Main expressions are listed which are used for reduction of the polarimetric observations by using one-channel photometer-polarimeter, a brief description of the device is included.

Ключевые слова: круговая поляризация, полариметр

1 Введение

Начиная с 1969 года, в Крымской астрофизической Обсерватории работает одноканальный фотоэлектрический фотометр – полариметр на базе ФЭУ с быстро вращающимся анализатором и регистрацией методом счета фотонов. Базовая модель прибора была описана в (Шаховской, Ефимов, 1972) и ее модификация в (Шаховской, Ефимов, 1976).

Описанная модель полариметра успешно использовалась при измерениях линейной поляризации предельно слабых объектов. Результаты подобных наблюдений представлены, например в (Ефимов, Шаховской, 1981).

Достоинством данного прибора является высокая эффективность при наблюдении слабых объектов и независимость результатов измерения параметров поляризации от изменения светового потока (как истинных, так и вызванных изменениями атмосферных условий).

Начиная с 1973 года, наблюдения с помощью одноканального фотоэлектрического фотометра-полариметра проводятся в касегреновском фокусе 2,6-метрового рефлектора им. ак. Г.А. Шайна КРАО (ЭГШ). (Использование фокуса Несмита в 1970-72 годах значительно усложняло учет инструментальной поляризации.)

В 1991 году в КРАО была собрана новая схема регистрации накопленных импульсов, с использованием стандартных модулей САМАС и компьютера IBM-PC. Это позволило резко повысить

надежность регистрации и хранения информации и увеличить производительность за счет увеличения скорости обмена между компьютером и прибором.

В последние годы, в связи с открытием объектов, обладающих магнитными полями превышающими 10^6 Гаусс, в излучении которых наблюдается высокая круговая поляризация, возникла необходимость проводить измерения не только линейной, но и круговой поляризации. Возможность для таких измерений появилась в 1991 – 1992 годах, когда нам стали доступны ахроматические фазовые пластинки, изготовленные по методике В.А. Кучерова (1986). С применением четвертьволновой ахроматической фазовой пластинки были начаты систематические измерения круговой поляризации звезд типа AM Her (“поляров”) и родственных им объектов, магнитных белых карликов, избранных квазаров и других объектов.

На рис.1 приведена блок-схема регистрирующей части поляриметра. При наблюдениях используется “полевой” или “офсетный” гид с полезным полем $10' \times 10'$ для гидирования по соседней звезде в поле зрения основного телескопа.

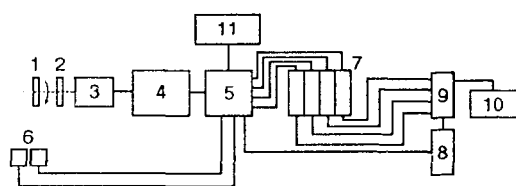


Рис.1. Блок-схема регистрирующей части поляриметра. 1. Вращающаяся с частотой 33 об/сек четвертьволновая пластинка. 2. Неподвижный анализатор. 3. ФЭУ с линзой Фабри. 4. Импульсный широкополосный усилитель, изготовленный в обсерватории Харьковского университета (по схеме, разработанной Калитисом). 5. Коммутационный блок – обеспечивает разделение сигналов в соответствии с углом поворота фазовой пластинки. Имеет один информационный вход и два управляющих входа от оптронных пар. 6. Оptronные пары (светодиод-фотодиод), обеспечивающие синхронизацию переключения счетчиков импульсов в соответствии с углом поворота четвертьволновой фазовой пластинки. 7. Двоичный счетчик САМАС. 8. Таймер САМАС, задающий длительность экспозиций. 9. Контроллер САМАС к IBM AT. 10. IBM AT. 11. Контрольный частотомер для оперативного контроля скорости счета импульсов ФЭУ.

В поляриметре установлена линейка с диафрагмами 1,2,3, и 5 мм., что для фокуса Кассегрена ЗТШ соответствует угловым размерам $5''$, $10''$, $15''$ и $25''$. Последняя (наибольшая) диафрагма используется только при наведении на объект. Обычно наблюдения проводятся с $10''$ диафрагмой. При наблюдениях с “офсетным” гидом есть возможность введения в пучок одновременно 3 фильтров.

В режиме измерения круговой поляризации ахроматическая фазовая пластинка $\lambda/4$ непрерывно вращается с помощью синхронного электродвигателя со скоростью 33,3 об/сек. На оправе фазовой пластинки укреплен цилиндр с прорезями, а в корпусе поляриметра соответственно размещены две оптронные пары (“светодиод-фотодиод”). Они формируют импульсы, управляющие переключениями счетчиков. Порядок работы счетчиков в зависимости от угла поворота фазовой пластинки показан на рис. 2а, 2в. Форма и длительность импульсов во время наблюдений постоянно контролируется с помощью осциллографа. После фазовой пластинки установлен неподвижный анализатор (поляроид).

Линза Фабри, изготовленная из плавленного кварца, строит изображение диаметром 2 мм на 8-мм мультищелочном фотокатоде фотоумножителя ФЭУ-79. Для защиты от внешних магнитных полей фотоумножитель помещен в стакан из мягкого железа. Внутри стакана фотоумножителя собран усилитель-дискриминатор, формирующий стандартные импульсы, из него сигнал подается в блок коммутации, где он делится между четырьмя двоичными счетчиками импульсов САМАС в соответствии с управляющими импульсами оптронных пар.

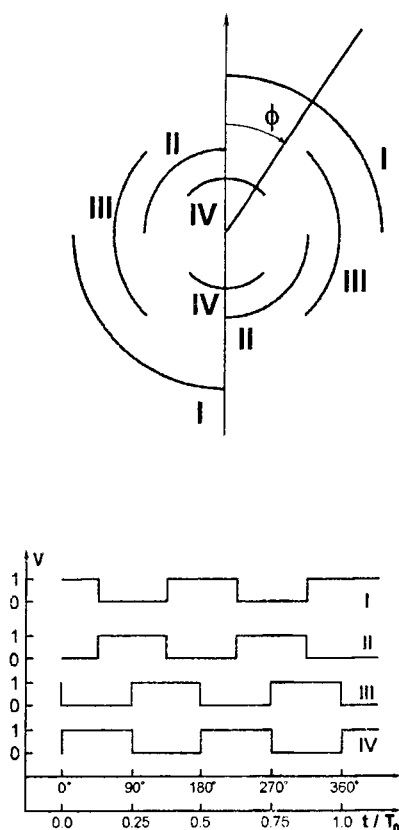


Рис. 2. (а) Порядок работы счетчиков в зависимости от угла поворота фазовой пластинки. **Рис. 2.** (б) Диаграмма опорных импульсов, формируемых фотодиодами, в зависимости от угла поворота анализатора и от времени

Длительность экспозиции задается с помощью таймера САМАС. Момент начала экспозиции (с точностью 0.01 сек) и количество накопленных каждым счетчиком импульсов через стандартный интерфейс САМАС-РС регистрируется компьютером. Наблюдатель заносит в компьютер дополнительную информацию: название объекта, фильтр, длительность экспозиции и количество экспозиций в серии. Две последние величины являются управляющими для работы САМАС.

Таким образом, в процессе наблюдений в компьютере формируется файл, состоящий из 5 колонок (отсчетов четырех счетчиков N_1 , N_2 , N_3 и N_4 и момента времени, соответствующего моменту начала данной экспозиции).

В течение наблюдательной ночи несколько раз определяется неравенство времен активности счетчиков, для чего сигнал с ФЭУ заменяется сигналом 1 МГц, снятым с кварца частотомера ЧЗ-35. Отношения полученных при этом отсчетов счетчиков соответствуют отношению времени работы счетчиков и учитываются при обработке наблюдений (т.н. «калибровка»).

2 Основные соотношения

Пусть свет с параметрами Стокса I , Q , U , V проходит через фазовую пластинку с фазовым сдвигом τ и анализатор. Будем считать, что параметры Стокса заданы в системе, отнесенной к главной плоскости анализатора.

Обозначим угол поворота оси наибольшей скорости фазовой пластинки относительно главной плоскости анализатора через ψ . Очевидно, что $\psi = 2\pi t/\Delta T$, где ΔT – период вращения фазовой пластинки или $t = \Delta T\psi/2\pi$ а t – время.

Тогда интенсивность света, прошедшего через такую систему, выражается следующей формулой (Серковский, 1974):

$$I' = \frac{1}{2}K[I + Q(\cos^2 \psi + \sin^2 \psi \cos \tau) + U(1 - \cos \tau) \cos 2\psi \sin 2\psi + V \sin 2\psi \sin \tau] \quad (1)$$

(где K – коэффициент пропускания).

Для случая пластинки $\lambda/4$, $\tau = \pi/2$. Далее мы переходим к нормированным (безразмерным) параметрам Стокса, обычно используемым в поляриметрии:

$$q = Q/I; u = U/I; v = V/I. \quad (2)$$

Параметры q и u связаны с величинами степени линейной поляризации P_L и позиционного угла Θ известными формулами напр.[1]:

$$q = p \cos 2\Theta; \quad u = p \sin 2\Theta.$$

Параметр v численно равен степени круговой поляризации P_c . Используя (2) запишем уравнение (1) в виде:

$$I' = \frac{IK}{2} \left[1 + \frac{q}{2}(1 + \cos 4\psi) + \frac{u}{2} \sin 4\psi + v \sin 2\psi \right]. \quad (3)$$

Число импульсов, накопленных в каждом k -ом счетчике за один оборот фазовой пластинки будет равно

$$N_k = C_1 \int_{t_k}^{t_k + \Delta t} I' dt = C_1 \int_{\psi_k}^{\psi_k + \pi/2} I' d\psi \frac{\Delta T}{2\pi}, \quad (4)$$

где $\Delta t = 1/4\Delta T$ – время работы каждого счетчика в течение одного оборота пластинки, а ψ_k – положение главной оси пластинки в момент включения k -ого счетчика. Подставив (3) в (4) и проведя интегрирование, получим

$$N_k = IC_2 \Delta T \left(\frac{1}{4} + \frac{q}{8} + \frac{v}{2\pi} \cos 2\psi_k \right). \quad (5)$$

Для каждого из четырех счетчиков ψ_k можно записать следующие выражения для величин углов поворота главной оси фазовой пластинки

$$\begin{aligned} \psi_1 &= \psi_0 + n\pi \\ \psi_2 &= \psi_0 + \frac{\pi}{2} + n\pi \\ \psi_3 &= \psi_0 + \frac{\pi}{4} + n\pi \\ \psi_4 &= \psi_0 + \frac{3\pi}{4} + n\pi, \end{aligned}$$

где ψ_0 – некий начальный угол поворота в момент включения 1-ого счетчика. Обозначив в уравнении (5) $IC_2 \Delta T/4$ через C_3 , получим для каждого счетчика

$$\begin{aligned} N_1 &= C_3 \left(1 + \frac{q}{2} + \frac{2v}{\pi} \cos 2\psi_0 \right) \\ N_2 &= C_3 \left(1 + \frac{q}{2} - \frac{2v}{\pi} \cos 2\psi_0 \right) \\ N_3 &= C_3 \left(1 + \frac{q}{2} - \frac{2v}{\pi} \sin 2\psi_0 \right) \\ N_4 &= C_3 \left(1 + \frac{q}{2} + \frac{2v}{\pi} \sin 2\psi_0 \right). \end{aligned}$$

Очевидно, что $N_1 + N_2 = N_3 + N_4 = C_3(1 + q/2)$ Введем обозначения:

$$r_1 = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} = \frac{2v \cos 2\psi_0}{\pi(1 + q)}$$

$$r_2 = \frac{N_3 - N_4}{N_3 + N_4} = -\frac{2v \sin 2\psi_0}{\pi(1 + q)}$$

и

$$P_1 = \frac{\pi}{2} r_1 (1 + q) = v' \cos 2\psi_0$$

$$P_2 = \frac{\pi}{2} r_2 (1 + q) = -v' \sin 2\psi_0. \quad (6)$$

где $v' = v(1 + q)$. Очевидно, что параметры P_1, P_2 эквивалентны параметрам Стокса q и u для линейной поляризации. Из изложенного следует, что предлагаемая методика позволяет определить значение параметра v (степени круговой поляризации P_c) с точностью до множителя $1 + q$, зависящего от величины и направления линейной поляризации. Но в подавляющем большинстве наблюдаемых объектов, параметр $q \ll 1$, и влияние множителя $1 + q$ может быть пренебрежимо малым.

Оба измеренных параметра P_1, P_2 (как и r_1, r_2), зависят так же от величины угла ψ_0 , который определяется положением оси наибольшей скорости фазовой пластинки относительно главной плоскости анализатора в момент включения счетчика N_1 .

Выведенные выше формулы для определения параметра v справедливы для идеального случая, когда фазовый сдвиг фазовой пластинки точно равен $\pi/2$ для всего используемого спектрального диапазона, и временные интервалы работы каждого счетчика равны $1/4$ периода вращения пластинки. В реальной аппаратуре эти условия выполняются только приближенно.

Для оценки возникающих погрешностей были проведены специальные лабораторные испытания прибора. Они показали, что для естественного (неполяризованного) света полученная круговая поляризация не превышает 0.1%. Аналогичные результаты получаются и по измерениям неполяризованных стандартных звезд на телескопе. Для света со 100% круговой поляризацией эффективность прибора близка к 100%. А для света с полной линейной поляризацией ложная круговая поляризация не превышает 1% и зависит от ориентации плоскости линейной поляризации (см. рис. 3).

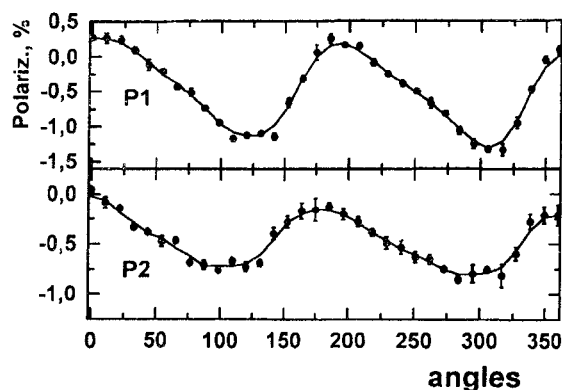


Рис. 3. Результаты лабораторных измерений 100% линейно поляризованного света. Ось абсцисс – позиционный угол плоскости поляризации, ось ординат – параметры поляризации в процентах

Таким образом, для объектов с малой линейной поляризацией вышеизложенная методика является корректной и может быть рекомендована для использования другими исследователями. Ниже

изложены возможные методы определения наиболее вероятного значения параметра круговой поляризации и нахождения априорно не известного угла ψ_0 .

3 Определение степени круговой поляризации по наблюдаемым значениям P_1 и P_2

Из выражения (6) следует, что P_1 и P_2 являются искаженными статистическим шумом проекциями вектора \mathbf{P}_c соответственно на оси OX и OY , т.е. для вычисления поляризации требуется определить угол $2\psi_0$, который априорно может быть неизвестен. Но, как показано ниже, его можно найти из наблюдений объектов со значительной переменной круговой поляризацией.

Чтобы учесть систематические ошибки, из значений P_1 и P_2 необходимо предварительно вычесть значения P_{01} и P_{02} , соответствующие инструментальной поляризации. Пусть $P_1 = P_{t1} + P_{d1}$ и $P_2 = P_{t2} + P_{d2}$, где индексы "t" и "d" соответствует истинным значениям и отклонениям наблюдательных значений от истинных. Самый простой метод оценки поляризации $P = (P_1^2 + P_2^2)^{1/2}$. Учитывая некоррелированность ошибок P_{d1} и P_{d2} между собой и с истинными значениями, можно записать:

$$P^2 = (P_{t1}^2 + P_{t2}^2) + \sigma_1^2 \cos^2 \psi_0 + \sigma_2^2 \sin^2 \psi_0,$$

где $\sigma_1^2 = \langle P_{d1}^2 \rangle$ и $\sigma_2^2 = \langle P_{d2}^2 \rangle$ – дисперсии ошибок поляризации. Дисперсии ошибок должны быть равными, поскольку равны суммы отсчетов по первой и второй паре каналов, определяющие пуассоновский шум. Таким образом, даже при отсутствии истинной поляризации $P_{t1} = P_{t2} = 0$, математическое ожидание квадрата оценки поляризации равно $\sigma_1^2 = \sigma_2^2$, т.е. заведомо отлично от нуля. Таким образом, определение поляризации как $P = (P_1^2 + P_2^2)^{1/2}$ не имеет смысла, поскольку точки на диаграмме (P_1, P_2) не лежат на одной прямой, а вследствие ошибок наблюдений, сдвинуты по обеим осям.

