

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Год основания издания — 1947

Том 88



МОСКВА "НАУКА"

1993

Известия Крымской астрофизической обсерватории. Т. 88. — М.: Наука, 1993. — 159 с. — ISBN 5-02-007013-0

В 88 томе "Известий Крымской астрофизической обсерватории" представлены оригинальные статьи, содержащие результаты исследования физических параметров звезд, галактик, белой солнечной вспышки и активных областей на Солнце. Дано также описание новых оптических и электронных систем и приборов для астрофизических исследований.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

The 88 volume of the "Izvestia Krymskoy Astrofizicheskoy Observatorii" presents the original articles, containing the results of investigations of the physical parameters of the stars, galaxies, white solar flare and active regions on the Sun. The descriptions of new optical and electronic systems and devices for astrophysical investigations are given also.

The collection of paper is intended for specialists in astronomy and astrophysics.

Редакционная коллегия:

член-корреспондент РАН *Н.В. Стешенко* (председатель),
кандидат физ.-мат. наук *Н.И. Шаховская* (ответственный секретарь),
доктор физ.-мат. наук *А.В. Брунс*,
доктор физ.-мат. наук *Р.Е. Гершберг*,
кандидат физ.-мат. наук *И.С. Саванов*,
кандидат физ.-мат. наук *Д.Н. Рачковский*

Рецензенты:

кандидат физ.-мат. наук *В.И. Проник*
доктор физ.-мат. наук *А.А. Степанян*

1605040000-193
И 042 (02) -93 Заказное

ISBN 5-02-007013-0

© Крымская астрофизическая обсерватория, 1993

СОДЕРЖАНИЕ УГЛЕРОДА, АЗОТА, КИСЛОРОДА И ДРУГИХ ЭЛЕМЕНТОВ В АТМОСФЕРАХ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ЗВЕЗД ТИПА δ Sct, II, 44 Tau

Т.М. Рачковская

Изучены спектры 44 Tau, пульсирующей звезды типа δ Sct, на основании наблюдений с ПЗС-матрицами [7,8] с высоким спектральным разрешением (0,1 Å) в участках длин волн, центрированных на λ 5040, 5052, 5380, 5535, 6156, 7774, 8685 Å.

Сделаны оценки содержания $\lg \epsilon$ одиннадцати элементов (табл. 4), в том числе углерода, азота, кислорода, натрия, кремния и серы, содержания которых получены впервые.

Результаты следующие:

Содержания $\lg \epsilon$ (C) = 8,50, $\lg \epsilon$ (N) = 7,75 и $\lg \epsilon$ (O) = 8,75 в 44 Tau оказались ниже солнечных соответственно на $\sim 0,10$ dex, 0,25 dex и 0,10 dex.

Величина содержания натрия в 44 Tau $\lg \epsilon$ (Na) = 6,25 близка к солнечному значению, сера $\lg \epsilon$ (S) = 7,00 наблюдается в небольшом дефиците ($\sim 0,2$ dex) по сравнению с Солнцем.

CARBON, NITROGEN, OXYGEN AND THE OTHERS ELEMENTS ABUNDANCES IN THE ATMOSPHERES OF THE DELTA SCUTI PULSATING VARIABLES. II. 44 Tau, by T.M. Rachkovskaya. The spectra of the Delta Scuti pulsating variable 44 Tau have been investigated using observations with the CCD-matrix [7,8] with the high spectral resolution (0,1 Å) in the regions centered on the lines λ 5040, 5052, 5380, 5535, 6156, 7774, 8685 Å.

The abundances of the eleven elements in the 44 Tau atmosphere have been obtained (tab. 4). Carbon ($\lg \epsilon$ (C) = 8,50), nitrogen ($\lg \epsilon$ (N) = 7,75), oxygen ($\lg \epsilon$ (O) = 8,75), sodium ($\lg \epsilon$ (Na) = 6,25), silicon ($\lg \epsilon$ (Si) = 7,00–7,50) and sulphur ($\lg \epsilon$ (S) = 7,00) abundances for 44 Tau here derived for the first time, and relative to the Sun are the following: The sodium abundance in 44 Tau is the same, as in the Sun, the elements O, C, S and N have deficit respectively: $-0,10$ dex (O), $-0,20$ dex (C, S), $-0,25$ dex (N).

Введение

В работе [1] по наблюдениям спектров с ПЗС-матрицей изложены результаты определения содержания C, N, O и некоторых других элементов в атмосфере 28 And, пульсирующей звезды типа δ Sct. Здесь будут представлены итоги аналогичных исследований 44 Tau, также звезды типа δ Sct.

Визинович и Перси [2] нашли, что 44 Tau является радиальным пульсатором с периодами $P = 0^d,1449$ (фундаментальный радиальный период) и $P = 0^d,1120$ (обертон). Смит [3] в результате наблюдений профиля линии $\lambda 4476$ FeI подтвердил, что в 44 Tau присутствуют только радиальные пульсации. Кроме того, Смит отметил, что не наблюдалось изменения ширины исследованной им $\lambda 4476$ в течение пульсационного периода.

Таблица 1
Некоторые сведения о звезде 44 Tau

Звезда	HD	$v \sin i$, км/с	m_V	Δm	$P_{\text{пульс}}$
44 Tau	26322	5 [3] 15 [6]	5,7	0,18 [3]	$0^d,145$

Анализ спектра 44 Тау методом моделей атмосфер был выполнен Куртцем [4] и позднее Любимковым и Рачковской [5]. Эти исследования показали, что 44 Тау имеет аномальный химический состав с сравнительно небольшой степенью аномалий. Однако авторам [4,5] не удалось наблюдать линии С, N, O, чтобы сделать оценки содержания этих элементов, представляющих большой эволюционный интерес. Мы попытались восполнить этот пробел (табл. 1).