Данный метод может быть использован только в случае, если $\sigma_1 = \sigma_2 \leq |P|$. Однако, даже при этом жестком условии, знак найденной поляризации будет всегда положителен, в то время как круговая поляризация может быть как положительной, так и отрицательной, и для определения ее знака необходим анализ точек на диаграмме (P_1, P_2) .

Второй метод заключается в том, чтобы повернуть поляризатор таким образом, чтобы вектор изменений истинной поляризации был направлен вдоль одной из осей, например OX . В этом случае $P = P_1 / \cos 2\psi_0$. При малых ψ значение $\cos 2\psi_0$ близко к единице, и эта формула приемлема. Однако, оценки погрешности $\sigma_p = \sigma_1 / \cos 2\psi_0$, т.е. увеличиваются в $1 / \cos 2\psi_0$ раза по сравнению с исходными значениями P .

Поэтому, в случае произвольного значения ψ_0 , необходимо проделать преобразования поворота таким образом, чтобы одна из координат соответствовала поляризации, а вторая шуму.

Введем систему координат X и Y таким образом, чтобы начало координат совпало со средними значениями $\langle P_1 \rangle \langle P_2 \rangle$, а ось OX была повернута по отношению к P_1 на угол ϕ (равный $2\pi\psi_0$). Тогда

$$\begin{aligned} P_1 &= \langle P_1 \rangle + X \cos \phi - Y \sin \phi \\ P_2 &= \langle P_2 \rangle + X \sin \phi + Y \cos \phi \end{aligned}$$

Вычислим моменты второго порядка для переменных P_1 и P_2 : $\mu_{ij} = \langle (P_i - \langle P_i \rangle)(P_j - \langle P_j \rangle)^2 \rangle$. Тогда средние значения координат X, Y будут равны 0, а их моменты:

$$\begin{aligned} \mu_{xx} &= \mu_{11} \cos^2 \phi + 2\mu_{12} \cos \phi \sin \phi + \mu_{22} \sin^2 \phi = \frac{\mu_{11} + \mu_{22}}{2} + \frac{\mu_{11} - \mu_{22}}{2} \cos 2\phi + \mu_{12} \sin 2\phi \\ \mu_{xy} &= \mu_{12}(\cos^2 \phi - \sin^2 \phi) - (\mu_{11} - \mu_{22}) \sin \phi \cos \phi = \mu_{12} \cos 2\phi - \frac{\mu_{11} - \mu_{22}}{2} \sin 2\phi \\ \mu_{yy} &= \mu_{11} \sin^2 \phi - 2\mu_{12} \sin \phi \cos \phi + \mu_{22} \cos^2 \phi = \frac{\mu_{11} + \mu_{22}}{2} - \frac{\mu_{11} - \mu_{22}}{2} \cos 2\phi - \mu_{12} \sin 2\phi. \end{aligned} \quad (7)$$

Отметим, что $d\mu_{xx}/d\phi = -d\mu_{yy}/d\phi = 2\mu_{xy}$, т.е. экстремум μ_{xx} совпадает по аргументу ϕ с $\mu_{xy} = 0$. Отсюда $\text{tg } 2\phi = 2\mu_{12}/(\mu_{11} - \mu_{22})$. Это уравнение имеет два корня, отличающихся на 90° , и

соответствующих минимуму и максимуму μ_{xx} (и экстремуму противоположного смысла для μ_{yy} , поскольку $\mu_{yy} = \mu_{11} + \mu_{22} - \mu_{xx} = \text{const} - \mu_{xx}$).

Выберем угол ϕ таким образом, чтобы μ_{xx} имело минимальное значение. Тогда $|2\phi| < 90^\circ$, если $\mu_{11} < \mu_{22}$ и $90^\circ < |2\phi| < 180^\circ$, если $\mu_{11} > \mu_{22}$. Можно записать, что $\sin 2\phi = 2\mu_{12}/D$ и $\cos 2\phi = (\mu_{11} - \mu_{22})/D$, где $D = (4\mu_{12}^2 + (\mu_{11} - \mu_{22})^2)^{1/2}$. Это соответствует $\mu_{xx} = (\mu_{11} + \mu_{22}D)/2$. Для неудвоенных аргументов $\sin \phi = \mu_{12}(2/(D(D + \mu_{11} - \mu_{22})))^{1/2}$ и $\cos \phi = ((1 + (\mu_{11} - \mu_{22})/D)/2)^{1/2}$, где $-90^\circ < \phi < +90^\circ$.

Таким образом можно интерпретировать величину X как истинную поляризацию, искаженную статистическим шумом, а величину Y – как погрешность. Считая, что погрешности определения X и Y равны, величину $\mu_{xx} - \mu_{yy} = D$ можно интерпретировать как дисперсию истинной поляризации. Нуль-пункт поляризации можно выбрать у основания перпендикуляра, проведенного из точки $P_1 = 0$ и $P_2 = 0$. Отметим, что значения P_1 и P_2 есть разности между полученными из наблюдений отсчетами исследуемой звезды и инструментальной поляризацией; т.е. окончательно поляризация равна $P = X_0 + X$, или

$$P = P_1 \cos \phi + P_2 \sin \phi,$$

где $\cos \phi$ и $\sin \phi$ вычисляются по диаграмме разброса поляризационных отсчетов P_1 и P_2 за интервал наблюдений. При этом случайная ошибка P_c будет равна

$$\sigma_{P_c} = (\sigma_{P_1}^2 \cos^2 \phi + \sigma_{P_2}^2 \sin^2 \phi)^{1/2}.$$

Если ошибки параметров P_1, P_2 обусловлены только пуассоновской статистикой зарегистрированных квантов, то

$$\sigma_{P_1} = \sigma_{P_2} = N^{-1/2}$$

и

$$\sigma_{P_c} = N^{-1/2},$$

где N – число зарегистрированных импульсов за время экспозиции. Часто ось OX , определяемая по диаграмме разброса, не проходит через точку $P_1 = 0, P_2 = 0$. Это может быть связано как с неточностью определения инструментальной поляризации, так и (в основном) со статистической погрешностью наблюдений. Для оценки статистической значимости отклонения вычислим значения Y для точки $P_1 = 0, P_2 = 0$, равно $Y_{00} = \langle P_1 \rangle \sin \phi - \langle P_2 \rangle \cos \phi$ и сравним его с погрешностью сглаженного значения

$$\sigma_{00} = ((1 + (\langle P_1 \rangle \cos \phi + \langle P_2 \rangle \sin \phi)^2 / \mu_{xx}) \mu_{yy} / (N - 2))^{1/2}.$$

Если $|Y_{00}| < 3\sigma_{00}$, то отклонения не считаются статистически значимыми по критерию “ 3σ ” (Уиттекер и Робинсон, 1935).

Однако, возможен и другой подход, связанный с необходимостью прохождения оси OX через 0. В этом случае следует подобрать угол ϕ такой, чтобы минимизировать средний квадрат отклонений у точек от прямой. Для решения нужно формально заменить $\langle P_1 \rangle$ и $\langle P_2 \rangle$ в формуле (7) на 0, а μ_{11} на $\mu_{11} + \langle P_1 \rangle^2$, μ_{12} на $\mu_{12} + \langle P_1 \rangle \langle P_2 \rangle$, μ_{22} на $\mu_{22} + \langle P_2 \rangle^2$. Пример диаграммы разброса и линий ортогональной регрессии, проходящих через центр распределения ($\langle P_1 \rangle, \langle P_2 \rangle$) и точку (0,0) показан на рисунке 4. Оценки погрешностей коэффициентов регрессии приведены в (Такаши и др., 1990).

4 Программирование процедур обработки наблюдений

Для упрощения процедур обработки получаемых в результате наблюдений данных, была написана программа-оболочка на языке Borland Pascal 7.0 с использованием объектно-ориентированной библиотеки Turbo Vision 2.0 (Халевин, 1997). Программа позволяет пройти все стадии обработки, начиная с загрузки файла наблюдений, заканчивая получением выходных файлов данных с результатами обработанной фотометрии и поляриметрии.

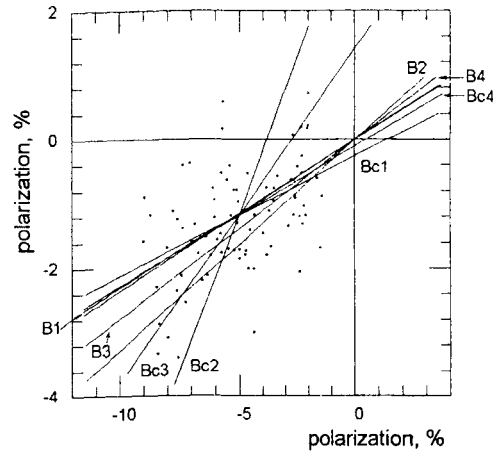


Рис. 4. Пример диаграммы $P_1 - P_2$. Точками показаны наблюдения, прямые соответствуют аппроксимациям со следующими коэффициентами: 1 – линия регрессии $P_2(P_1)$, 2 – линия регрессии $P_1(P_2)$, 3 – большая полуось эллипса рассеяния, используемая для определения поляризации, 4 – линия с наклоном, равным $dP_2/dP_1 = \sigma_2/\sigma_1$. Буква “с” обозначает линии, проходящие через центр распределения $(\langle P_1 \rangle, \langle P_2 \rangle)$, а ее отсутствие – линии, проходящие через точку (0,0) (с учетом инструментальной поляризации)

Интерфейс позволяет изменять масштабы изображений кривых отсчетов, фотометрии объекта, звезды сравнения, фона и вычисляемой в ходе обработки поляризации. Отслеживание характеристик отдельных точек позволяет проверять сбойные, и если необходимо (особенно при сглаживании отсчетов фона либо звезды сравнения) интерполировать по соседним отсчетам.

Для исключения “раскачки” поляризации в результате учета фона, показывающего высокие величины поляризации вследствие малой статистики квантов проводится его редукция внутри каждой пары счетчиков по формулам:

$$w = \frac{(\sum B_{1i})^{-1}}{(\sum B_{1i})^{-1} + (\sum B_{2i})^{-1}},$$

$$\bar{B}_{1i} = w(B_{1i} + B_{2i}),$$

$$\bar{B}_{2i} = (1 - w)(B_{1i} + B_{2i}), \quad (8)$$

где B_{1i} и B_{2i} – отсчеты фона в первом и втором счетчике (для каждой пары каналов) в точке номер i , \bar{B}_{1i} и \bar{B}_{2i} – их “редуцированные” значения, и суммирование ведется по всем наблюдениям. Использование весового множителя w , который постоянен для данной серии наблюдений, позволяет получить “редуцированные” значения фона с постоянным отношением отсчетов в разных счетчиках, т.е. его синхронные изменения. Такое соотношение соответствует использованию аппроксимации $B_{1i}^\alpha = w(B_{1i} + B_{2i})$, где α – некоторый коэффициент, принимаемый нами равным минус единице.

При использовании оригинальных отсчетов для сглаживания, наблюдался эффект появления “волн” на кривой поляризации, связанный с некоррелированностью статистических флуктуаций каналов в разных счетчиках.

Использование весового коэффициента w , вычисленного для $\alpha = -1$ вместо $\alpha = 1$, обеспечивает больший вес наблюдений, полученных при малых значениях фона, уменьшая вклад предсумеречных наблюдений. Для значений, постоянных в течение ночи, использование степеней $\alpha = 1$ и $\alpha = -1$ приводит к одинаковым значениям w , в отличие от других отрицательных значений α .

двойных (классических и промежуточных полярнов). Некоторые результаты этих исследований опубликованы в (Шаховской и др., 1992, 1993; Шаховской, Колесников, 1997; Силбер и др., 1997).

С этой же методикой были выполнены измерения круговой поляризации некоторых внегалактических объектов типа BL Lac и кометы Хейла-Боппа.

Авторы выражают свою благодарность С.Ю. Калмину за помощь в разработке аппаратуры и программного обеспечения для ее работы.

Литература

- Долгинов А.З., Гнедин Ю.Н., Силантьев Н.А. // Распространение и поляризация излучения в космической среде. Москва, Наука. 1979.
- Ефимов Ю.С. и Шаховской Н.М. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1981. Т. 64. С. 55.
- Кучеров В.А. // Кинематика и физика небес. тел. 1986. Т. 2, С. 59.
- Серковский (Serkowski K.) // Polarization Technics. In: Methods of Experimental Physics, ed. Carleton. Academic Press, 1974. V. 4. P. 361.
- Силбер и др., (Silber A.D., Szkody P., Hoard D.W. et al.) // MNRAS, 1997. V. 290. P. 25.
- Сома и др., (Soma M., Hirayama Th., Kinoshita H.) // Celest. Mech. 1988. V. 41. P. 389.
- Такаши и др., (Takashi et al.) // Astrophys. J. 1990. V. 364. P. 104.
- Уитткер Э. и Робинсон Г. // Математическая обработка результатов наблюдений, Москва, ОНТИ. 1935.
- Шаховской Н.М. и Ефимов Ю.С. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1972. Т. 45, С. 90.
- Шаховской Н.М. и Ефимов Ю.С. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 1976. Т. 54, С. 99.
- Шаховской и Колесников (Shakhovskoy N.M., Kolesnikov S.V.) // IAU Circ., No.6760. 1997.
- Шаховской и др. (Shakhovskoy N.M., Kolesnikov S.V., Andronov I.L.) // in: "Stellar Magnetism", St.Petersburg, 1992. P. 148.
- Шаховской и др. (Shakhovskoy N.M., Alexeev I.Yu., Andronov I.L., Kolesnikov S.V.) // Annals of the Israel Physical Society. 1993. V. 10. P. 237.
- Халевин (Halevin A.V.) // Computer programs for time series of variable stars. in.: "Proceedings of the International Conference on Variable Star Research", Brno. 1997. Ed. Z.Mikulasek, M.Zejda, J.Dusek.

УДК 520.2

Зеркально-линзовые телескопы дифракционного качества со сферическими поверхностями

В.Ю.Теребиж

Государственный астрономический институт им. П.К.Штериберга, Москва
Крымская астрофизическая обсерватория

Поступила в редакцию 10.02.2000

Аннотация. Сопоставляются оптические свойства систем Максудова и Рихтера–Слефогта при относительных отверстиях около $1/2.5$. Вследствие афокальности двухлинзового корректора для системы Рихтера–Слефогта характерны гораздо более мягкие допуски при лучшем качестве изображений и большем поле зрения. Рассчитаны модифицированные системы Рихтера–Слефогта, включающие в себя корректор с разнесенными компонентами и небольшую линзу со сферическими поверхностями недалеко от фокальной плоскости. Типичное значение среднеквадратического отклонения волнового фронта для предложенных систем составляет $\lambda/30$ в пределах плоского поля зрения $2w \simeq 3^\circ - 5^\circ$ и спектрального диапазона шириной 2000Å . Приведена также схема с относительным отверстием $1/6.0$ и коэффициентом центрального экранирования 0.22 , в которой различны лишь три радиуса кривизны сферических поверхностей. Наблюдения с телескопом, построенным согласно одной из предложенных схем, согласуются с результатами расчетов.

DIFFRACTION-LIMITED CATADIOPTRIC TELESCOPES WITH ALL SPHERICAL SURFACES, by *V. Yu. Terebizh*. Optical properties of the Maksutov and Richter–Slevogt systems are compared for the focal ratios near to $f/2.5$. Since Richter–Slevogt two-lens corrector is afocal, this system has much more mild tolerances for better image quality and larger field of view. The modified Richter–Slevogt system is proposed, which includes a corrector with moved apart components and the small spherical lens not far from a focal plane. The typical RMS deviation of the wavefront for the proposed systems is $\simeq \lambda/30$ in a flat field of view $2w \simeq 3^\circ - 5^\circ$ and spectral range of 2000Å width. The Richter–Slevogt system is also designed with focal ratio $f/6.0$ and central obscuration coefficient 0.22 ; it has only three different radiuses of curvature. Results of observations with the telescope $f/2.5$ constructed according to one of the proposed layouts, are in agreement with calculations.

Ключевые слова: оптика, телескопы

1 Введение

Оптические системы, включающие в себя лишь сферические поверхности, представляют интерес не только ввиду сравнительной простоты их изготовления. Сферические поверхности удается сделать весьма гладкими, что благотворно сказывается на частотно-контрастной характеристике

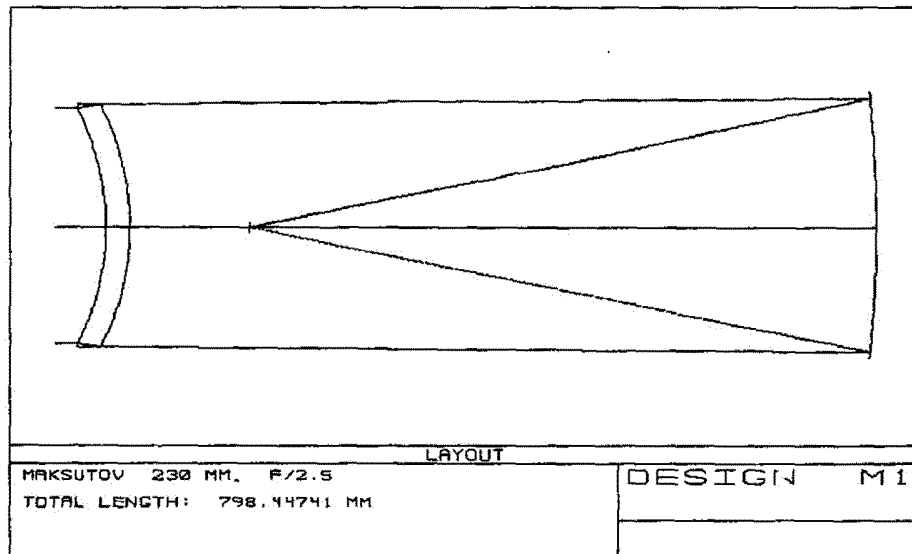


Рис. 1.

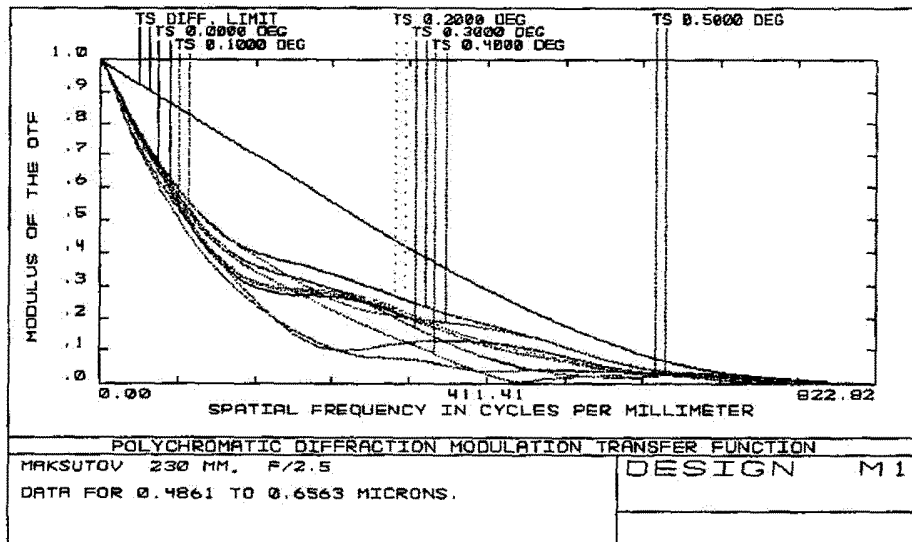


Рис. 2.

(ЧКХ) системы, которая в последние десятилетия приобрела доминирующее значение при описании качества оптических изображений (Уэзерелл, 1980; Шрёдер, 1987; Сьютер, 1994). Кроме того, системы со сферической оптикой обычно устойчивее в эксплуатации.

По этим причинам телескопы малых и умеренных размеров часто строят по схеме Максудова (1944а,б), в простейшем виде содержащей однородный мениск и сферическое зеркало (Рис. 1). Гораздо реже применяется система Рихтера–Слефогта (1941), в которой корректором служат две близко расположенные линзы со сферическими поверхностями (Рис. 3). Естественность введения двухлинзового корректора к сферическому зеркалу видна уже из того, что он был вскоре независимо предложен Волосовым и др. (1942), а также Хаугтоном (1944). Сравнительные достоинства и недостатки систем Максудова и Рихтера–Слефогта обсуждались неоднократно (Белороссова и др., 1961; Вилсон, 1996), и мы не будем к этому возвращаться. Задача данного сообщения – обратить внимание на неравноценность двух упомянутых систем с точки зрения величины допусков на точность изготовления и установки оптических элементов, а также дать несколько конкретных схем, развивающих оригинальную схему Рихтера–Слефогта.

Мягкие допуски в системе Рихтера–Слефогта обусловлены тем обстоятельством, что корректор из двух линз одного сорта стекла рассчитывается так, чтобы его оптическая сила была близка к нулю. Вследствие этого хроматизм положения системы, а в значительной мере – и хроматизм увеличения, становятся практически неощутимыми. Оптическая сила системы обусловлена сферическим зеркалом; корректор служит, главным образом, для устранения сферической аберрации и комы третьего порядка. Очевидно, афокальность корректора позволяет заметно “шевелить” его, почти не ухудшая качества изображений. С практической точки зрения немаловажно и то, что поверхности линз обладают сравнительно небольшой кривизной (ср. Рис. 1 и 3). В результате, как мы увидим ниже, высокое качество изображений в системе Рихтера–Слефогта парадоксальным образом сочетается с мягкостью допусков. С точки зрения подхода, основанного на оптимизации систем в многомерном пространстве оптических параметров, мы имеем здесь дело с *широким* глобальным экстремумом выбранной подходящим образом *функции качества* (Merit Function).

Напротив, в системе Максудова приходится искать компромисс между ахроматическим мениском с не вполне адекватной оптической силой и оптимальным в монохроматическом свете мениском, вносящим заметную хроматическую аберрацию. Изготовление мениска затрудняется сравнительно большой кривизной его поверхностей и малым отличием соответствующих радиусов кривизны. Различные решения проблемы связаны с использованием двух сортов стекла для мениска (Бауэрс, 1946), введением двух менисков, как это сделано в телескопе АЗТ-16, ретушью главного зеркала и пр. (см. Максудов, 1946; Михельсон, 1976; Вилсон, 1996). Всё это усложняет элегантную оригинальную схему менискового телескопа при сохранении жесткости допусков.

Упомянутое выше развитие системы Рихтера–Слефогта заключается в разнесении линз корректора на значительное расстояние и введении небольшой сферической линзы невдалеке от фокальной поверхности¹. Несмотря на сравнительно малую кривизну поверхностей, это позволяет компенсировать все аберрации третьего порядка, и тем самым достичь дифракционного качества изображений на плоском детекторе в пределах широкого поля зрения. Так, система с относительным отверстием $D/F \equiv A = 1/2.5$ в достаточно широком спектральном диапазоне обладает среднеквадратической ошибкой волнового фронта $\sigma_w \simeq \lambda/30$ в пределах плоского поля зрения $2\omega \simeq 3^\circ$ (под λ понимается эффективная длина волны)². При этом линейный коэффициент центрального экранирования $\kappa \simeq 1/3$.

В последующих разделах сначала обсуждается диапазон типичных допусков для светосильных систем Максудова и Рихтера–Слефогта, затем приводятся две усовершенствованные схемы телескопов последней системы с относительным отверстием 1/2.5, и наконец, в качестве примера рассматривается простая схема с $A = 1/6.0$, $\kappa = 0.22$, в которой различны лишь три радиуса

¹ Как выяснилось, последнее предложение было высказано еще Волосовым (1948).

² Напомним (Боря, Вольф, 1964), что в *дифракционно-ограниченной* системе требуется приблизительное выполнение критерия Маршала $\sigma_w < \lambda/14$. Для полного размаха отклонений волнового фронта от сферической волны (Peak-to-Valley, *PTV*) это обычно обеспечивает выполнение условия Рэлея: $PTV < \lambda/4$.

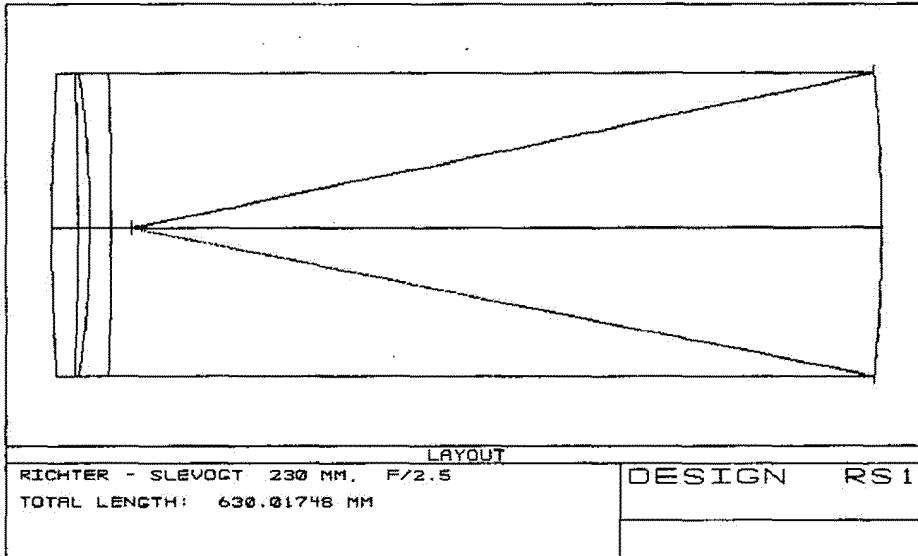


Рис. 3.

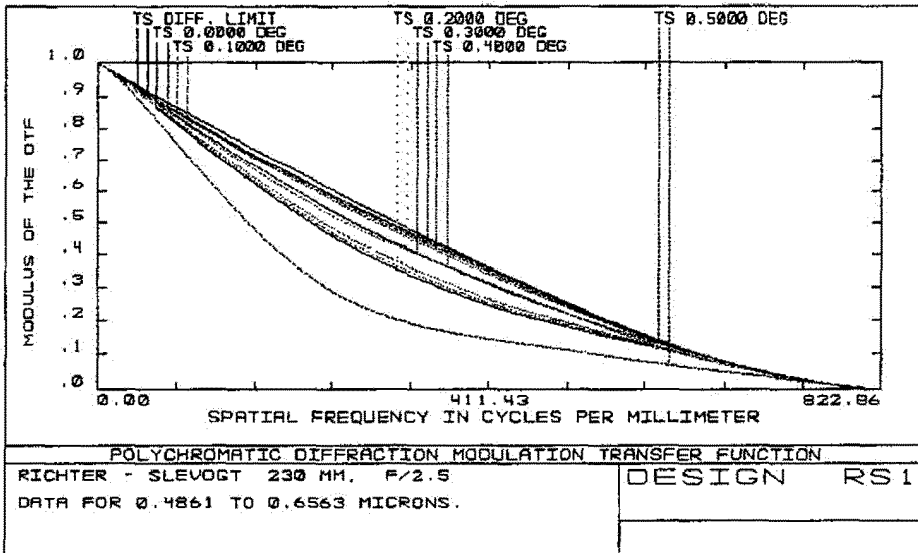


Рис. 4.

кривизны сферических поверхностей.

2 Допуски для светосильных систем Максутова и Рихтера–Слефогта

Хотя характеристики приборов с зарядовой связью (ПЗС) быстро улучшаются, при изучении больших полей в ближайшие годы все еще будет использоваться преимущественно фотоэмульсия. Ввиду отступлений от закона взаимозаменяемости астрономическое применение широко распространенных типов эмульсий чаще всего требует гиперсенсibilизации, что не всегда доступно. Этой процедуры можно избежать, выбрав достаточно светосильную систему, скажем, с физической светосилой не ниже $f/3$. При этом относительное отверстие должно быть порядка $1/2.5$. Выберем для сравнимых систем последнее значение и примем, для определенности, диаметр апертуры $D = 230$ мм. Таким образом, фокусное расстояние систем $F = 575$ мм.

При расчете системы Максутова мы исходили из двух сводок формул, данных, соответственно, Белороссовой и др. (1969) и Волосовым (1948). Первая сводка базируется на значительном расчетном материале, вторая сводка исходит из теории Зайделя aberrаций третьего порядка. В данном случае сводки приводят к близким, но все же отличным друг от друга системам со среднеквадратическим отклонением волнового фронта $\sigma_w \approx \lambda/4$ в пределах плоского поля зрения $2w = 1^\circ$ и диапазона длин волн $\lambda\lambda 4861 - 6563 \text{ \AA}$. Последующая оптимизация обеих систем при помощи программы *Zemax-EE*, принадлежащей Институту астрономии РАН, привела к единой системе М1 при $\sigma_w \approx \lambda/6.7$. Ее характеристики указаны в Табл. 1 вместе с допусками, о которых будет сказано ниже. Посредством R , t , $D_{св}$ и ϵ обозначены, соответственно, радиус кривизны поверхности, расстояние между последовательными поверхностями, световой диаметр и эксцентриситет. Звездочкой в Табл. 1 и последующих таблицах отмечена поверхность, на которой размещена апертурная диафрагма (в случае первой поверхности это даёт положение входного зрачка). На Рис. 1 и 2 приведены оптическая схема системы М1 и её полихроматическая ЧКХ.

Система М1 Табл. 1

No.	R, мм	t, мм	Стекло	$D_{св}$, мм	$\delta(\epsilon^2)$	δx		$\delta \varphi$	
						поверхн., мм	элемент, мм	поверхн., мм	элемент, угл. мин.
	D	230 мм			$\Delta\lambda$	4861 – 6563 Å			
	F	575 мм			λ_{eff}	5876 Å			
	A	1/2.5			κ	0.0			
	2w	1°			σ_w	$\lambda/6.7$			
1*	-249.98 +0.02 -0.04	23.0 +0.09 -0.06	K8 $\pm 5 \cdot 10^{-3}$ ± 10	230.0	$\pm 2 \cdot 10^{-4}$	± 0.02	± 0.50	± 0.02	$\pm 4.0'$
2	-263.45 +0.04 -0.03	725.45 ± 30.0	-	238.05	$\pm 2 \cdot 10^{-4}$	± 0.02		± 0.02	
3	-1192.60 +3.0 -2.4	-611.37	Зеркало	259.73	$\pm 5 \cdot 10^{-3}$		± 0.50		$\pm 1.5'$

Напомним (см., например, Борн, Вольф, 1964, §9.5), что максимальная пространственная частота, пропускаемая идеальной оптической системой, $f_{max} = 1000A/\lambda_{мет}$ циклов/мм, где $A \equiv D/F$ и длина волны выражена в мкм. На Рис. 2 и аналогичных ему в качестве длины волны всякий раз выступает нижняя граница соответствующего спектрального диапазона, что позволяет полностью охватить спектр пространственных частот для системы, работающей в широком интервале длин волн.

В случае системы Рихтера–Слефогта мы исходили из формул теории aberrаций третьего порядка в форме, приданной им Чуриловским (1968). Система RS1, рассчитанная по приближенным

аналитическим формулам, доводилась также с помощью программы *Zemat-EE* (Табл. 2 и Рис. 3). В пределах плоского поля зрения $2w = 1^\circ$ и того же спектрального диапазона для неё $\sigma_w \approx \lambda/12.5$, т.е. в этом смысле качество изображений примерно вдвое лучше, чем для М1. Полное представление о качестве изображений в обеих системах дает сопоставление их частотно-контрастных характеристик (Рис. 2 и 4). Нужно иметь в виду, что система Максудова выдерживает такое сравнение лишь для небольшого поля зрения, тогда как система Рихтера-Слефогта сохраняет высокое качество изображений и при размерах поля зрения, характерных для системы Шмидта.