1. Материал наблюдений

Наблюдения проводились на 2,6-м рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории с ПЗС-матрицей Хельсинского университета (Финляндия) [7] (600 × 380 пиксел) в 1988 и 1990 гг. и отечественной ПЗС-матрицей [8] (580 × 520 пиксел) в 1991 г. Матрицы устанавливались в фокусе куде дифракционного спектрографа. Обратная

Таблица 2
Некоторые данные о наблюдениях

Дата	$\lambda_{\text{центр}}, \text{\AA}$	Дата	$\lambda_{\text{центр}}, \text{\AA}$
28–29.09.1988 г.	7774	15–16.10.1991 г.	5040
29–30.09.1988 г.	5535		6156
23–24.11.1990 г.	8686	16–17.10.1991 г.	5380
15–16.10.1991 г.	5052	20–21.10.1991 г.	8683

линейная дисперсия спектров составляла 3 Å/мм, спектральное разрешение 0,15 Å × X пиксел. В обоих случаях одновременно регистрировался спектральный участок около 30 Å. За все время наблюдений было зарегистрировано шесть интервалов спектра 44 Тау; в четырех из них наблюдались линии элементов С, N и O. Для повышения точности наблюдений, как правило, в одну ночь делалось 2–3 экспозиции одной и той же области спектра. В табл. 2 представлен материал наблюдений, где указана дата наблюдений и длина волны, на которую был центрирован данный участок. Для спектров с центром в $\lambda 8683$ и $\lambda 8686$ NI отношение сигнал/шум составляло $S/N = 50 \div 80$, для остальных спектров $S/N \geq 100$. Продолжительность отдельной экспозиции была от 30 до 60 мин. Техника обработки наблюдений описана в [1].

2. Эквивалентные ширины. Силы осцилляторов

В табл. 3 в первых четырех столбцах приведен список линий, наблюдаемых и исследуемых здесь, номера мультиплетов, силы осцилляторов $\lg gf$ и эквивалентные ширины W_λ . Как видно из табл. 3, кроме С, N, O, в спектре 44 Тау нам удалось наблюдать линии еще восьми элементов. Заметим, что линии магния, кальция, скандия, титана и железа наблюдались нами ранее [5]. Углерод, азот, кислород, натрий, кремний и сера в 44 Тау исследуются здесь впервые. Силы осцилляторов взяты из следующих источников: углерод из [9], азот, кислород, натрий, кремний, титан из [10], магний и сера из [11], кальций и скандий из [12], железо из [13, 14].

Т а б л и ц а 3
Список исследованных линий в спектре 44 Тау

Элемент, λ , Å	Мульти- плет	$\lg gf$	W_λ , м Å	$\lg \epsilon$	Элемент, λ , Å	Мульти- плет	$\lg gf$	W_λ , м Å	$\lg \epsilon$
Cl					Sc II				
5052,12	12	-1,49	110	8,56	5526,81	31	0,00	91; 123*	2,44
5380,24	11	-1,68	74	8,40	Ti II				
NI					5381,02	69	-1,86	95	4,75
8680,28	1	+0,40	98	8,03	Fe I				
8683,38	1	+0,14	38	7,61	5049,82	114	-1,46	113	7,04
8686,13	1	-0,27	46	7,62	5051,64	16	-2,80	129	7,35
OI					5065,02	1094	-0,39	148	7,75
6155,99	10	-0,66	218	8,75(синт. спектр)	5068,77	383	-1,22	142	7,51
6156,76	10	-0,45			5367,47	1146	+0,23	115	7,01
6158,19	10	-0,31			5373,79	1166	-0,87	35	7,37
7771,96	1	+0,35			5379,58	928	-1,58	30	7,41
7774,18	1	+0,21	200	8,67	5383,37	1146	+0,42	150; 140*	7,00
7775,40	1	-0,02	164	8,62	5389,48	1145	-0,69	74	7,68
NaI					5391,49	1062	-0,97	64	7,57
6154,22	5	-1,57	16	6,28	5393,17	553	-0,90	112	7,19
6160,75	5	-1,26	27	6,22	5522,46	1108	-1,64	14	7,47
MgI					5525,62	1062	-1,36	36	7,69
5528,42	9	-0,48	182	6,95	5532,80	783	-2,20	17	7,68
SiI					5535,42	626	-1,95	57	7,76
6145,09	29	-0,82	31	7,05	5538,54	839	-1,69	14	7,11
6155,21	29	-0,40	68	6,94	5543,26	926	-1,59	44	7,62
Si II					5543,96	1062	-1,15	44	7,59
5056,02	5	+0,52	60	7,49	6151,62	62	-3,30	14	7,55
SI					6157,73	1015	-1,25		7,60
8679,70	6	-0,41	98	7,05				(синт. спектр)	
8693,98	6	-0,52	33	7,03	6165,37	1018	-1,32	18	7,55
8694,77	6	+0,05	80	6,97	6170,49	1260	-0,67	56	7,57
Ca I					7780,58	1154	-0,27	86	7,25
6161,29	20	-1,27	31	6,26	8674,32	339	-1,70	70	7,14
6162,18	3	-0,09	156	5,75	8688,62	60	-1,21	159	6,77
6163,76	20	-1,02	48	6,28	8699,43	1267	-0,70	38	7,50
6166,44	20	-1,14	30	5,65	Fe II				
6169,05	20	-0,80	61	6,18	5519,57	204	-1,54	14	7,36
6169,56	20	-0,48	85	6,09	5534,86	55	-2,96	116; 120*	7,26
					6147,74	74	-3,00	91	7,60
					6149,25	74	-2,87	82	7,37

П р и м е ч а н и е. Звездочкой обозначены W_λ этих линий согласно распределениям [5].

3. Химический состав

Содержания элементов $\lg \epsilon$ в атмосфере 44 Тау были оценены на основании модели $T_{\text{эф}} = 7100$ К, $\lg g = 3,8$ и $\xi_t = 5,2$ км/с, которая принята нами ранее [5]. Величина $\lg \epsilon$ вычислялась как по эквивалентным ширинам, так и методом синтетических спектров [15]. Последний метод был применен для определения содержания кислорода по линиям триплета $\lambda 6155$, $\lambda 6156$, $\lambda 6158$ OI, линии которого наблюдались в бленде. В пятом столбце табл. 3 указаны содержания элементов, полученные по индивидуальным линиям. В табл. 4 приведены усредненные значения $\lg \epsilon$, если оценки сделаны по нескольким линиям; для сравнения здесь же даны величины $\lg \epsilon$ согласно фотографическим наблюдениям [5]. В последнем столбце табл. 4 приводятся солнечное содержание соот-

Т а б л и ц а 4
Содержания элементов в атмосфере 44 Тау и на Солнце

Элемент	Данные настоящей статьи		Данные [5]		$\lg \epsilon_{\odot}$	
	n	$\lg \epsilon$	n	$\lg \epsilon$		
Cl	2	8,48	—	—	8,60	[18]
NI	3	7,75	—	—	8,00	[19]
OI	3	8,75	—	—	8,86	[20]
NaI	2	6,25	—	—	6,28	[16]
MgI	1	6,95	2	7,09	7,36	
SiI	2	7,00	—	—	7,65	[12]
SiII	1	7,50	—	—	7,55	
SI	3	7,02	—	—	7,20	[17]
CaI	6	6,03	7	6,07	6,36	[16]
ScII	1	2,44	1	2,66	3,00	
TiII	1	4,75	6	4,82	4,82	
FeI	25	7,40	25	7,33	7,55	
FeII	4	7,40	7	7,21	7,56	

ветствующих элементов $\lg \epsilon_{\odot}$ и ссылки на статьи, из которых взяты эти значения. Рассмотрим каждый элемент в отдельности, и прежде всего те из них, которые исследовались нами ранее [5].