Система RS1						Табл. 2			
D	230 мм				$\Delta\lambda$	4861 – 6563 Å			
F	575 мм				λ_{eff}	5876 Å			
A	1/2.5				κ	0.0			
2w	1°				σ_w	$\lambda/12.5$			
No.	R, мм	t, мм	Стекло	$D_{\text{св}}$, мм	$\delta(\epsilon^2)$	δx		$\delta\varphi$	
						поверхн., мм	элемент, мм	поверхн., мм	элемент, угл. мин.
1*	1609.23 ± 10.0	20.0 ± 2.5	K8 $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ ± 0.1	230.0	$\pm 1 \cdot 10^{-2}$	± 0.5	± 0.2	± 0.5	$\pm 2.5'$
2	-3029.14 ± 35.0	9.0 +2.5 -1.5	-	229.49	$\pm 5 \cdot 10^{-2}$	± 0.5		± 0.05	
3	-817.76 ± 0.5	16.0 ± 1.5	K8 $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ ± 0.1	229.20	$\pm 2 \cdot 10^{-3}$	± 0.1	± 0.1	± 0.015	$\pm 0.5'$
4	-3711.36 ± 25.0	585.02 +10.0 -20.0	-	229.94	$\pm 5 \cdot 10^{-2}$	± 1.0		± 0.05	
5	-1141.65 ± 1.0	-569.90	Зеркало	240.80	$\pm 1 \cdot 10^{-3}$		± 0.1		$\pm 0.3'$

При обсуждении величины допусков для всякой оптической системы следует учитывать разнообразные возможности введения компенсирующих подвижек отдельных элементов друг относительно друга. Пожалуй, наиболее яркий пример в этом отношении доставляет часто применяющаяся в последнее время система гидирования в двухзеркальных телескопах путем качаний вторичного зеркала вокруг нейтральной точки (см., например, Михельсон, 1976, §§7.3, 7.4) – при этом поперечные сдвиги вторичного зеркала почти полностью компенсируются его наклоном (разумеется, наклон зеркала в противоположную сторону при том же его сдвиге резко ухудшает качество изображений). Нетрудно показать, что в общем случае область допустимых вариаций систем в пространстве оптических параметров, сохраняющих фиксированное значение функции качества, чаще всего сильно вытянута в некоторых направлениях. Именно это обстоятельство позволяет компенсировать весьма значительные отклонения от номинальной оптической схемы. Вопрос о форме области допустимых вариаций сам по себе заслуживает специального изучения, поэтому, не вдаваясь в связанные с ним тонкости, мы ограничимся в данном случае простейшим видом компенсаций – посредством продольного смещения фокальной плоскости. Получаемые таким путем допуски будут излишне жесткими, однако сейчас нас интересует лишь их относительная величина для систем Максудова и Рихтера-Слефогта.

Приведенные в Табл. 1 допуски для системы М1 отвечают функции качества в виде среднеквадратического отклонения σ_w волнового фронта системы от строго сферической волны, причем среднее значение σ_w для ряда независимых вариаций параметров, указанных в Табл. 1, составляет $\lambda/3.5$ (как уже говорилось, исходное – номинальное – значение $\sigma_w = \lambda/6.7$). Компенсирующие смещения фокальной плоскости составляют в среднем 2 мм при стандартном отклонении 13 мм.

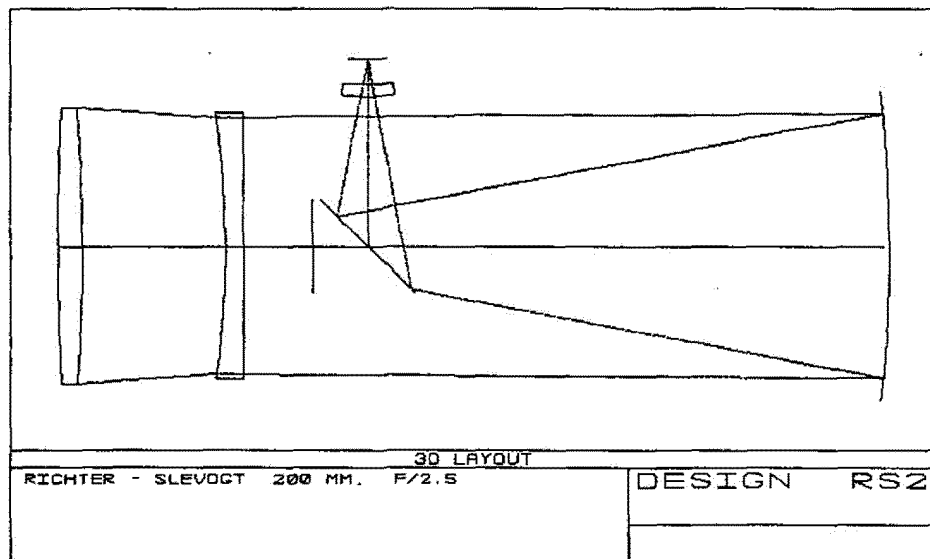


Рис. 5.

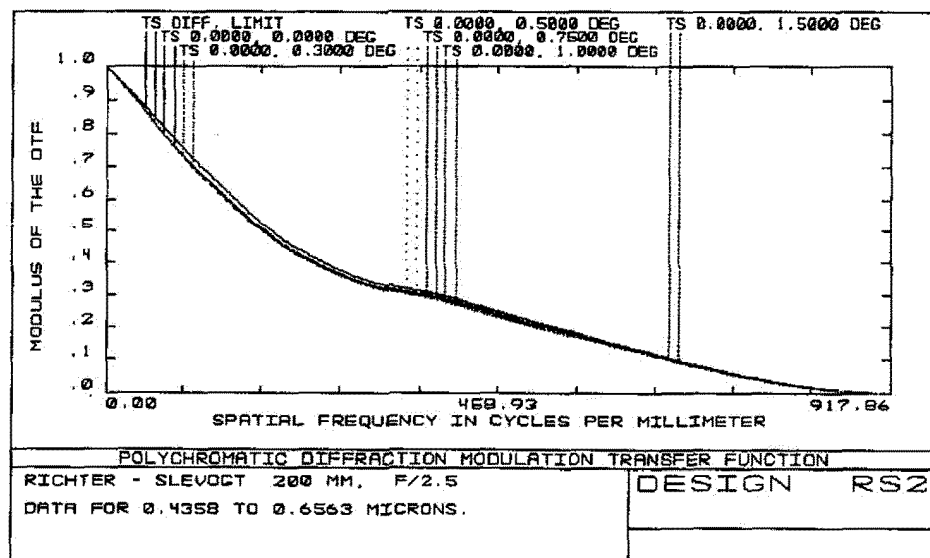


Рис. 6.

Допуски в графе "Стекло" отвечают вариациям, соответственно, показателя преломления n и коэффициента Аббе ν для эффективной длины волны. Поскольку рассматриваются сферические поверхности, их эксцентриситет $\epsilon = 0$; допуски для ϵ^2 указаны в 6-х столбцах Табл. 1 и 2. Параметры δx и $\delta \varphi$ отвечают, соответственно, поперечным сдвигам и наклонам оптических поверхностей и элементов, включающих в себя одну или несколько поверхностей. Наклоны поверхностей выражены в мм на краю; наклоны элементов – в угловых минутах.

Допуски для системы **RS1** в Табл. 2 соответствуют примерно вдвое более жестким требованиям. Исходное значение $\sigma_w = \lambda/12.5$ ухудшалось в среднем до $\sigma_w = \lambda/7$, и тем не менее допуски оказываются существенно более мягкими. Причины этого были указаны выше. В данном случае компенсирующие смещения фокальной плоскости составили в среднем 4 мм при стандартном отклонении 7 мм. Обозначения здесь те же, что и в Табл. 1.

3 Две модифицированные системы Рихтера–Слефогта с относительным отверстием 1/2.5

Выше рассматривались базовые схемы для систем Максудова и Рихтера–Слефогта в том смысле, что в первой из них мы ограничились простым мениском и не предпринимались меры к выносу изображения наружу, а во второй – компенсатор состоит из близко расположенных линз при том же положении фокальной плоскости. Введем теперь в систему Рихтера–Слефогта небольшую дополнительную линзу со сферическими поверхностями, расположенную недалеко от фокальной плоскости, вынесем последнюю по схеме телескопа Ньютона, а также допустим возможность относительных подвижек линз корректора с тем, чтобы исправить астигматизм и абберации высших порядков (Рис. 5).

Желательность внешнего фокуса для относительно небольших систем обусловлена прежде всего типичными размерами детектора излучения. Этот случай и обсуждается ниже, однако нужно иметь в виду, что проведение наблюдений в прямом фокусе, хотя и сложнее с технической точки зрения, в принципиальном отношении предоставляет ряд преимуществ, в том числе возможность уменьшить центральное экранирование и потери света при отражениях. Очевидно, схема телескопа должна выбираться в зависимости от решаемой задачи и предполагаемого детектора.

При разработке сложных оптических систем сравнительно редко удается обойтись лишь численной оптимизацией. Даже при использовании мощных компьютеров и эффективных программ расчета оптики поиск существенно ускоряется, если вообще приводит к разумному результату, когда область глобального экстремума функции качества предварительно установлена аналитическим путем. С этой целью в рамках общего подхода, развитого Чуриловским (1968), мы нашли явные представления коэффициентов аббераций третьего порядка для модифицированной системы Рихтера–Слефогта. Довольно громоздкие аналитические выражения использовались затем при численной оптимизации системы, что позволяет близко подойти к глобальному экстремуму в пространстве оптических параметров. Наконец, применение оптической программы (в данном случае – *Zemax-EE*) уточняет значения параметров, помещая решение в точку глобального экстремума.

Таким путем была рассчитана система **RS2** с относительным отверстием 1/2.5, показанная на Рис. 5. Соответствующая сводка характеристик и значений параметров дана в Табл. 3 (допуски имеют тот же порядок величины, что и для системы **RS1**). Входной зрачок совпадает с первой оптической поверхностью. На Рис. 6 представлена полихроматическая ЧКХ системы **RS2** с учетом центрального экранирования. Как видно из Рис. 6, для всех углов поля зрения вплоть до $w = 1.5^\circ$ ЧКХ практически совпадают, причем отличие от ЧКХ идеальной системы с данным центральным экранированием весьма мало. Система очень слабо зависит от сорта стекла, используемого для линз корректора и полеспрямляющей линзы. Для определенности мы указали в Табл. 3 самое популярное в нашем производстве стекло К8, однако замена его, скажем, на столь же распространенное за рубежом стекло ВК7 фирмы *Schott* при сохранении всех остальных значений параметров системы ведет лишь к пренебрежимо малому изменению качества изображений.

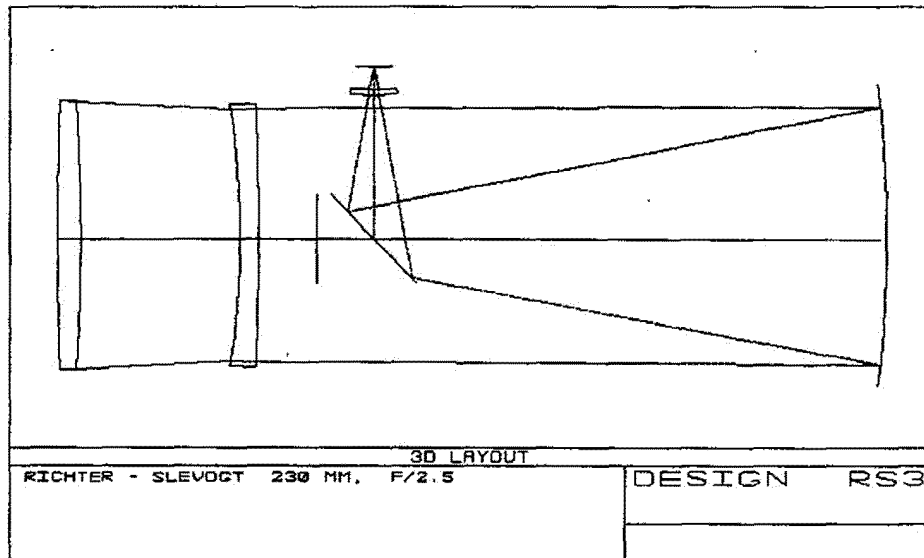


Рис. 7.

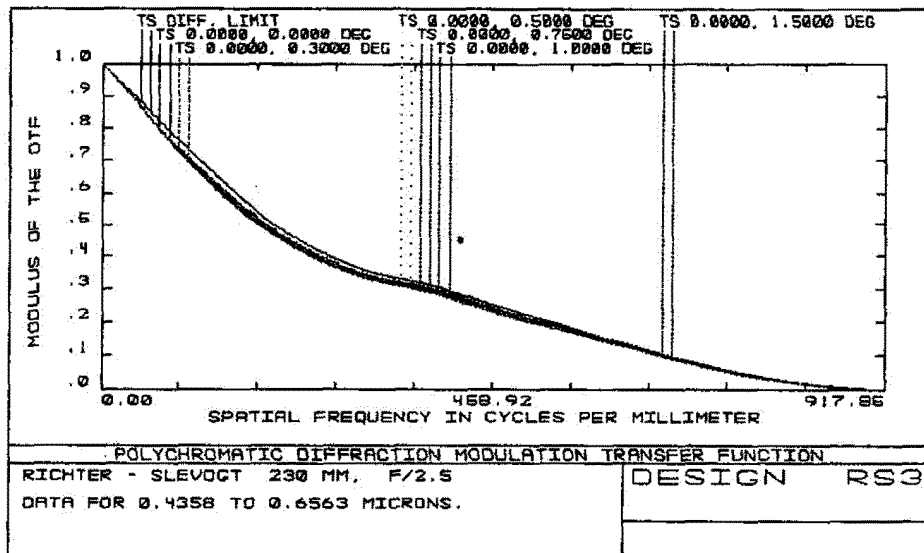


Рис. 8.

Система RS2		Табл. 3		
D	200 мм			
F	500 мм			
A	1/2.5			
2w	3° (26 мм)			
κ	0.34			
$\Delta\lambda$	4358 – 6563 Å			
λ_{eff}	5876 Å			
σ_w	$\lambda/33$			
No.	R, мм	t, мм	Стекло	D _{св} , мм
1*	1943.414	17.40	K8	200.00
2	-1308.083	106.46	-	200.00
3	-678.960	13.00	K8	191.76
4	∞	470.00	-	192.64
5	-1005.882	-380.00	Зеркало	223.80
6	∞	108.58	Зеркало	95.57
7	143.006	10.00	K8	38.46
8	996.306	18.00	-	35.41
9	∞	-	Изображение	26.23

Система RS3		Табл. 4		
D	230 мм			
F	575 мм			
A	1/2.5			
2w	3° (30 мм)			
κ	0.32			
$\Delta\lambda$	4358 – 6563 Å			
λ_{eff}	5876 Å			
σ_w	$\lambda/30$			
No.	R, мм	t, мм	Стекло	D _{св} , мм
1*	3657.466	20.00	BK7	230.00
2	-1736.965	139.55	-	230.19
3	-748.221	16.00	BK7	223.66
4	-2659.980	540.00	-	225.22
5	-1153.399	-441.09	Зеркало	259.14
6	∞	120.00	Зеркало	105.45
7	154.307	5.00	BK7	41.65
8	755.648	20.00	-	40.30
9	∞	-	Изображение	30.17

Рис. 7 и 8 иллюстрируют сходную систему RS3 с диаметром входного зрачка 230 мм. Характеристики этой системы даны в Табл. 4.

4 Система с относительным отверстием 1/6.0

При наблюдениях объектов с относительно небольшими угловыми размерами и невысокой светосиле инструмента требуемое качество изображений можно получить при помощи самых различных оптических систем. В этих условиях система Рихтера–Слефогта выделяется, главным образом, легкостью её изготовления. В качестве примера ниже приведена схема RS4 с относительным отверстием 1/6.0, в которой различны лишь три радиуса кривизны.

Система RS4		Табл. 5		
D	203 мм			
F	1218 мм			
A	1/6.0			
2w	0.5° (11 мм)			
κ	0.22			
$\Delta\lambda$	4861 – 6563 Å			
λ_{eff}	5876 Å			
σ_w	$\lambda/25$			
No.	R, мм	t, мм	Стекло	D, мм
1	1876.948	20.00	BK7	250.00
2	∞	5.50	-	250.00
3	-1876.948	16.00	BK7	250.00
4	∞	1000.00	-	250.00
5	-2424.162	-970.00	Зеркало	244.00
6*	∞	239.96	Зеркало	63.24
7	∞	-	Изображение	10.63

реализуется лишь при условии, что коэффициент κ не превышает примерно 0.25 (Максутов, 1946;

В любительском телескопостроении широко известна система Рихтера–Слефогта диаметром 200 мм и относительным отверстием 1/4.0, разработанная Лури (R.J. Lurie, см. Рэттен, ван Венруи, 1988; Вилсон, 1996, стр. 208). В пределах плоского поля диаметром 0.5° она имеет $\sigma_w \approx \lambda/30$. Характерная особенность системы Лури заключается в её компактности: при эквивалентном фокусном расстоянии 800 мм расстояние между крайними оптическими поверхностями примерно равно 650 мм. Это достигается предфокальным размещением двухлинзового корректора и ньютоновским выносом фокальной поверхности. Недостатком системы Лури можно считать несколько увеличенное при таких значениях светосилы и поля зрения центральное экранирование ($\kappa = 0.32$ при $2w = 0.5^\circ$). Между тем, теоретические расчеты и результаты наблюдений показывают, что разрешающая сила телескопа практически полно

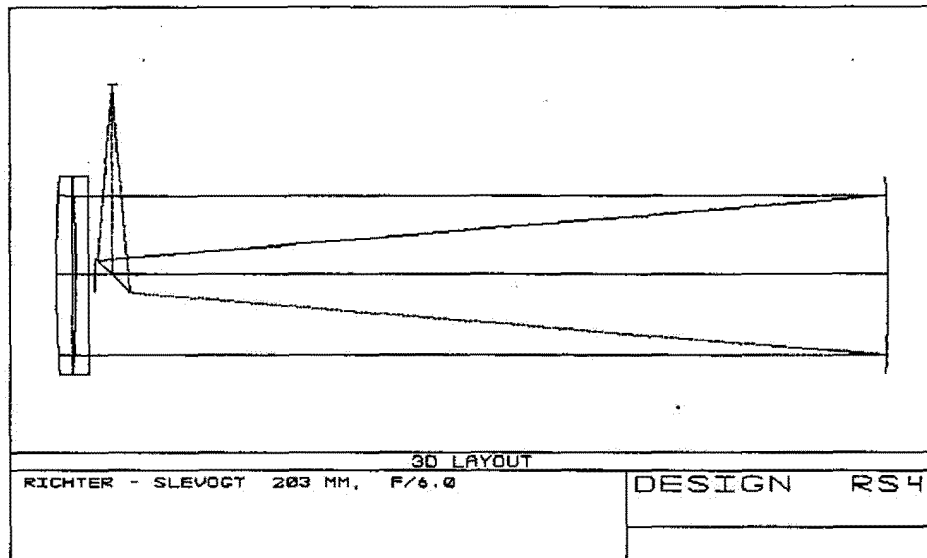


Рис. 9.

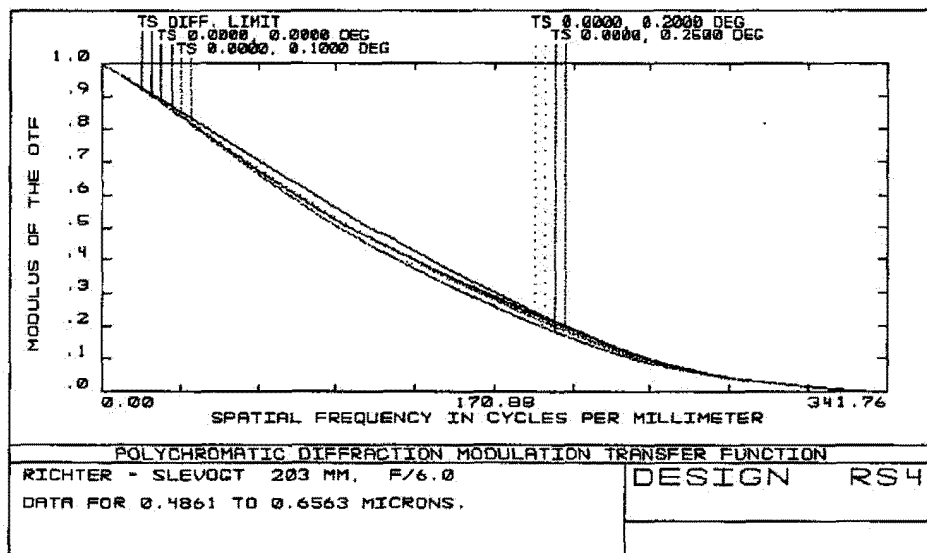


Рис. 10.

Уэзерелл, 1980; Сьютер, 1994). Желая снизить центральное экранирование и несколько увеличить эквивалентное фокусное расстояние, мы рассчитали систему **RS4** с диаметром входного зрачка 203 мм, относительным отверстием 1/6.0 и коэффициентом $\kappa = 0.22$ (Рис. 9, 10 и Табл. 5). Основная особенность системы **RS4** заключается в расположении апертурной диафрагмы. В отличие от рассмотренных выше схем, где роль апертурной диафрагмы выполняла оправа первой линзы корректора, в системе **RS4** такой диафрагмой является оправа ньютоновского диагонального зеркала. Как следствие, потребовалось увеличить диаметр линз корректора, но при этом удалось добиться ЧКХ, почти не отличающейся от таковой для идеальной оптической системы при нулевом центральном экранировании. Длина системы примерно равна 1 метру.

Аналогичным образом можно рассчитать системы Рихтера–Слефогта и с иными характеристиками. Масштабирование приведенных выше схем к большим значениям апертуры сопряжено лишь с незначительной оптимизацией (система остается вблизи глобального минимума функции качества). Для систем с относительным отверстием порядка 1/1.0–1/1.5 сохраняется высокое качество изображений, однако серьезной проблемой становится реализация внешнего фокуса. Заметим, что увеличение эквивалентного фокусного расстояния в системах Рихтера–Слефогта путем введения кассегреновского вторичного зеркала неизбежно ведет к заметному росту центрального экранирования.

5 Заключительные замечания

Суммируем кратко основные достоинства модифицированной системы Рихтера–Слефогта.

1. Прежде всего, система содержит только сферические поверхности. На практике это позволяет легко добиться гладкости поверхностей и тем самым – высоких значений ЧКХ во всем диапазоне пространственных частот.
2. Для модифицированной системы Рихтера–Слефогта характерно исключительно высокое качество изображений ($\sigma_w \approx \lambda/30$) в пределах плоского поля зрения значительных размеров. Благодаря этим качествам даже небольшой телескоп системы Рихтера–Слефогта столь же эффективен, как и телескопы других систем значительно большего диаметра.
3. Вследствие афокальности двухлинзового корректора система обладает весьма мягкими допусками при сохранении дифракционного качества изображений.
4. Телескоп компактен. Внутреннее пространство трубы замкнуто, что даёт известные преимущества по сравнению с открытыми классическими системами.
5. Все оптические поверхности имеют небольшую кривизну. Это обстоятельство не только обеспечивает коррекцию aberrаций высших порядков, но и облегчает изготовление системы.
6. Линзовые элементы нечувствительны к выбору сорта стекла.
7. Ньютоновская схема выноса фокальной плоскости позволяет сделать пренебрежимо малой роль центрального экранирования.
8. С точки зрения механики телескопа немаловажно, что детектор излучения расположен вблизи центра тяжести трубы.
9. Наконец, следует напомнить также известное преимущество ньютоновского расположения фокальной поверхности, а именно – легкость подавления рассеянного и паразитного света. В телескопе следует предусмотреть (съёмную или сдвигающуюся) бленду достаточной длины, чтобы не только устранить паразитную засветку, но и уменьшить влияние внешних источников тепла.

Единственный существенный недостаток системы Рихтера–Слефогта, приобретающий важность при значительных ее размерах, обусловлен дополнительным весом второй линзы корректора. Однако при умеренном диаметре апертуры и высокой светосиле описанные выше свойства этой системы, и прежде всего – в модифицированном её варианте, представляют несомненный интерес.

Система **RS2** недавно была изготовлена Борисовым (2000). Будучи заинтересованным в как можно большем поле зрения, он увеличил размеры предфокальной линзы до 60 мм, что даёт угловое поле диаметром около 6° (53 мм), несколько виньетированное за пределами расчетного

поля 3° . Измеренные диаметры звездных изображений на широко распространенной фотоэмульсии Kodak-160 составили 10–12 мкм как в центре, так и на краю поля зрения. Результаты наблюдений с этим телескопом будут представлены в отдельной публикации.

Поскольку темой данного сообщения являются светосильные системы с чисто сферической оптикой, мы не касаемся системы Шмидта, замечательные оптические свойства которой в полной мере проявляются в условиях, когда требуются высокая светосила и большое поле зрения. Заметим лишь, что телескоп системы Рихтера–Слефогта примерно вдвое короче классической системы Шмидта. Кроме того, в первом из них не проявляются блики, свойственные системам с planoидными поверхностями. Детальное сопоставление светосильных систем Максудова, Шмидта и Рихтера–Слефогта, подобное выполненному Белороссовой и др. (1961), желательно было бы повторить с использованием современных вычислительных возможностей и учетом новых типов детекторов излучения.

Автор признателен Г.В.Борисову и Р.Е.Гершбергу за обсуждение затронутых вопросов и полезные предложения, а также Институту астрономии РАН за предоставление программы *Zetax-EE*.

Настоящая работа выполнена при содействии Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 99-02-18040).

Литература

- Белороссова Т.С., Максудов Д.Д., Мерман Н.В., Соснина М.А. // Изв. ГАО АН СССР 1961. No. 169. С. 114.
- Белороссова Т.С., Максудов Д.Д., Мерман Н.В., Соснина М.А. // Тр. ГАО АН СССР 1969. сер. II. Т. 77. С. 151.
- Борисов Г.В. 2000. В печати.
- Борн, Вольф (Born M., Wolf E.) Principles of Optics. Oxford: Pergamon, 1964. // Основы оптики. М.: Наука, 1970.
- Вилсон (Wilson R.N.) Reflecting Telescope Optics 1. Berlin: Springer, 1996.
- Волосов Д.С. Методы расчета сложных фотографических систем. Л.: ОГИЗ, 1948.
- Волосов Д.С., Гальперн Д.Ю., Печатникова Ш.Я. // 1942. Не опубликовано (см. Волосов, 1948).
- Максудов Д.Д. // Тр. ГОИ 1944а. Т. 16. No. 124.
- Максудов (Maksutov D.D.) // J. Opt. Soc. Amer. 1944b. V. 34. No. 5. P. 270.
- Максудов Д.Д. Астрономическая оптика. М.: Гостехиздат, 1946.
- Михельсон Н.Н. Оптические телескопы. М.: Наука, 1976.
- Рихтер, Слефогт (Richter R., Slevogt H.) // German Patent Application 1941. No. Z 26592 IXa 42h.
- Рэттен, ван Венруи (Rutten H.G.J., van Venrooij M.A.M.) Telescope Optics. Richmond: Willmann-Bell, 1988.
- Сьютер (Suiter H.R.) Star Testing Astronomical Telescopes. Richmond: Willmann-Bell, 1994.
- Уэзерелл (Wetherell W.B.), In: Applied Optics and Optical Engineering. R.R.Shannon, J.C.Wyant (eds.), 8, Ch. 6. New York: Academic Press, 1980. // Проектирование оптических систем. М.: Мир, 1983.
- Хаугтон (Houghton J.L.) U.S. Patent No. 2 350 112. 1944.
- Чуриловский В.Н. Теория хроматизма и аберраций третьего порядка. Л.: Машиностроение, 1968.
- Шрёдер (Schroeder D.J.) Astronomical Optics. San Diego: Academic Press, 1987.

УДК 520.2

Зеркальные системы для космических телескопов

Г.М. Попов

Крымская Астрофизическая Обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию в 1999 г.

Аннотация. Рассмотрены оптические зеркальные телескопы из трех зеркал. Телескопы имеют малую длину и малые aberrации. В частном случае может быть исправлена и кривизна поля. При диаметре входного отверстия до 10 метров возможно получение дифракционного изображения на плоском поле зрения до 0.5 градуса. Описана методика расчета и даны параметры исправленных систем. Системы могут быть применены для наблюдений в широкой области спектра, например, при астрономических исследованиях в космосе.

MIRROR SYSTEMS FOR SPACE TELESCOPES, Popov G.M. Three-mirror optical telescopes are discussed. Telescopes have short length and very small aberrations. In special case it is possible to get flat-field anastigmat. It is possible to use diffraction-limited image for flat field up to 0.5° for 10m aperture. Designing procedure is discussed and parameters of the telescopes are tabulated. Systems can be used for investigations in large spectral regions, for example for astronomical observations in Space.

Ключевые слова: орбитальный, космический, телескоп.

1 Введение

Космические астрономические телескопы обычно работают в широкой области спектра, поэтому применение в них преломляющих деталей нежелательно, поскольку они не могут пропускать ультрафиолет с длиной волны короче 150нм. Поэтому для космических астрономических исследований предпочтительны чисто зеркальные системы. Действительно, наибольшее распространение для орбитальных телескопов получили системы из двух зеркал, хорошо исправленные на сферическую aberrацию и кому – системы Ричи-Кретьена. Однако астигматизм и кривизна поля у этих систем остаются неисправленными, что ограничивает их полезное поле зрения. Значительно большие возможности исправления aberrаций имеют системы из трех зеркал (мы будем рассматривать только центрированные системы из поверхностей вращения – коникоидов). Обзор подобных систем дан в (Попов, 1988). Применение систем из трех зеркал, как показал Корш (Корш, 1972), позволяет исправить сферическую aberrацию, кому, астигматизм и кривизну поля. Корш предложил систему, изображенную на фиг. 1.

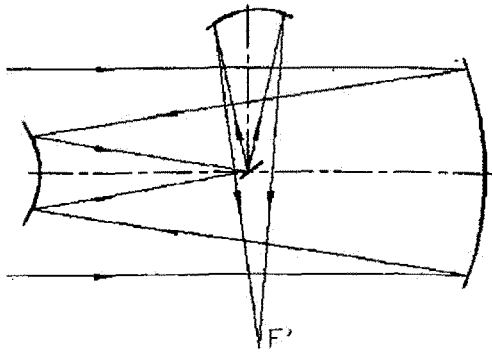


Fig. 1 Система Корша

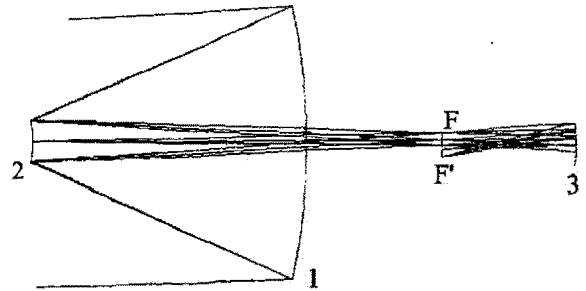


Fig. 2 Предлагаемая система из трех зеркал

Недостатками системы Корша являются: большие габариты системы, неудобное положение вспомогательных зеркал и экранирование лучей малым диагональным зеркалом. Системы Корша не получили распространения, возможно, из-за указанных недостатков. Мы предлагаем трехзеркальную систему, изображенную на фиг. 2.

Система состоит из обычной системы кассегреновского типа (зеркала 1 и 2), дополненной вогнутым зеркалом 3, центр кривизны которого совмещен с фокусом F кассегреновской системы. Таким образом, вогнутое зеркало работает с увеличением -1 , и обычно используется половина поля зрения. Эта исходная система может быть модифицирована добавлением плоских малых зеркал с тем, чтобы сделать фокальную поверхность более доступной, например, как показано на фиг. 3. Аналогично может быть модифицирована и другая половина поля зрения.

2 Методика расчета

Выражения для параметров трехзеркальной системы (Корш, 1972) имеют довольно сложный вид и содержат три вспомогательных параметра; мы используем более простой метод расчета, пригодный для нашего случая. Сначала находим радиусы кривизны r_1 и r_2 первого и второго зеркал по обычным параксиальным формулам для кассегреновской системы (Попов, 1988):

$$r_1 = \frac{2fd_1}{f - s_1}, \quad (1)$$

$$r_2 = \frac{2s_1d_1}{f - s_1 + d_1}, \quad (2)$$

где $f > 0$ – фокусное расстояние системы, $d_1 < 0$ – расстояние между вершинами первого и второго зеркал, $s_1 = q - d_1$; здесь q – расстояние фокуса F от вершины первого зеркала, причем $q > 0$, если F находится справа от вершины первого зеркала. Параметры f, d_1, q предполагаются известными. Радиус R кривизны поля, предполагая отсутствие астигматизма, считается известным и выражается известной формулой Петцваля, принимающей в нашем случае вид:

$$\frac{1}{R} = -\frac{2}{r_1} + \frac{2}{r_2} - \frac{2}{r_3}. \quad (3)$$

Откуда

$$r_3 = \frac{1}{\left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} - \frac{1}{2R}\right)}. \quad (4)$$

В дальнейшем ограничимся системами с плоским полем, т.е. примем $R = \infty$. Расстояние d_2 третьего зеркала от второго определяется очевидным из геометрических соображений выражением

$$d_2 = s_1 - r_3.$$

Коэффициент экранирования a вторым зеркалом для осевого пучка определяется очевидным приближенным выражением (h_1 и h_2 – высоты падения осевого краевого луча на первое и второе зеркала):

$$a \cong \frac{h_2}{h_1},$$

которое можно переписать в виде

$$a \cong \frac{2d_1 - r_1}{r_1}.$$

Очевидно, что диаметры зеркал D_2, D_3 (D_1 предполагается известным) определяются выражениями: $D_2 \cong 2h_2 = 2ah_1 = D_1a$; $D_3 = -D_2 \frac{r_3}{s_1}$. Для иллюстрации в таблице 1 даны результаты вычисления параметров нескольких систем при $f = 10000\text{мм} = 10\text{м}$, $q = 0$ и d_1 , принимающим значения от -750мм до -1750мм ; все размеры – в мм.