Железо. Линии железа оказались самыми многочисленными из всех наблюдаемых нами элементов как в [5], так и с ПЗС-камерой. Из табл. 4 следует, что содержание железа по ПЗС-наблюдениям $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7,40$ оказалось несколько выше, чем в [5]. В качестве среднего значения мы приняли $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7,35$, что на 0,20 dex ниже солнечного содержания (последний столбец табл. 4). Таким образом, вывод, сделанный нами в [5] о пониженном содержании железа по сравнению с Солнцем, остается в силе. Заметим, при вычислении средней величины $\lg \epsilon(\text{Fe})$ для всех рассматриваемых элементов, которая сравнивалась с Солнцем, придавался больший вес значениям, полученным по большему числу линий.

Кальций. Среднее значение содержания кальция $\lg \epsilon(\text{Ca}) = 6,03$, вычисленное по шести линиям, наблюдаемым с ПЗС-камерой, практически то же самое, что и в [5], и ниже солнечного значения (табл. 4) на 0,31 dex.

Магний, скандий, титан. В исследуемых с помощью ПЗС-матрицы участках спектра мы наблюдали лишь по одной линии этих элементов (см. табл. 3). Полученные величины содержаний магния и титана соответственно равны $\lg \epsilon(\text{Mg}) = 6,95$ и $\lg \epsilon(\text{Ti}) = 4,75$, что близко к значениям этих величин в [5]. Содержание магния, таким образом, можно считать в среднем меньше солнечного примерно на 0,3 dex, а $\lg \epsilon(\text{Ti})$ в 44 Тау от солнечного практически не отличается. Как видно из табл. 4, содержание скандия $\lg \epsilon(\text{Sc}) = 2,44$ по ПЗС-наблюдениям ($D = 3 \text{ \AA/мм}$) определено по одной линии — $\lambda 5526,8$, а по фотографическим наблюдениям ($D = 12 \text{ \AA/мм}$) по двум линиям: $\lg \epsilon(\text{Sc}) = 2,66$ ($\lambda 5526,8$) и $\lg \epsilon(\text{Sc}) = 3,48$ ($\lambda 5031,02$). Различие в значениях эквивалентной ширины линии $\lambda 5526,8$ (см. табл. 3) по наблюдениям разными методами, по-видимому, можно объяснить разными дисперсиями, т.е. здесь с ПЗС-матрицей она наблюдалась "чистой", тогда как в [5] — в бленде. Что касается линии $\lambda 5031,02$, то, видимо, ее эквивалентная ширина завышена в результате блендирования. В дальнейшем мы не будем принимать ее во внимание и окончательно, придавая больший вес ПЗС-спектрам, считаем $\lg \epsilon(\text{Sc}) = 2,50$. Сравнивая эту величину с солнечным значением (см. табл. 4), можно предполагать, что содержание скандия в 44 Тау ниже солнечного на полпорядка.

Рассмотрим теперь элементы, содержания которых получены здесь впервые.

Натрий. Наблюдалось две линии нейтрального натрия, которые дали близкие между

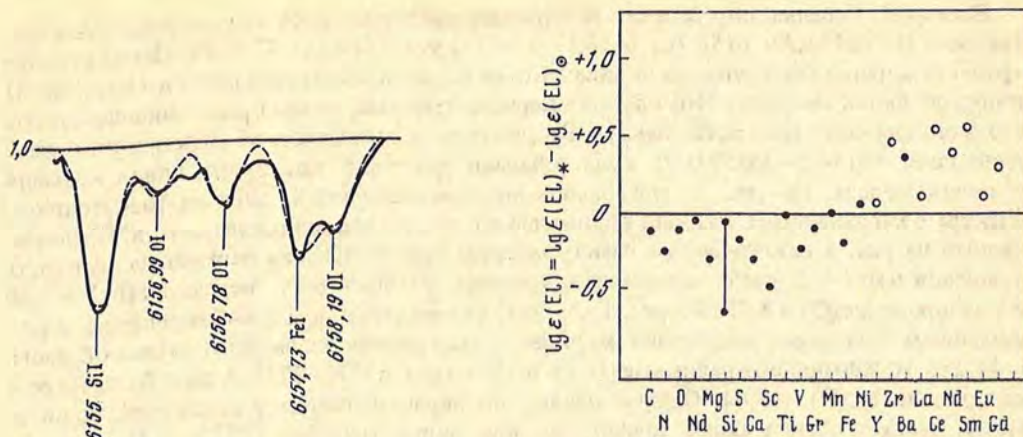


Рис. 1. Сравнение наблюдаемого спектра звезды 44 Тау (сплошная линия) с синтетическим (штриховая)

Рис. 2. Сравнение содержания элементов в атмосфере 44 Тау с их содержанием в атмосфере Солнца
Точки — элементы, содержание которых определено здесь и в [5]; кружки — определения [5] по эквивалентным ширинам [4]

собой значения содержаний (см. табл. 3). В качестве среднего принимаем $\lg \epsilon(\text{Na}) = 6,25$, оно практически не отличается от солнечного (см. табл. 4).

Сера. Оценки содержания серы сделаны по трем линиям, которые также дают близкие значения (см. табл. 3), среднее из них равно $\lg \epsilon(\text{S}) = 7,02$, что ниже солнечного на 0,20 dex.