Таблица 1.

N	$r_1, \text{мм}$	$r_2, \text{мм}$	$r_3, \text{мм}$	$d_1, \text{мм}$	$d_2, \text{мм}$	a
1	-1621.621	-132.3529	-144.1152	-750	894.1152	0.075
2	-1917.808	-185.6060	-205.4938	-875	1080.493	0.0875
3	-2222.222	-250.0	-281.6901	-1000	1281.690	0.1
4	-2535.211	-326.6129	-374.9132	-1125	1499.913	0.1125
5	-2857.142	-416.6666	-487.8048	-1250	1737.804	0.125
6	-3188.405	-521.5517	-623.5506	-1375	1998.550	0.1375
7	-3529.411	-642.8571	-786.0262	-1500	2286.026	0.15
8	-3880.597	-782.4074	-979.9942	-1625	2604.994	0.1625
9	-4242.424	-942.3076	-1211.372	-1750	2961.372	0.175

В табл. 1 даны: номер системы N , значения радиусов кривизны зеркал r_1, r_2, r_3 , расстояния между зеркалами d_1 и d_2 и коэффициент экранирования a . Расстояние s от последней поверхности до фокальной плоскости равно радиусу кривизны третьего зеркала, т.е. $s = r_3$. Из табл. 1 следует, что с увеличением расстояния между первым и вторым зеркалами $|d_1|$ кривизны всех зеркал уменьшаются, а длина системы, т.е. d_2 возрастает; экранирование a увеличивается, оставаясь довольно малым, – оно не превышает 0.175. Конечно, в реальной системе это экранирование возрастет из-за конечных размеров поля зрения и влияния светозащитных бленд. Деформации зеркал b_1, b_2, b_3 , как указывалось выше, можно приближенно найти по формулам третьего порядка, но практика показала, что значительно проще и точнее это можно сделать с помощью оптимизирующей программы на ПЭВМ, используя метод Ньютона-Рафсона. Практика показала, что в качестве исходного приближения зеркала следует считать параболическими, т.е. $b_1 = b_2 = b_3 = -1$. При этом задают конкретное значение диаметра входного зрачка D_1 (обычно он совмещен с оправой первого (главного) зеркала) и угла поля зрения $2W$, где W – угол между направлением на звезду и оптической осью. Сходимость процесса последовательных приближений, как правило, очень хорошая, а коэффициенты деформаций могут быть получены с точностью не хуже восьмой значащей цифры. Вычисления показали, что первое зеркало всегда имеет форму эллипсоида, незначительно отступающего от параболоида, т.е. $b_1 \cong -1$. Второе зеркало имеет форму выпуклого гипербоида; третье зеркало – вогнутый эллипсоид с эксцентриситетом значительно меньше единицы, что упрощает

его изготовление и контроль. По-видимому, основные трудности могут встретиться при изготовлении первого (главного) зеркала, значительно отступающего от ближайшей сферы; но следует заметить, что современная технология позволяет изготавливать и контролировать большие высокоточные параболические или близкие к параболическим зеркала с относительным отверстием до 1:1.

3 Результаты расчетов

По вышеописанной методике было рассчитано несколько систем с различным диаметром и полем зрения. Оказалось, что системы могут иметь хорошее исправление aberrаций при небольших габаритах. Наименьшую длину имеют системы с короткофокусным главным зеркалом; при этом радиус кривизны третьего зеркала и его расстояние от второго зеркала оказываются умеренными (табл. 1).

Заметим, что на практике целесообразно принимать $q > 0$, т.е. выносить промежуточную фокальную поверхность за пределы главного зеркала; при этом улучшаются возможности размещения светоприемной аппаратуры в фокальной плоскости. Применение вспомогательных плоских зеркал (фиг. 3) позволяет использовать большее полезное поле зрения.

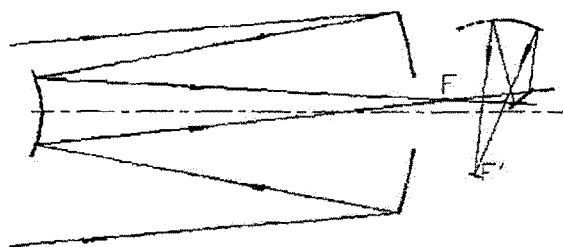


Fig. 3 Вариант системы, изображенной на Fig. 2

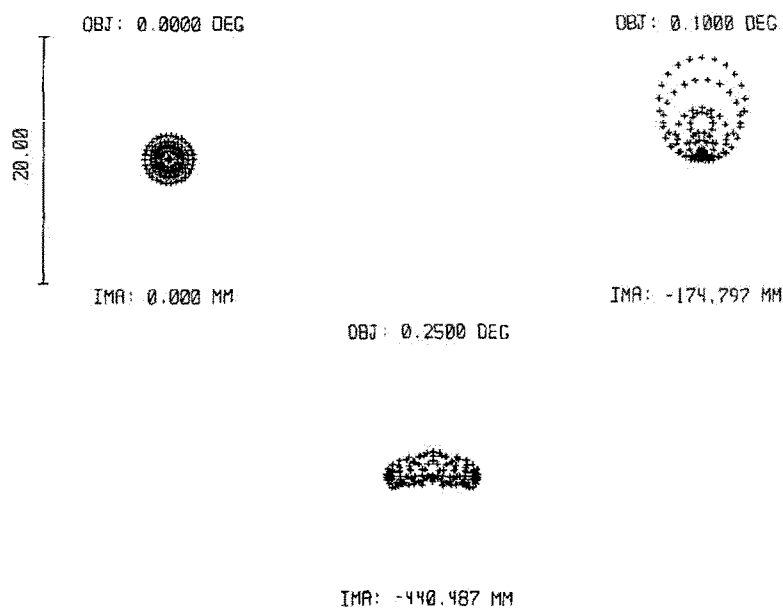


Fig. 4

Приведем параметры оптики одного из вариантов космического телескопа, имеющего диаметр главного зеркала $D_1 = 10\text{м}$, $A = 1 : 10$, $f' = 100\text{м}$, $q = 5\text{м}$ и плоское поле зрения $2W = 30'$ при экранировании $a = 0.16$. (табл. 2)

Здесь, как обычно, r – радиусы кривизны зеркал при вершинах, d – расстояния между соседними зеркалами, b – коэффициенты деформации зеркал, D – световые диаметры зеркал.

Таблица 2

$r, \text{м}$	$d, \text{м}$	$b = -e^2$	$D, \text{м}$
-23.529412	-10.0	-0.98747286	10.0
-4.0	19.8193	-1.4868903	1.6
-4.819277	-4.819277	-0.67732896	1.61

Таблица 3

$r, \text{м}$	$d, \text{м}$	$b = -e^2$	$D, \text{м}$
-23.57798	-10.0	-0.987197	10.0
-4.061889	19.8190	-1.494945	1.67
-4.810452	-4.819	-0.676788	2.27

Длина системы не превышает 20 м и может быть еще уменьшена введением вспомогательных плоских зеркал, как описано выше. Главное зеркало имеет относительное отверстие $A = 1 : 1.18$ и эллипсоидальную фигуру, близкую к параболоиду; третье зеркало также эллипсоид, но с меньшим эксцентриситетом ($e_3^2 = 0.67732896$), второе зеркало имеет фигуру выпуклого гиперboloида со сравнительно умеренным эксцентриситетом ($e_2^2 = 1.4868903$). Точечные диаграммы представлены на фиг. 4; очевидно, что система имеет дифракционное качество по всему полю.

Система может быть использована в качестве космического телескопа следующего поколения (это так называемый NGST – Next Generation Space Telescope). Заметим, что при пониженных требованиях к качеству изображения на краях поля, поле зрения этой системы может быть увеличено до $2W = 50'$ при более низких требованиях к качеству. При этом радиусы кривизны и расстояния между зеркалами меняются незначительно; меняются также b_1, b_2, b_3, D_2, D_3 (табл. 3); $a = 0.167$.

Размеры точечных диаграмм не превышают 26 мкм на плоском поле.

Литература

- Попов Г.М. // Современная астрономическая оптика. М.: Наука. 1988.
 Корш (Korsch D.) // Applied Optics. 1972. V. 2, N 12, P. 2986.

УДК 538.975

Изготовление и исследование долговечных алюминированных зеркал, защищенных монооксидом кремния

К. П. Лянзуриди

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 10 декабря 2000 г.

Аннотация. Описана упрощенная технология нанесения отражающего покрытия зеркал для работы в полевых условиях. Приводятся результаты климатических натурных испытаний образцов, и даются рекомендации по уходу за зеркалами.

MANUFACTURING AND RESEARCH OF DURABLE SILICON-MONOXIDE-PROTECTED ALUMINUM MIRRORS, *by K. P. Lyanzuridi*. The simplified technology of deposition of a reflecting coating of mirrors for work in the field conditions is described. The results climatic full-scale tests of samples are listed and the recommendations for a maintenance in operation of mirrors are given.

Ключевые слова: Зеркала телескопов

Существует значительное количество конструкций зеркал, способных длительное время работать в полевых условиях без существенного ухудшения качества покрытия. Однако, как правило, их изготовление доступно только специализированным предприятиям. Поэтому считаем заслуживающим внимания наш опыт по освоению сравнительно простой технологии изготовления прочных и атмосферостойких зеркал для широкой области спектра.

Потребность в зеркалах, способных работать в тяжелых условиях, значительно возросла с вводом в строй крупного гамма-телескопа, состоящего из 48-ми стеклянных зеркал диаметром 1.2 м, эксплуатируемого "под открытым небом". В этих условиях даже аноднооксидированные алюминиевые зеркала становятся совершенно непригодными для дальнейшей эксплуатации уже через 1 – 1.5 года, что вызывает длительные простои телескопа из-за необходимости переалюминирования зеркал и связанными с этим монтажными и юстировочными работами.

Поскольку спектральный интервал гамма-телескопа простирается в ультрафиолет вплоть до (≈ 250 нм, у отражающего слоя алюминия практически нет конкурентов. К тому же, алюминирование зеркал является хорошо освоенным технологическим процессом. Но для работы в полевых условиях слой алюминия должен быть надежно защищен. Именно от свойств защитного слоя зависят эффективность и долговечность работы оптики. Поэтому к защитному слою предъявляется ряд обязательных требований:

- он должен обладать высокой прозрачностью в рабочей области спектра;
- быть механически прочным, химически- и влагостойким;
- иметь хорошую адгезию к слою алюминия;

- допускать мойку в процессе эксплуатации, после чего в течение нескольких лет коэффициент отражения зеркала должен сохранять значение, отличающееся от исходного у “свежего” покрытия не более, чем на 5 – 10
- при обновлении отражающего покрытия оно должно удаляться без повреждения подложки.

Использованная нами в качестве защитного слоя моноокись кремния (SiO) в полной мере отвечает всем перечисленным требованиям. SiO не является новым материалом. Она широко применяется в мировой практике (Хасс, Скотт, 1949), стандартизована (ОСТ 3-1901-85), но из-за трудностей поддержания условий напыления без использования сложного оборудования (малый температурный интервал испарителя и диссоциация молекулы SiO , строгое поддержание парциального давления кислорода и темпа напыления) делает получаемые результаты недостаточно хорошо воспроизводимыми. Отсюда и расхождение во мнениях о полезности применения этого покрытия. Мы использовали заимствованный у Бредфорда и Хасса (1963) способ увеличения коэффициента отражения в УФ-области и стойкости к атмосферным воздействиям покрытий, при напылении которых требуемые условия не были строго соблюдены, что позволило получать высокоэффективные покрытия на сравнительно простом оборудовании.

Несмотря на высокую прозрачность и стойкость, защитный слой из кварца (SiO_2) применяется сравнительно редко из-за трудностей как с нанесением нового слоя, так и со снятием старого. Покрытие $\text{Al} + \text{SiO}$ удаляется значительно проще. С этой целью может быть использовано травление раствором сульфата меди (CuSO_4) в соляной кислоте (HCl) с последующей промывкой в азотной кислоте (HNO_3). Время обработки – несколько минут (Беннет, Беннет, 1970).

Отработка технологии покрытия проводилась на полированных стеклянных образцах диаметром 40 мм на модернизированной вакуумной установке РР-600/III (Чехословакия). Слой алюминия толщиной примерно 0.1 мкм напылялся из вольфрамового жгута при давлении в камере около $2 \cdot 10^{-3}$ Па. Подложки предварительно очищались традиционной химической обработкой (травление в водных растворах щелочи и азотной кислоты) и, окончательно, в камере – плазмой тлеющего разряда в воздухе при токе 100 мА в течение 10 минут. Испаритель SiO оригинальной (очень простой!) конструкции представлял собой глубокую лодочку из танталовой фольги толщиной 0.1 мм, прикрываемой сверху кусочком графитовой ткани для предотвращения выбрасывания навески из лодочки. Графитовая ткань вырезалась такого размера, чтобы она без зазора помещалась внутри лодочки. Дополнительного ее крепления не требовалось, если навеска SiO состояла из гранул диаметром 1 – 2 мм без пылевой составляющей. В противном случае отверстия в графитовой ткани быстро “зарастают” испаряемым материалом, и ткань давлением паров SiO может быть смещена или вообще выброшена из лодочки. В лодочку загружалось 400 мгр спеченной стехиометрической смеси кремния и кварца (покупной продукт). Навеска не испарялась напело, и в этом случае обеспечивались наилучшие результаты. Расстояние от испарителя до подложки составляло 280 мм. Напыление слоев начиналось при комнатной температуре подложки, но при напылении слоя SiO в течение 12 минут при токе 105 А она поднималась до 80 – 100° С, а давление в камере возрастало до $8 \cdot 10^{-3}$ Па. Температуру испарителя желательно поддерживать в пределах 1150 – 1250° С, но мы лишь грубо оценивали ее по цвету каления, задавая температурный режим поддержанием тока на нужном уровне.

Протекторный слой SiO имел толщину порядка 150 нм, что позволяло оценивать ее, наблюдая его интерференционную окраску при скользющем падении белого света. Слой нужной толщины напылялся при следующем чередовании цветов: желтый, розовый, сине-зеленый, вновь желтый и 2-й раз розовый. В дальнейшем необходимость в наблюдении цвета отпала, т. к. оказалось, что толщина слоя SiO достаточно хорошо воспроизводится при точном соблюдении технологических параметров: геометрии испарителя, расстояния до подложки, величины навески, давления в камере, тока накала лодочки и времени испарения. Через 10 минут после нанесения покрытия камера вскрывалась, и образцы извлекались на воздух. После выдержки в течение нескольких часов измерялся коэффициент отражения покрытия на спектрофотометре СФ-16 с приставкой зеркального отражения ПЗО-2.

Для получения плотных слоев SiO с высокими эксплуатационными свойствами нужно вести

напыление в повышенном темпе при низком давлении в камере, а это снижает прозрачность покрытия из-за частичной диссоциации молекул SiO и появления в осадке поглощающих атомов кремния. У Бредфорда и Хасса (1963) описан способ увеличения прозрачности (а как показали наши исследования, и стойкости) слоев SiO путем активации "замурованных" атомов кислорода, вызывающей доокисление конденсата при облучении его ультрафиолетом.

Образцы облучались на воздухе при комнатной температуре светом ртутно-кварцевой лампы ДРТ 400 мощностью 400 Вт с расстояния 400 мм в течение 2-х часов. В таблице 1 приведены усредненные значения коэффициентов зеркального отражения (R) образцов до и после облучения. В интервале длин волн 400 – 1200 нм увеличение R незначительно. Поскольку паспортная фотометрическая точность составляет 1 после облучения не проводились. Облучение ультрафиолетом завершает технологический цикл нанесения покрытия Al + SiO.