Кремний. В исследуемых нами ПЗС-спектрах оказались две линии нейтрального кремния $\lambda 6145,09$ и $\lambda 6155,21$ (см. табл. 3) и одна ионизованного $\lambda 5056,02$. По эквивалентным ширинам первых двух линий получено содержание $\lg \epsilon(\text{Si}) = 7,00$, что на 0,65 dex ниже содержания этого элемента на Солнце (см. табл. 4). Это значение подтверждено нами методом синтетического спектра, который был рассчитан в диапазоне $\lambda 6155-6159 \text{ \AA}$ (рис. 1) с целью определения содержания кислорода в 44 Тау (см. ниже). В указанный интервал длин волн попадает линия кремния $\lambda 6155,21 \text{ SiI}$. При расчете принималось содержание кремния равным $\lg \epsilon(\text{Si}) = 6,95$ и, как видно из рис. 1, согласие наблюдаемого и рассчитанного профиля этой линии хорошее. Однако вычисленное по $\lambda 5052,02 \text{ SiII}$ содержание $\lg \epsilon(\text{Si}) = 7,49$ оказалось на полпорядка выше, чем по линиям SiI, и от солнечного практически не отличалось (см. табл. 4). Напомним, аналогичный результат был получен нами для 28 And [1].

Углерод. Нам удалось наблюдать две линии углерода. Одна из них $\lambda 5052,12 \text{ CI}$ в синем крыле блендируется линией железа $\lambda 5051,61 \text{ FeI}$, поэтому ее эквивалентная ширина определена по красной неблендированной части профиля. Как видно из табл. 3, значения содержания углерода по двум линиям оказались близкими и в среднем ниже солнечного на 0,10 dex (см. табл. 4).

Азот. Выше отмечалось, что качество спектров в области наблюдаемых нами линий азота несколько хуже ($S/N = 60 \div 80$), тем не менее нам удалось достаточно уверенно определить эквивалентные ширины линий триплета $\lambda 8680,28$; $8683,38$ и $8686,13$. Значения содержаний по двум последним линиям (см. табл. 3) совпадают, но $\lambda 8680,28$ дает более высокую величину содержания, что никоим образом не связано с блендированием этой линии, к примеру линией серы $\lambda 8679,70 \text{ SI}$, как это наблюдалось нами у звезды 28 And [1]. Как видно из табл. 1 и следует из наших оценок (см. ниже), скорость вращения $v \sin i$ у 44 Тау невелика и указанные линии азота и серы в ПЗС-спектрах достаточно хорошо разделяются. Окончательно принимаем величину содержания азота в 44 Тау равной $\lg \epsilon(\text{N}) = 7,75$, что на 0,25 dex меньше, чем на Солнце (см. табл. 4).

Кислород. С целью определения содержания кислорода в 44 Tau мы наблюдали два триплета OI $\lambda 6155,99$; $6156,76$; $6158,19$ и $\lambda 7771,96$; $7774,18$; $7775,40$. Линии второго триплета хорошо разделены, их эквивалентные ширины достаточно велики (см. табл. 3) и определяются уверенно. Что касается первого триплета, то мы предпочли исследовать его методом синтетического спектра. Рассчитывался синтетический спектр в интервале длин волн $\lambda 6154,5 - \lambda 6159,0$ Å, куда попадают три линии кислорода, линия кремния и линия железа. На рис. 1, где сравниваются окончательный вариант рассчитанного спектра с наблюдаемым, указано положение линий перечисленных элементов. Представленный на рис. 1 синтетический спектр получен при следующих параметрах: скорость вращения $v \sin i = 8$ км/с, содержания кремния $\lg \epsilon(\text{Si}) = 6,95$, железа $\lg \epsilon(\text{Fe}) = 7,60$ и кислорода $\lg \epsilon(\text{O}) = 8,75$. Из рис. 1 следует, что согласие между наблюдаемыми и рассчитанным спектрами достаточно хорошее и содержание кислорода, таким образом, в 44 Tau можно принять равным $\lg \epsilon(\text{O}) = 8,75$. Линии $\lambda 7772 - 7775$ Å дают более низкое содержание $\lg \epsilon(\text{O}) = 8,64$. Однако оценку по первому триpletу кислорода, по-видимому, следует считать более точной, так как линии триплета $\lambda 7772 - 7775$ довольно сильны, они могут быть чувствительны к отклонениям от ЛТР, к возможной неточности в значении микротурбулентной скорости и постоянной затухания. Окончательно принимаем для 44 Tau $\lg \epsilon(\text{O}) = 8,75$, что меньше солнечного на $\sim 0,10$ dex.

Полученная в результате расчета синтетического спектра скорость вращения $v \sin i = 8$ км/с находится в пределах значений $v \sin i$, приведенных в табл. 1 согласно [3] и [6].

4. Обсуждение результатов

На рис. 2 представлены окончательные результаты наших исследований, здесь показана зависимость разности содержаний $\lg \epsilon(\text{El})$ в 44 Tau и на Солнце от порядкового номера элемента. Содержания более тяжелых элементов оценены нами в [5] на основании эквивалентных ширин [4]. Как отмечалось ранее [5, 21], среди исследованных нами пульсирующих типа δ Sct звезда 44 Tau принадлежит к группе звезд с более слабо выраженными аномалиями химического состава. Оценки содержаний $\lg \epsilon$, сделанные здесь для дополнительных элементов, в общем подтверждают этот вывод. Из рис. 2 видно, что содержания $\lg \epsilon$ более легких элементов (за исключением некоторых) наблюдаются в 44 Tau в дефиците в пределах от 0,1 до 0,5 dex. Содержания натрия, титана, марганца, никеля практически не отличаются от солнечного. Более тяжелые элементы при достаточно большом разбросе значений $\Delta \lg \epsilon$ в среднем показывают небольшой избыток. Особое внимание обращает на себя кремний. На рис. 2 представлены величины содержаний, полученные как по линиям нейтрального кремния (две линии) $\Delta \lg \epsilon(\text{Si}) = -0,65$, так и ионизованного (одна линия) $\Delta \lg \epsilon(\text{Si}) = -0,05$. Различие, как видно, составляет 0,6 dex. В связи с этим мы пока не можем сделать однозначный вывод о величине содержания кремния в 44 Tau, равно как и в 28 And (см. выше). По-видимому, необходимо исследовать дополнительные линии SiI и SiII. В случае если результат подтвердится, то одним из возможных объяснений такого расхождения, ссылаясь на статью Боярчука, Любимкова и др. [22], является предположение, что это следствие неучета отклонения от локального термодинамического равновесия. Авторы [22] в результате расчетов ионизационного баланса FeI – FeII для сверхгигантов и карликов класса F при отказе от предположения ЛТР показали, что при ЛТР в конечном итоге линии FeI могут давать заниженное содержание железа. К сожалению, для кремния подобных расчетов пока нет.

Остановимся на элементах C, N, O. Полученные нами значения $\lg \epsilon(\text{C}, \text{N}, \text{O})$ для 44 Tau и 28 And [1] мы сравнили с результатами исследования этих элементов Роби и Ламбертом [23] для стандартных и металлических A_m -звезд соответственно на рис. 3 и 4, где представлены зависимости $\lg \epsilon(\text{C}, \text{N}, \text{O})$ от эффективной температуры $T_{\text{эф}}$. Из рис. 3 и 4 видно, что по содержанию углерода $\lg \epsilon(\text{C})$ 44 Tau и 28 And не отличаются от стандартных и A_m -звезд. Содержание азота у 44 Tau (рис. 3) можно считать подоб-

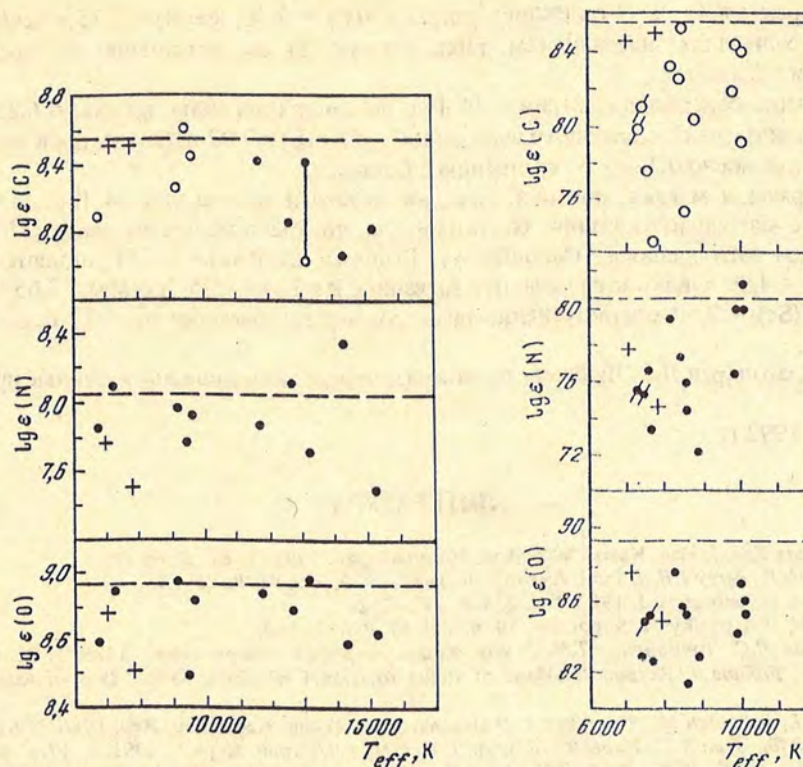


Рис. 3. Содержание углерода, азота и кислорода в зависимости от эффективной температуры $T_{\text{эф}}$ (К) в стандартных звездах согласно [9]

Штриховые линии — солнечное содержание C, N, O. Круги и точки на верхнем рисунке соответствуют содержанию по линиям нейтрального и ионизованного углерода. Крестики — содержание C, N, O для 44 Тау согласно нашим определениям здесь и для 28 Анд в [1]

Рис. 4. Содержание углерода, азота и кислорода в зависимости от эффективной температуры $T_{\text{эф}}$ (К) в A_m -звездах согласно [9]

Круги и точки, перечеркнутые косыми линиями — пульсирующие звезды ρ Pup и δ Del. Остальные обозначения те же, что на рис. 3

ным стандартным звездам, а у 28 Анд оно ниже. Но, как видно из рис. 4, обе звезды по величине $\lg \epsilon(N)$ в общем подобны A_m -звездам. Наконец, значение содержания кислорода $\lg \epsilon(O)$ у 44 Тау соответствует среднему, а у 28 Анд более низкому содержанию для стандартных звезд (рис. 3). И, как следует из рис. 4, у 44 Тау содержание кислорода близко к максимальному значению этой величины для A_m -звезд, а у 28 Анд — к среднему.

Роби и Ламберт [23] исследовали две звезды типа δ Sct, и, как видно из рис. 4, по содержанию C, N, O они близки к средним значениям содержаний для A_m -звезд.

Таким образом, согласно сказанному, можно считать, что аномалии содержаний C, N, O у исследованных нами здесь 44 Тау и в [1] 28 Анд звезд типа δ Sct подобны тем, что получены Роби и Ламбертом для металлических A_m -звезд [23].

5. Выводы

Основные результаты наших исследований ПЗС-спектров звезды 44 Тау сводятся к следующему.

1. Впервые для 44 Тау сделаны оценки содержаний углерода, азота, кислорода, натрия, кремния и серы.

2. Содержания C, N, O оказались равны $\lg\epsilon(C) = 8,50$, $\lg\epsilon(N) = 7,75$ и $\lg\epsilon(O) = 8,75$, что ниже солнечных значений (см. табл. 4 и рис. 2) соответственно на $\sim 0,10$ dex, $\sim 0,25$ dex и $\sim 0,10$ dex.

3. Величина содержания натрия в 44 Тау, по нашим оценкам, $\lg\epsilon(Na) = 6,25$ практически не отличается от солнечного значения. Сера $\lg\epsilon(S) = 7,02$ наблюдается в небольшом дефиците: примерно 0,2 dex по сравнению с Солнцем.

4. Содержания магния, кальция, скандия, титана и железа для 44 Тау, по наблюдениям с ПЗС-матрицей, оказались близкими тем, что были получены ранее [5] по фотографическим наблюдениям (см. табл. 4). Выводы, сделанные в [5], остаются в силе, т.е. $\lg\epsilon(Ti) = 4,80$ близко к солнечному значению, $\lg\epsilon(Fe) = 7,35$, $\lg\epsilon(Mg) = 7,05$, $\lg\epsilon(Ca) = 6,05$, $\lg\epsilon(Sc) = 2,50$ соответственно ниже солнечных значений на $\sim 0,2$ dex; $\sim 0,3$ dex и $\sim 0,5$ dex.

Автор благодарен Л.С. Любимкову за критические замечания, высказанные при чтении рукописи.