Табл. 1. Результаты облучения

Длина волны, нм	225	250	300	350	400	500	600	700	900	1200
R до облучения, %	29.8	41.2	74.9	87.8	85.3	86.6	90.1	88.9	84.0	91.7
R после облуч., %	70.4	82.9	86.6	88.9	-	-	-	-	-	-

Табл. 2. Коэффициенты отражения образцов

Состояние образца	R, %			
	Длина волны, нм			
	225	250	300	350
После напыления и облучения	70.4	82.9	86.6	88.9
После мойки водой с мылом	57.6	72.4	77.5	80.9
После протирки тампоном со спиртом	58.9	73.5	78.7	82.2
Невосполнимая потеря Δ R, %(абс.)	11.5	9.4	8.1	6.7

Климатические испытания ничем не защищенных образцов, обращенных покрытием вверх, проводились на открытом воздухе в течение 13 месяцев при воздействии на них атмосферных явлений и солнечного света. Визуально в конце испытаний рабочие поверхности были настолько матовыми, что не было смысла проводить измерения R . После тщательной мойки образцов водопроводной водой с хозяйственным мылом и протирания ватным тампоном с этиловым спиртом эти измерения были сделаны. В таблице 2 приведены усредненные по трем образцам значения R на разных этапах испытаний.

Обнаруженная высокая сохранность оптических свойств покрытия $Al + SiO_2$, нанесенного без применения сложного технологического оборудования, дает возможность рекомендовать его в качестве отражающего покрытия зеркал, работающих в полевых условиях. Для повышения сохранности покрытия один раз в несколько месяцев зеркала должны подвергаться мойке для удаления пыли (допустимо из шланга при слабом напоре) с последующим удалением следов влаги струей сжатого воздуха. Время эксплуатации таких зеркал до очередного переалюминирования может быть увеличено до нескольких лет.

По завершению экспериментальных работ технология нанесения покрытия $Al + SiO_2$ была внедрена на модернизированной установке УВМ-15У-1 с рабочей камерой диаметром 1.5 метра для производства покрытий на деталях размером до 1.2 м. Для достижения высокой равномерности слоев по толщине в ней используются круговые испарители. Испаритель SiO_2 состоит из 12 лодочек, использовавшихся ранее.

Автор признателен Н.В. Стешенко и А.А. Степаняну за проявленный интерес к работе и полезные обсуждения, благодарит В.И. Багрия и С.В. Каракатенко, выполнивших покрытия, а также А.В. Ханейчук – за помощь в оформлении статьи.

Литература

- Беннет Х.Е., Беннет Дж.М., // Физика тонких пленок. Т.4./ Ред. Хасс Г. и Туя Р.Э. М.: Мир. 1970. С.7.
- Бредфорд, Хасс (Bradford A.P., Hass G.)// JOSA. 1963. V.53. P.1096.
- Хасс, Скотт (Hass G., Scott N.W.)// JOSA.1949. V.39. P.179.

Отчет о научно-исследовательской деятельности Крымской астрофизической обсерватории за 2000 г

Н.И. Шатовская

Крымская Астрофизическая Обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 20 марта 20001 г.

THE ANNUAL REPORT ABOUT SCIENTIFIC AND RESEARCH ACTIVITY OF CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY IN 2000. *Shakhovskaya N.I.*

1 Исследование активных ядер галактик и источников космических лучей

Во время международного мониторинга активной галактики NGC 5548 в КраО проводились фотометрические и спектральные наблюдения этого объекта. На фоне происходившего монотонного падения потока до 30% в широком спектральном диапазоне, в UVB полосах зарегистрирована кратковременная вспышка длительностью около 90 минут с амплитудой 18%. Вместе с другими обнаруженными в КраО вариаций интенсивности излучения в течение ночи, этот факт имеет первостепенное значение для понимания природы ядер активных галактик. Исследование выполнено Н.И. Меркуловой, В.И. Проником, С.Г. Сергеевым и Е.А. Сергеевой в сотрудничестве с коллегами из США, Германии и России и направлено для опубликования в *Monthly Notices RAS*.

По имеющимся литературным данным о переменности континуума ядра NGC 4151 в спектральном диапазоне от рентгена до оптики И.И. Проник показала, что многие характеристики такой переменности – характерные времена вспышек, форма структурной функции, характер шума – похожи на характеристики переменности блазаров и не противоречат предположению о джетовой природе цикла активности NGC 4151 в 1989-1996 годах. Статья публикуется в *Трудах симпозиума по активным ядрам галактик*, который проходил в Москве в рамках JENAM 2000 в мае этого года.

Наблюдения на наземном гамма-телескопе КраО ГТ-48 потока гамма-квантов сверхвысоких энергий от активного ядра галактики BL Lac, показали наличие потока гамма-квантов величиной $2.1 \pm 0.4 * 10^{-11}$ квант.см⁻²сек⁻¹.

Анализ данных наблюдений на наземном гамма-телескопе КраО ГТ-48 активного ядра галактики Mk501, являющегося одним из мощнейших источников гамма-квантов, выявил наличие периодической составляющей ($P = 23.2$ дня), что подтверждает полученный ранее результат в коллаборации HEGRA. (А.А. Степанян, В.П. Фомин, О.Р. Калекин, Ю.И. Нешпор, В.Г. Шитов, Н.А. Андреева)

Обнаружена сложная структура радиоисточника – квазара ОН 471 ($z=3.4$): ядро-джет, с джетом вытянутым на восток на расстояние около 5 мсек дуги. Показано, что в течение последних 30 лет квазар имел спектр с 2-мя максимумами: около 1 ГГц и около 20 ГГц. Предложена модель объекта в виде источника с пиками на гигагерцовых частотах. Отмечено, что релятивистские эффекты в квазаре ослаблены в ~ 40 раз вследствие большой скорости удаления от нас, поэтому этот квазар является одним из мощнейших источников во Вселенной на мм волнах. Впервые зарегистрирован источник с крутым спектром, отстоящий на 2/5 к северу от квазара ОН 471, с потоком

1.45 мЯн на частоте 5 ГГц и 14.5 мЯн на частоте 350 МГц. (Н.С. Нестеров, А.Е. Вольвач совместно с Объединенным институтом по РСДБ в Европе, Двингелоо, Нидерланды)

2 Строение, химсостав, магнетизм и нестационарность звезд

В рамках программы изучения магнитных полей у звезд различных типов на 2.6 м Шайновском рефлекторе исследовано магнитное поле у классической цефеиды η Aql. Было обнаружено, что поле у этой звезды существует и меняется с периодом пульсаций от -100 до 50 гаусс. Таким образом, впервые с помощью прямых спектрополяриметрических измерений установлено как существование слабых магнитных полей у классических цефеид, так и их переменность с периодом пульсаций. При этих измерениях впервые в атмосфере звезды были зарегистрированы магнитогидродинамические ударные волны: во время прохождения самой сильной ударной волны наблюдалось изменение напряженности продольного компонента поля на 140 гаусс с последующим возвращением его к исходной величине. Это исследование С.И. Плачинды опубликовано в журнале *Astronomy and Astrophysics* V.360 P.642, 2000.

В ходе исследования распределения содержаний Mg, Fe, Co, Nd, Pt по поверхности ρ Aps звезды HD 24712 обнаружено, что Co, Nd и Pt сконцентрированы в одном большом пятне вблизи видимого южного магнитного полюса звезды, тогда как эта область обеднена Mg. Найденные вариации интенсивностей линий железа могут быть объяснены его распределением около магнитного экватора. Поиски изменений лучевых скоростей привели к открытию быстрых вариаций таких скоростей линии $\text{Fe III } 6160.24 \text{ \AA}$ с амплитудой 250 м/с и периодом 6.32 минут, который не совпадает с периодом фотометрических пульсаций 6.15 минут. Не была найдена вращательная модуляция амплитуды лучевых скоростей, которую следовало бы ожидать в модели наклонного пульсатора. Это исследование выполнено В.П. Маланушенко, И.С. Савановым, Т.А. Рябчиковой и В.В. Цымбалом и будет опубликовано в сборнике Трудов международной конференции по магнитным полям химически пекулярных и родственных звезд.

В ходе патрульных наблюдений линейной поляризации и блеска фотометрически активных молодых звезд зарегистрирован глубокий минимум звезды VV Ser до 3 звездных величин, обусловленный затмением звезды околос звездным пылевым облаком. Во время этого минимума линейная поляризация возросла более, чем в десять раз и достигла рекордного для этих звезд уровня $12.8 \pm 1.4\%$. Численное моделирование показало, что столь высокая поляризация не может быть объяснена на основе существующих моделей околос звездных пылевых дисков с аксиально-симметричным распределением вещества и свидетельствует о существовании в протопланетном диске VV Ser глобальной неоднородности, обусловленной наличием второго компонента или массивной протопланеты, и рассеяние излучения звезды на этой неоднородности является источником высокой линейной поляризации VV Ser. Это исследование А.Н. Ростопчиной, В.П. Гринина и Д.Н. Шаховского опубликовано в *Астрономическом журнале* N1, 2001.

В сотрудничестве с наблюдателями группы Хаббловского телескопа: проведен анализ наблюдаемых пылевых структур в дисках возле Веги и Эпсилон Эридана и показано, что они объясняются наличием возле этих звезд планет с массами 2 и 0.2 масс Юпитера, соответственно, и радиусами орбит в $50-60$ ае. Были вычислены положения этих планет и предложен метод наблюдательной проверки этих расчетов: по угловому вращению узоров со скоростью около 1 градуса в год; построена теоретическая модель наблюдаемого изгиба диска вокруг Бета Пикторис. Показано, что изгиб объясняется наличием планеты в 10 масс Земли, радиусом орбиты 70 астрономических единиц и наклоном в $2-3$ градуса к основному диску.

Ozernoy, L.M., Gorkavii, N.N., Mather, J.C. and Taidakova, T. *Astrophysical Journal*, V.537, P.L147-L151, 2000.

Gorkavii, N.N., Ozernoy, L.M., Mather, J.C. and Heap, S.R. In: "Disks, Planetesimals, and Planets", Conference held in Puerto de la Cruz, Tenerife, Spain (Jan. 24-28, 2000). Eds. F. Garzon et al., ASP Conf. Series (astro-ph/0007014).

Gorkavii, N.N., Ozernoy, L.M., Taidakova, T.A., Mather, J.C. and Heap, S.R. *IAU Proc. S202*, ASP, Eds. A.Penny et al.

На основании ранее построенных в КрАО моделей запятненности 25 красных карликовых звезд впервые вычислен болометрический дефицит фотосферного излучения этих звезд, обусловленный их запятненностью. Оказалось, что у наиболее активных звезд суммарные потери на излучение верхних атмосфер и спорадических вспышек существенно меньше, чем соответствующий болометрический дефицит фотосферного излучения, что исключает эти радиативные потери как возможный конечный сток наблюдаемого дефицита. Этот результат и послужил отправной точкой для гипотезы Кацовой-Лившица о расходовании энергии дефицита излучения запятненных фотосфер на глобальную структурную перестройку верхних атмосфер активных звезд, аналогично тому, как мощное энерговыделение во время солнечных и звездных вспышках приводит к локальной перестройке атмосфер. Это исследование принято для опубликования в *Астрономический журнал* в виде совместной статьи И.Ю. Алексеева, Р.Е. Гершберга, М.М. Кацовой и М.А. Лившица.

Закончена большая работа по изучению переменности звезды типа Т Тельца RW Aur. Анализ наблюдательного материала, полученного в течение 1996 – 1999 годов на изготовленном в КрАО эшелльном спектрографе СОФИН, который установлен на Nordic телескопе, позволил сделать следующие выводы. Сложный переменный спектр RW Aur удается разложить на несколько составляющих, образующихся в атмосфере звезды, в магнитосфере, в потоках аккрецирующего газа, и в горячих пятнах на поверхности звезды, а наблюдаемая переменность звезды может быть объяснена в рамках модели магнитосферной аккреции: вещество из околозвездного диска захватывается магнитным полем и течет вдоль силовых линий на поверхность звезды. У RW Aur существует два сравнительно устойчивых аккреционных потока с двух сторон звезды и, соответственно, два горячих пятна на поверхности звезды. Существование двух аккреционных потоков может быть вызвано либо тем, что магнитная ось не совпадает с осью вращения, либо аксиально-несимметричной структурой магнитного поля. Переменность спектра вызвана двумя процессами – радиальной аккрецией, которая носит стохастический характер, и осевым вращением, которое вносит периодическую составляющую. Результаты этого исследования изложены в статье П.П. Петрова в соавторстве с И.В. Ильиным и коллегами из Швеции, Финляндии и Португалии и направлены в *Astron. Astrophys.*

Ю.С. Ефимов вместе с коллегами из России, Великобритании, США и Испании участвовал в наблюдениях оптического компонента *C1 Cam* транзиентного рентгеновского источника XTE J0421560 во время затухания его вспышки в апреле – марте 1999 г. Моделирование спектрального распределения энергии источника до и после его вспышки выявило изменение структуры и строения пылевой компоненты околозвездной оболочки. Были определены температуры на внутреннем и внешнем краях пылевой оболочки – соответственно 1500 и 110 К. Градиент плотности пыли в околозвездной оболочке оставался неизменным до и после вспышки рентгеновского источника. Результаты исследования опубликованы в *Astron. Astrophys.* V.356 P.50, 2000.

Проанализировано долговременное поведение первого асинхронного поляр V 1500 Cyg по наблюдениям, выполненным на телевизионном комплексе МТМ-500 со времени вспышки Новой Лебедя 1975. Предложено объяснение природы 8-дневного фотометрического периода, совпадающего с периодом биений орбитально-вращательного цикла: эта периодичность может быть вызвана затенением нагретой стороны красного карлика оптически толстыми частями аккреционных колонок у магнитных полюсов белого карлика. Обнаружено, что геометрия затеняющих аккреционных структур несимметрична: красный карлик входит в их тень примерно в три раза дольше, чем выходит из нее. Получены свидетельства того, что в первые три года после взрыва Новой аккреция вещества происходила преимущественно на оба магнитных полюса белого карлика, а в последующие 10 лет – на один из них. Это исследование Е.П. Павленко и К.А. Постнова направлено для опубликования в *Astronomy and Astrophysics*.

По оригинальным наблюдениям составлен каталог данных о распределении энергии в спектрах 111 звезд поздних спектральных классов в интервале 3500–7500 Å с шагом 10 Å и спектральным разрешением около 30 Å. Для большинства звезд данные с таким разрешением получены впервые. Средняя внутренняя точность значений внеатмосферных освещенностей от звезд оценивается в 1–3% в интервале 4000–7500 Å и до 4% в интервале 3500–3650 Å. Сравнение полученных результатов с несколькими опубликованными каталогами показало, что среднее расхождение между ними составляет около 1–3% в интервале 4000 – 7500 Å, что свидетельствует о доброкаче-

ственности исходного наблюдательного материала. Это исследование, выполненное С.С. Гузием и В.В. Бурнашевым, подготовлено для 97 тома "Известий КРАО".

Анализ наблюдений пульсара Geminga, выполненных на гамма-телескопе КРАО ГТ-48, показал, что этот объект является источником гамма-квантов сверхвысоких энергий ($E > 10^{12}$ эв) на уровне достоверности 4,4 стандартных отклонения. Поток переменен с периодом ($P = 0.237099$ сек.), наблюдавшимся ранее в радиоизлучении и в диапазоне гамма-квантов высоких энергий ($E > 10^8$ эв.) (Статья Ю.И. Нешпор, А.А. Степанян, Ю.Л. Зыскин, О.Р. Калекин, В.П. Фомин, Н.Н. Чаленко, В.Г. Шитов принята к печати в Письма в астрономический журнал).

3 Исследование физики Солнца и солнечной активности

Построены модели фотосферных слоев вспышки разных рентгеновских аллов. По высоте фотосферы выделено 3 области со значительными различиями в температуре, плотности, турбулентной скорости и напряженности магнитного поля. Найдено увеличение температуры и турбулентной скорости с рентгеновским баллом вспышек. (Э.А. Барановский, Н.Н. Кондрашова и У.М. Рудникова, Вестник Киевского Университета, 2000, вып.36).

Рассчитаны полуэмпирические модели вспышки балла 3 с использованием наблюдаемых профилей линий нейтральных и ионизованных металлов. Получено, что наилучшее согласие профилей дают модели с неоднородной структурой. Найдено два типа моделей – модель с дискретным горячим слоем в верхней фотосфере и двухкомпонентная модель. Один из компонентов имеет очень высокую температуру (до 10000 К), низкую плотность и большую протяженность по высоте (1000 км). Этот горячий компонент занимает 20 доклад на конференции JENAM 2000).

Построены неоднородные полуэмпирические фотосферные модели флоккула и слабой вспышки путем согласования вычисленных и наблюдаемых профилей 11 фраунгоферовых линий. В модели фотосферы активной области была включена токовая трубка. В ней отмечены наибольшие изменения температуры. (Э.А. Барановский, Н.Н. Кондрашова, М.Н. Пасечник, КФНТ, 2000, т.16, вып. 2, с.1-14).