Январь. 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рачковская Т.М. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1993. Т. 87. С. 68–75.
2. Wizinowich P., Percy J.R. // Publ. Astron. Soc. Pacif. 1979. Vol. 91. P. 53–58.
3. Smith M.A. // Astrophys. J. 1982. Vol. 254. P. 242–262.
4. Kurtz D.W. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1976. Vol. 32. P. 651–680.
5. Любимков Л.С., Рачковская Т.М. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1985. Т. 72. С. 89–99.
6. Uesugi A., Fukuda J. Revised catalogue of stellar rotational velocities. Kyoto: Dep. of Astron. Univ., 1982.
7. Huovelin I., Poutanen M., Tuominen I. // Helsinki Univ. Techn. Radio Lab. Rep. 1986. N S166. P. 18.
8. Березин В.Ю., Зуев А.Г., Кирьян Г.В. и др. // Письма в "Астрон. журн.". 1991. Т. 17. С. 953–960.
9. Wiese W.L., Smith M.W., Miles B.M. Atomic transition probabilities. Wash. (D.C.), 1966. (NSRDS; NBS 4).
10. Kurucz R.L., Peytremann E. // Smithsonian Astrophys. Observ. Spec. Rep. 1975. N 362. P. 3.
11. Wiese W.L., Smith M.W., Miles B.M. Atomic transition probabilities. Wash. (D.C.), 1969. Vol. 1. (NSRDS; NBS 22).
12. Боярчук М.Е., Саванов И.С. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1988. Т. 78. С. 14–22.
13. Боярчук А.А., Саванов И.С. // Там же. 1985. Т. 70. С. 57–128.
14. Боярчук А.А., Саванов И.С. // Там же. Т. 74. С. 49–69.
15. Любимков Л.С. // Там же. С. 3–14.
16. Любимков Л.С., Рачковская Т.М. // Там же. Т. 71. С. 127–144.
17. Саванов И.С. // Там же. 1987. Т. 76. С. 37–40.
18. Grivasse N., Lambert D.L., Sauval A.J. et al. // Astron. and Astrophys. 1991. Vol. 242. P. 488–495.
19. Grivasse N., Lambert D.L., Sauval A.J. et al. // Ibid. 1990. Vol. 232. P. 225–230.
20. Biemont E., Hibbert A., Godelroid M. et al. // Astrophys. J. 1991. Vol. 375. P. 818–822.
21. Рачковская Т.М. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1988. Т. 80. С. 3–18.
22. Боярчук А.А., Любимков Л.С., Сахибуллин Н.А. // Астрофизика. 1985. Т. 22. С. 339–356.
23. Roby S.W., Lambert D.L. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1990. Vol. 73. P. 67–102.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ СИМБИОТИЧЕСКОЙ ДВОЙНОЙ AG ПЕГАСА

Н.А. Томов

Приведены данные о потоках излучения в эмиссионных линиях в синей области спектра симбиотической двойной системы AG Пегаса по высокодисперсионным спектрам, полученным в 1985–1988 гг. Исследовано изменение интенсивностей линий с орбитальным периодом. Интенсивность водородных и гелиевых линий меняется вследствие влияния самопоглощения.

Предполагается, что эмиссионные линии возбуждаются в газовой составляющей, движение которой коррелирует с орбитальным движением компонентов системы.

THE STUDY OF EMISSION LINES INTENSITIES IN SYMBIOTIC BINARY AG Peg, by N.A. Tomov. The emission fluxes in the emission lines of the binary AG Peg are obtained from 1985–1988 high dispersion spectra. The line intensity variations with the orbital period are studied. The intensity of hydrogen and helium lines is varying as a result of absorption. It is suggested that the excitation of emission lines occurs in gas component whose motion correlates with the orbital motion of the system components.

Введение

AG Пегаса является известным представителем симбиотических звезд, число которых по данным Кениона [1] свыше ста. Спектральные наблюдения этой звезды начались в 1893 г. Изучение спектра включает прежде всего описание изменения профилей линий и измерение лучевых скоростей [2–8], а также исследование распределения энергии в непрерывном спектре [9]. В меньшей степени исследовано изменение интенсивностей эмиссионных линий с орбитальным периодом [8, 9].

Боярчук [9] показал, что интенсивность эмиссионных линий однократно ионизованных металлов меняется очень сильно с орбитальным периодом 800^d . Он предполагает, что эти линии возбуждаются в атмосфере М-звезды под действием излучения горячего компонента, т.е. изменение их интенсивностей с орбитальным периодом является одним из аргументов в пользу гипотезы двойной природы симбиотических звезд.

Исследование изменения интенсивностей с орбитальным периодом некоторых выбранных эмиссионных линий в синей области спектра звезды проведено Хатчингсом и др. [8] для построения динамической модели системы.

С той же целью мы исследовали изменение лучевых скоростей [10] и пришли к выводу, что в этой системе наблюдается газ, который в фазах 0,10 – 0,15 движется к наблюдателю. Для определения его местонахождения в системе необходимо исследовать характер изменения интенсивностей эмиссионных линий с орбитальным периодом. Это исследование является нашей задачей.

1. Обработка наблюдательного материала

Наблюдательный материал описан в [10, табл. 1]. Спектрограммы были сканированы и переведены в относительные интенсивности на комплексе Микрофотометр ГП – мини-ЭВМ "Искра-1256" в Крымской обсерватории [11] и выведены на магнитную ленту, а также представлены в виде графиков (регистрограмм).

Параллельно с нашими спектроскопическими наблюдениями проводились фотоэлектрические *UBVRI*-наблюдения, представленные в [12]. С их помощью мы можем получить потоки излучения в единичном интервале длин волн непрерывного спектра для каждой линии, а потом, имея эквивалентные ширины линий, получить и потоки излучения в них.

Для получения эквивалентных ширин линий необходимо провести уровень непрерывного спектра.

Участки спектра, свободные от эмиссионных линий, выделялись исходя из следующих соображений: 1) если в таком участке есть эмиссионные линии, то они должны

меняться с фазой (здесь нужно напомнить, что слабые линии — это в принципе линии однократно ионизованных и нейтральных металлов [10]); 2) абсорбционные линии представляют собой четкие детали, наблюдающиеся во всех фазах (измерение эквивалентной ширины абсорбционных линий на участке $\lambda 4495,0 - 4499,3 \text{ \AA}$ не показало изменения); 3) детали, появляющиеся нерегулярно, относятся к шуму фотоземлюсии.

При проведении непрерывного спектра были приняты во внимание и скачки интенсивности у голов молекулярных полос окиси титана. Ошибка проведения этого уровня для всех спектрограмм не меньше 8 — 10%.

В полученные эквивалентные ширины сначала была внесена коррекция для изменения континуума в спектральной области, охватываемой фотометрическими системами В и У. Высота континуума была принята за единицу на спектре, полученном в JD₀ 2447047,258. Корректированные таким образом эквивалентные ширины трансформированы в потоки при помощи излучения в единичных интервалах длин волн непрерывного спектра, в местах возбуждения эмиссионных линий для спектра с высотой континуума, принятой за единицу.

2. Выбор линий для измерения потоков излучения и представление результатов

Для измерения потоков излучения в линиях мы использовали 25 из полученных спектрограмм, имеющих достаточно высокую фотографическую плотность непрерывного спектра.

В [10] мы исследовали лучевые скорости следующих групп линий: Бальмеровские

Т а б л и ц а 1

Потоки излучения в Бальмеровских линиях H γ и в линии [OIII] $\lambda 4363$ (эрг/(см² · с))

φ	$\frac{H_{\delta}}{F \cdot 10^{-12}}$	$\frac{H_{\gamma}(N)}{F \cdot 10^{-11}}$	$\frac{H_{\gamma}(B)}{F \cdot 10^{-12}}$	$\frac{H_{\beta}(N)}{F \cdot 10^{-11}}$	$\frac{H_{\beta}(B)}{F \cdot 10^{-12}}$	[OIII] $\lambda 4363$ $F \cdot 10^{-12}$
0,876	3,71	0,70	4,51	2,01	5,56	0,84
0,904	6,71	1,21	6,24	2,39	5,42	1,48
0,914	6,46	1,04	7,60	2,36	6,67	1,58
0,940	6,88	1,02	8,87	2,40	6,25	1,42
0,944	4,55	0,84	5,13	2,39	5,50	1,52
0,974	7,20	1,04	6,20	2,32	5,74	1,36
0,009	6,93	1,22	5,66	2,29	9,20	1,76
0,058	5,95	0,98	8,46	2,32	6,81	1,59
0,342	6,76	1,62	3,30	4,28	6,98	0,97
0,344	9,51	1,77	6,58	3,49	5,91	0,90
0,371	10,21	1,86	4,50	4,20	5,45	0,74
0,375	9,81	1,84	4,97	3,76	5,83	0,97
0,385	8,59	1,80	6,70	5,16	6,89	1,07
0,385	6,94	1,36	3,34	5,91	5,74	0,78
0,412	10,13	1,83	4,55	4,85	7,60	0,87
0,523	12,53	2,01	7,91	4,94	7,04	0,90
0,527	11,00	1,89	3,18	4,93	7,97	0,97
0,551	11,72	2,05	6,40	4,74	6,94	1,02
0,738	4,37	1,16	5,15	2,36	4,79	0,87
0,814	5,96	1,05	5,75	1,96	6,97	1,05
0,815	6,05	1,45	4,38	2,16	10,00	1,32
0,854	6,72	1,33	9,02	2,14	6,94	0,94
0,857	6,32	1,10	5,31	2,07	6,75	0,90
0,883	5,34	1,16	8,92	1,80	5,40	1,20
0,248	9,04	1,59	6,95	2,99	7,33	1,08

Т а б л и ц а 2
Потоки излучения в линиях HeI (эрг/(см² · с))

φ	HeI					
	λ 4121 F · 10 ⁻¹³	λ 4144 F · 10 ⁻¹³	λ 4388 F · 10 ⁻¹²	λ 4471 F · 10 ⁻¹²	λ 4713 F · 10 ⁻¹²	λ 4922 F · 10 ⁻¹²
0,876	3,53	5,53	0,97	0,80	0,72	1,56
0,904	3,10	4,87	1,47	0,86	0,73	1,56
0,914	3,65	12,90	1,05	0,75	0,60	1,78
0,940	3,42	10,40	1,45	0,95	0,36	1,64
0,944	3,92	5,24	1,44	0,91	0,90	1,21
0,974	3,21	5,89	1,49	0,87	0,64	2,16
0,009	3,80	9,52	—	0,70	0,93	3,97
0,058	3,55	1,05	1,44	0,82	0,76	1,85
0,342	5,26	11,32	1,83	0,98	1,27	3,19
0,344	5,40	10,56	2,05	1,05	1,03	2,63
0,371	4,69	12,15	1,74	1,20	1,23	2,88
0,375	3,97	12,81	1,55	1,34	1,04	3,07
0,385	6,65	13,07	1,88	1,80	1,34	2,47
0,385	4,61	7,00	2,21	1,40	1,25	4,09
0,412	5,73	15,21	1,68	1,52	1,30	3,38
0,523	7,80	15,30	2,56	1,63	1,69	3,28
0,527	7,08	12,80	2,05	2,02	1,70	3,48
0,551	10,20	15,92	2,10	1,68	1,27	3,31
0,738	3,23	10,91	2,18	0,77	0,68	3,02
0,814	2,31	11,65	1,69	0,70	0,93	2,88
0,815	1,69	7,95	1,62	0,75	1,02	2,96
0,854	2,91	5,95	1,38	1,06	0,93	1,97
0,857	3,82	6,80	1,55	0,77	1,10	2,15
0,883	3,05	7,51	1,54	1,02	1,09	2,09
0,248	6,11	11,73	1,68	0,98	1,14	2,63

линии водорода, линии HeI, линии ионизованных элементов, линии однократно ионизованных металлов и запрещенные линии; из каждой группы выбрано несколько линий для измерения потоков. Выбор проведен сообразно следующим требованиям:

1. Линии данной группы должны присутствовать в спектре во всех фазах.
2. Эти линии должны быть сравнительно сильными, чтобы ошибка в проведении уровня непрерывного спектра не приводила к большой ошибке в эквивалентной ширине линии.
3. Выбранные линии должны находиться в области спектра, в которой с хорошей точностью можно построить уровень непрерывного спектра. На большей части пластинок с дисперсией 9 Å/мм фотографическая плотность континуума в области короче 4000 Å слишком низка, что приводит к большой неуверенности в проведении уровня непрерывного спектра, а следовательно, и к большой ошибке в определении эквивалентной ширины линий.

4. Линии не должны быть блендированы.

Лишь линии группы ионизованных металлов не удовлетворяют полностью первому и второму требованиям, поскольку в спектральном соединении, когда М-звезда близка к наблюдателю, они очень слабы (вплоть до полного исчезновения). Из этой группы выбраны те линии, которые в этом соединении самые сильные и измеряются более уверенно.

Почти все выбранные нами линии, в которых измерялись потоки излучения, удовлетворяют последнему требованию, но здесь необходимо отметить следующее.