Исследована структура магнитных полей в корональных дырах и вблизи них по наблюдениям КРАО в линии HeI 1083 нм, на КА УОНКОН в рентгене и по измерениям фотосферных магнитных полей на обсерватории Маунт Вилсон, а также по расчетам магнитного поля на поверхности источника (2.5 радиуса Солнца). Показано, что во многих случаях связь корональных дыр с магнитными полями не укладывается в рамки принятых в настоящее время представлений. Далеко не все корональные дыры являются структурой с открытой магнитной конфигурацией. На поверхности источника в 25 магнитное поле над корональной дырой имеет знак, противоположный знаку фотосферного магнитного поля. (Н.Н. Степанян, Е.В. Маланушенко, 2000, Известия Крымск. астрофиз. obs., Т. 97)

На основании измерений фотосферного магнитного поля установлено, что в солнечном пятне с переходом от центра к краю его тени уменьшается шаг спирали магнитного поля. Такое поле является устойчивым. Это позволяет понять причину устойчивости пятен – основных носителей магнитного поля на Солнце. (О.С. Гопасюк, Кинематика и Физика Небесных Тел, 2000, Т.16, вып.3, с. 230-240).

По наблюдениям лучевых скоростей в пятнах установлено, что в тени пятен: 1) переход от характерных движений в фотосфере к движениям, характерным для хромосферы, происходит в области температурного минимума; 2) движения плазмы в хромосфере не являются прямым продолжением фотосферных движений. (О.С. Гопасюк, Кинематика и Физика Небесных Тел, 2000, Т.16, вып.3, с. 230-240).

Исследование горизонтальной и вертикальной структуры магнитного поля и плотности вертикальных электрических токов в суперактивной группе солнечных пятен показало, что выход нового закрученного магнитного поля большой напряженности в области уже существующих сильных непотенциальных магнитных полей является причиной чрезвычайной активности исследуемой группы. А.Н. Коваль, А.Н. Бабин, 2000, Известия Крымск. астрофиз. obs., Т. 97)

По данным наземных и внеатмосферных наблюдений вычислены спектры мощности напряженности фотосферного продольного магнитного поля Солнца. Показатели спектра в физически значимом линейном интервале существенно различаются в активной и спокойных областях (-1.7 в активной области и -1.3 в невозмущенной). Такое различие можно объяснить дополнительным действием мелкомасштабного турбулентного динамо в невозмущенной фотосфере. (В.И. Абраменко, В.В. Юрчишин и др. Труды конференции "Solar Cycle and Terrestrial Climate", 2000, ESA SP Ser.463).

В 1999 г. наблюдения Солнца показали усиление амплитуды 160-минутного колебания фотосферы, обусловленное, по-видимому, подъемом солнечной активности на фазе роста 23-го цикла. Найдено, что амплитуда колебания изменяется с периодом 10 лет, что может быть связано с ростом фотосферного магнитного поля или изменением внутреннего строения Солнца в ходе 11-летнего цикла. На основе измерений глубины спектральной линии поглощения фотосферы в свете от всего солнечного диска, полученные на спутнике "СОХО" найдено, что в них присутствует вариация с периодом 80 мин – обертона пульсации с периодом 160 мин. (В.А. Котов, В.И. Ханейчук, Т.Т. Цап, Кинематика и Физика Небесных Тел, 2000, т.16, вып.1, с.49)

На основе анализа мирового ряда измерений общего магнитного поля (ОМП) Солнца показано, что когерентное вращение ОМП с периодом 26.92 суток, сохраняющее начальную фазу на протяжении 32 лет, противоречит динамо-механизму и современной модели солнечного цикла. Сделан вывод, что вариации ОМП с периодами 1.04 г. и 1.60 г. обусловлены резонансами магнитного поля Солнца с орбитальными движениями Земли и Венеры. (В.А. Котов, Т.Т. Цап, доклад на заседании Лаборатории Физики Солнца КрАО)

Получен первый синтетический профиль Зееман-расщепленного параметра Стокса зеленой системы MgH и гамма-системы TiO. Синтезированные спектры были сопоставлены с наблюдаемыми параметрами Стокса I и V в тени солнечного пятна. Получено первое хорошее воспроизведение Зееман-расщепленных молекулярных линий, включая нетрадиционные профили параметра V Стокса для случая Пашен-Бак эффекта. (С.В. Бердюгина и др., *Astron. Astrophys.*, в печати).

4 Исследование планет и малых тел солнечной системы

Проведены и проанализированы фотометрические наблюдения ряда астероидов, в том числе подозреваемых в двойственности: астероида 6489, Сильвия, 1996FG3, 1998PG, (5407) 1992 AX, 4197 и других. Для астероида Сильвия предложена модель, учитывающая движение его спутника и объясняющая наблюдаемые периодичности блеска. Показано, что каждый из астероидов (1996FG3, 1998PG, (5407) 1992 AX) имеет два периода: один короткий, в несколько часов и второй – более длинный; а астероид 4197 имеет три периода. Наличие двух периодов, отличающихся примерно на 20%, объясняет сложную кривую блеска астероида и неоднозначность периодов, полученных разными авторами в разное время. По-видимому, астероид 4197 является двойным, и его компоненты вращаются с периодами P1 и P2, а период P3 связан с орбитальным движением компонент астероида. Н.М. Гафтонюк, В.В. Прокофьева, В.П. Тарашук, Международная конференция "Космическая защита Земли – 2000", Евпатория, 2000, сентябрь 11 – 15.

По наблюдениям на телескопе Цейс – 1000 на г. Кошка к 2000 году, вблизи радиантов метеорных потоков Персеиды, Гемениды, Каприкорниды обнаружено 26 объектов метрового и декаметрового размера. Впервые надежно выявлено существование нового класса объектов в метеорных потоках – размерами метры и декаметры. Создана методика оценки эффективности таких наблюдений на основе априорной информации о потоке. Разработана методика оценки расстояний до объектов, их размеров и возможного пролётного расстояния от Земли баллистическим методом. Получена оценка доли таких объектов в метеорных потоках. (И.В. Николенко, Д.И. Неяченко, А.Д. Зенькович совместно с Институтом астрономии РАН).

Развит новый кинетический подход для исследования динамики межпланетной пыли с учетом различных эффектов (Пойнтинга-Робертсона, испарения частиц, резонансного захвата дрейфующих частиц планетами и гравитационного рассеяния на планетах). Подход базируется на новых

аналитических и численных решениях, полученных Н.Н. Горькавым и Т.А. Тайдаковой в соавторстве с американскими астрономами Л. Озерным и Дж. Мазером. Новый метод позволил рассчитать первую физическую трехмерную модель облака межпланетной (зодиакальной) пыли для частиц из астероидного пояса, комет и транснептунианских объектов. Это позволило с точностью нескольких процентов вычислять карту тепловой эмиссии и рассеянного света для космических телескопов в любой точке Солнечной системы и для любой длины волны. Новая модель позволила объяснить ряд важнейших наблюдаемых эффектов, в частности, резкий обрыв концентрации зодиакальной пыли за границей в 2 а.е. и данные “Пионеров” и “Вояджеров” о наличии практически постоянного количества пыли за орбитой Юпитера. (Gorkavyi, N.N., Ozernoy, L.M., Mather, J.C. and Taidakova, T. In: NGST Science and Technology Exposition (eds. E.P. Smith & K.S. Long), ASP Series, v.207, p.462–467, 2000;

Ozernoy, L.M., Gorkavyi, N.N., Mather, J.C. and Taidakova, T. IAU Proc. S204, ASP, Eds. M. Harwit & M. Hauser).

Исследована динамика и структура рассеянной кометной популяции в Солнечной системе, в частности, в численных расчетах показано, что в транснептунианской кометной популяции должны существовать десятки щелей (минимумов распределения по большой полуоси) в резонансах с Нептуном и аналогичных щелям Кирквуда в поясе астероидов. (Ozernoy, L.M., Gorkavyi, N.N. and Taidakova, T.A. Planetary Space Sci., 2000, v.48, 993–1003;

Taidakova, T., Ozernoy, L.M., and Gorkavyi, N.N. In: Highlights of Astronomy, JD4, ASP, eds/ A. Lemaître & H. Rickman, 2000).

5 Исследование глобальных движений материков и полюсов Земли

Впервые получено математическое описание параметрического возбуждения собственного колебания Земли. На основании этого описания получены конечные выражения для вычисления стационарной амплитуды и пределов изменения периода чандлеровского колебания. Теоретические результаты согласуются с наблюдениями. (Совместно с ин-том астрономии РАН и ГАО НАНУ), G. Kurbasova, L. Rykhlova, 2000, IAU Colloquium 178, p.493–494;

Г.С. Курбасова, Л.В. Рыхлова, 2000, Астрометрия, геодинамика и небесная механика на пороге XXI века. Спб.: ИПА РАН с.98.

В результате анализа двухчастотных РСДБ наблюдений, выполненных согласно международным геодиническим программам в течении 1994 – 2000 гг., определено, что станция “Симеиз” перемещается относительно Евразийской тектонической плиты со скоростью 2.8 ± 0.9 мм/год в северо-восточном направлении. Вертикальная скорость движения станции пока уверенно не определена, она составила 2.6 ± 3.0 мм/год. (Н.С. Нестеров, А.Е. Вольвач совместно с Институтом геодезии Института радиоастрономии Макса Планка, Бонн, ФРГ)

6 Разработка наземных и космических телескопов и светоприемной аппаратуры

В конструкции космического телескопа “Спектр-УФ” заложена возможность коррекции формы поверхности главного зеркала в космосе. В КрАО проведены исследования технологической системы управляемого гнуптия зеркала. Изготовленное в КрАО зеркало диаметром 1.7 м смонтировано на платформе с пневматической разгрузкой, изготовленной в НПО им.Лавочкина. Система гнуптия зеркала состоит из 36 активных элементов, расположенных на двух окружностях и позволяющих приложить к каждому элементу усилия до ± 3 кг, в соответствии с поданными на них командами. Измерения формы поверхности зеркала ведется по интерферограммам с точностью 0.02 мкм. В результате проведенных экспериментов установлено, что система активных элементов позволяет провести коррекцию формы поверхности зеркала телескопа со среднеквадратичной ошибкой до 0.02 мкм, что обеспечивает диффракционное качество изображения (Н.В. Стешенко – руков.,

Д.Н. Рачковский, А.И. Долгушин, Г.М. Попов, А.Л. Журавлев, А.В. Долгополов, совместно с сотрудниками НПО им. Лавочкина (Москва)).

Согласно договору с ГКБ "Южное" (Днепропетровск) разработан аванпроект космического телескопа диаметром 0.8 м для дистанционного зондирования Земли (Л.В. Дидковский, Н.В. Стешенко, В.Ю. Теребиж, А.М. Зверева совместно с сотрудниками ГКБ "Южное").

Проведена глобальная модернизация оборудования международной станции Лазерной Локации ИСЗ (SIMEIZ 1873). С помощью NASA развернута станция IGS на прием SNR 8000 для обеспечения точного времени. При поддержке МОН организован INTERNET прямого доступа и приобретено необходимое оборудование. Отремонтирован лазер, реконструированы механические и оптические узлы телескопа, разработано новое программное обеспечение наблюдений. За 2000г. станция провела 116 сеансов наблюдений ИСЗ. (Л.С. Штирберг)

Изготовлен и протестирован светоприёмник, предназначенный для контроля прозрачности атмосферы при наблюдениях на наземном гамма-телескопе ГТ-48. Работа проводилась в рамках сотрудничества КраО в международном проекте MAGIC. (А.А. Степанян, В.П. Фомин, О.Р. Калекин)

Совместно с Радиоастрономическим институтом НАНУ, Харьков, и Институтом прикладной физики РАН, Н.Новгород отлажена и проверена в работе изготовленная в Украине аппаратура для наблюдений на РТ-22 в 3-мм диапазоне (Руководитель Н.С. Нестеров).

Выполнен капитальный ремонт ПЗС матрицы Photometrics, установленной в фокусе куде ЗТШ, и ремонт ПЗС матрицы Astromed, работавшей в том же куде спектрографе (Н.Н. Охмат и Д.Н. Шаховской).



ЗИНАИДА АЛЕКСЕЕВНА ЩЕРБАКОВА

(1942 – 2000)

Год назад, 11 марта 2000 года после непродолжительной болезни ушла из жизни Зинаида Алексеевна Щербакова. Интерес к астрономии возник у Зинаиды Алексеевны еще в школьные годы – она была активным участником Крымского Общества Любителей Астрономии - КОЛА. Это позволило ей сразу же после окончания школы включиться в профессиональную астрономическую работу: молоденькой девушкой она почти год провела в экспедиции по исследованию астроклимата для выбора места строительства высокогорной обсерватории в горах Таджикистана (вблизи озера Искандер Куль). Потом Зинаида Алексеевна поступила на астрономическое отделение Ленинградского университета, а после его окончания, в 1968 году, вернулась в Крым и с тех пор работала в Крымской астрофизической обсерватории в лаборатории физики Солнца.

Зинаиду Алексеевну всегда отличал живой интерес к новой технике астрономических наблюдений. С ее именем связан первый в нашей обсерватории опыт фотографирования спектров Солнца на экспериментальных фотопленках, чувствительных к инфракрасной области. Ею получены и опубликованы уникальные наблюдения спектра солнечной вспышки в области линии гелия 1083 нм. Наблюдения Солнца с CCD-камерой в КраО тоже было начато Зинаидой Алексеевной. Она накопила и обработала длинный ряд наблюдений Солнца как звезды в линии гелия. Это позволило ей исследовать связь уровня солнечной активности с 11-летним циклом.

Зинаида Алексеевна Щербакова вырастила двух детей, много сил и тепла своего сердца отдавала семье, друзьям и коллегам. На ее долю выпало немало испытаний, и она мужественно с ними справлялась. Светлая память о Зинаиде Алексеевне и тепло ее души сохранятся в наших сердцах.

Друзья и коллеги.



ПЕТР ПАВЛОВИЧ ДОБРОНРАВИН

(1908 - 2000)

10 марта 2000 г. на 93-м году жизни скончался старейший сотрудник Крымской астрофизической обсерватории – Петр Павлович Добронравин.

П.П. Добронравин в 1930 г. окончил физико-математический факультет Ленинградского университета и поступил на работу в Астрономический институт в Ленинграде.

В 1931–1934 гг. П.П. Добронравин участвовал в поисках мест для строительства обсерваторий на Кавказе и в Средней Азии. С 1937 г. П.П. Добронравин работал в Пулковской обсерватории и в ее Симеизском отделении под руководством Григория Абрамовича Шайна.

В 1942 г. Петр Павлович был призван в армию для участия в Великой Отечественной войне и был тяжело ранен. В 1944 г. по ходатайству акад. Г.А. Шайна Петр Павлович был отчислен из Армии и вызван в Москву, где совместно с Г.А. Шайном занимался подготовкой к реорганизации и восстановлению Симеизской обсерватории, разрушенной оккупантами. После окончания войны Петр Павлович был командирован в Германию в составе комиссии по поиску вывезенного из Симеизской обсерватории астрономического оборудования и изъятию, в порядке репарации, части оборудования из немецких обсерваторий. В июне 1945 г. Симеизское отделение Пулковской обсерватории было преобразовано в самостоятельное учреждение – Крымскую астрофизическую обсерваторию АН СССР (КраО), для которой было решено создать крупный телескоп (диаметром 2,5 м). С 1946 г. Петр Павлович участвовал в восстановлении обсерватории в Симеизе и в строительстве обсерватории на новом месте, там, где сейчас п. Научный. С 1945 г. Петр Павлович был заместителем председателя комитета АН СССР по строительству 2,6-метрового телескопа, с 1952 г. – заместителем директора по научной работе КраО.

В том, что в трудный период послевоенной разрухи в короткий срок была восстановлена обсерватория в Симеизе, вводились в строй новые телескопы и создавалась инфраструктура п. Научный, – значительна заслуга Петра Павловича.

С введением в строй 2,6-метрового телескопа им. акад. Г.А. Шайна Петр Павлович участвовал в наблюдениях межпланетных автоматических станций с целью определению их координат и уточнения орбит. За эту работу ему, с группой сотрудников, была присуждена Государственная премия. В последние годы жизни Петр Павлович работал над составлением библиографического каталога литературы по ультрафиолетовым спектрам небесных тел. Этот каталог сейчас находится в научной библиотеке КрАО.

Много лет Петр Павлович был заместителем главного редактора научного сборника "Известия Крымской астрофизической обсерватории" и многие научные сотрудники КрАО с благодарностью вспоминают его уроки четкого изложения научных результатов.