Т а б л и ц а 3
Потоки излучения в линиях ионизованных элементов (эрг/(см² · с))

φ	NIII λ 4097 $F \cdot 10^{-12}$	HeII λ 4200 $F \cdot 10^{-13}$	HeII λ 4542 $F \cdot 10^{-13}$	NIII λ 4634 $F \cdot 10^{-13}$	NIII λ 4640 $F \cdot 10^{-12}$	HeII λ 4686 (N) $F \cdot 10^{-11}$	HeII λ 4686 (B) $F \cdot 10^{-11}$
0,876	1,23	2,93	1,94	3,66	0,84	1,29	1,24
0,904	1,56	2,87	2,75	5,43	1,16	2,62	1,56
0,914	2,63	7,40	4,25	5,93	1,31	3,27	1,44
0,940	3,08	4,80	5,12	7,60	1,77	2,72	1,42
0,944	1,38	2,99	3,25	4,31	0,95	2,06	1,27
0,974	1,82	3,59	4,11	6,13	1,33	2,27	1,60
0,009	1,71	2,21	4,54	6,92	1,32	3,28	1,73
0,058	1,60	1,50	1,96	3,44	1,08	2,19	1,56
0,342	1,47	3,72	3,36	5,36	1,07	1,64	1,08
0,344	1,50	2,67	2,31	4,15	0,70	1,22	1,22
0,371	1,45	2,74	2,16	5,54	0,92	1,92	1,32
0,375	1,23	1,90	3,67	5,74	0,97	1,64	1,36
0,385	1,04	1,88	3,41	6,00	1,20	2,79	1,25
0,385	0,98	1,58	2,94	5,62	1,33	1,71	1,33
0,412	1,09	2,74	3,16	5,70	0,98	1,67	1,14
0,523	1,04	2,30	3,15	4,57	0,87	1,74	1,30
0,527	1,12	2,58	3,24	6,18	1,24	1,22	1,39
0,551	1,01	2,17	3,44	4,81	0,78	1,33	1,30
0,738	1,12	1,88	2,76	4,63	0,83	1,43	1,32
0,814	1,06	2,81	3,86	8,20	1,06	2,44	1,48
0,815	1,47	2,78	3,56	8,15	1,20	2,86	1,52
0,854	1,93	4,62	3,58	5,61	1,10	1,86	1,57
0,587	1,54	3,86	5,78	5,03	1,00	2,19	1,52
0,883	1,66	2,55	4,61	5,95	1,34	1,96	1,77
0,248	2,70	2,12	3,63	4,60	0,89	1,94	1,35

Так как Бальмеровские линии двухкомпонентны, то измеряются эквивалентные ширины обоих компонентов — узкого и широкого. Эквивалентную ширину широкого компонента можно измерить только у линий H_β и H_γ , у линии H_δ он очень слаб. При измерении эквивалентной ширины узкого компонента линии H_δ учитывается блендирующая линия NIII λ 4103. Широкие компоненты линий H_β и H_γ блендируются некоторыми слабыми эмиссионными линиями (см. [10]), однако эти линии не затрудняют измерения эквивалентных ширин.

Пикеринговские линии HeII λ 4542 и 4200 являются неразрешенными блендами. Линия HeII λ 4542 в фазах, в которых усиливаются линии FeII, блендируется ею. Линия HeII λ 4200 блендируется линией NIII λ 4200, которая тоже слабая. Поэтому блендирование Пикеринговских линий не мешает измерению их эквивалентных ширин.

В [10] отмечено, что профиль узкого эмиссионного компонента линии HeII λ 4686 имеет уширение в нижней части, меняющее свое положение с фазой. При измерении эквивалентной ширины это уширение не отделялось от симметричной части профиля, потому что по некоторым спектрограммам это было бы очень неуверенно. Измерялась эквивалентная ширина всего узкого компонента.

В табл. 1 — 4 представлены потоки излучения в каждой эмиссионной линии, а на рис. 1 — 10 показаны графические зависимости сумм потоков линий каждой группы от фазы.

Таблица 4

Потоки излучения в линиях однократно ионизованных металлов $F \cdot 10^{-13}$ (эрг/(см² · с))

φ	FeII							
	λ 4173	λ 4179	λ 4233	λ 4296	λ 4508	λ 4520	λ 4584	λ 4629
0,876	0,49	1,43	1,51	0,86	1,00	0,94	0,00	1,14
0,904	0,60	0,65	1,07	0,00	1,98	2,69	0,30	2,06
0,914	2,06	3,20	1,63	0,99	0,00	0,00	0,84	1,22
0,940	0,16	0,65	1,27	0,00	0,85	0,00	0,00	0,87
0,944	0,19	0,87	0,37	0,33	1,24	0,00	0,00	0,14
0,974	0,00	0,00	0,90	0,13	0,00	1,10	0,00	1,31
0,009	0,34	0,68	0,68	1,24	0,00	0,00	0,00	1,14
0,058	0,00	0,88	0,48	0,78	0,00	0,00	0,41	1,07
0,342	2,47	3,43	5,43	1,40	2,22	1,16	3,01	3,45
0,344	2,16	3,26	4,17	0,83	1,53	2,35	2,77	3,04
0,371	2,30	2,36	4,46	1,54	1,31	2,21	3,96	3,54
0,375	1,57	1,85	4,07	1,12	1,71	2,27	3,81	3,18
0,385	2,08	2,17	4,86	1,28	1,27	2,36	4,01	3,76
0,385	2,09	1,82	3,84	0,74	2,30	1,39	3,52	4,49
0,412	2,43	2,07	5,62	1,62	1,91	1,95	4,09	4,22
0,523	3,32	3,86	7,39	1,94	2,28	2,37	4,70	3,59
0,527	2,68	3,04	5,32	1,12	3,55	2,87	5,30	5,46
0,551	2,73	2,79	6,15	1,60	2,15	2,40	3,70	3,56
0,738	1,32	2,35	4,38	1,15	1,29	1,18	1,97	2,52
0,814	0,85	1,53	2,36	0,00	1,33	0,97	0,92	2,82
0,815	1,06	0,66	1,16	1,48	1,95	2,27	2,62	1,90
0,854	0,87	1,15	1,96	0,46	1,38	1,23	0,13	2,16
0,857	0,59	1,50	1,44	0,77	1,64	2,89	0,48	1,77
0,883	0,31	0,00	0,84	0,66	2,00	1,93	0,00	1,18
0,248	1,32	3,37	4,51	1,67	1,25	1,76	1,46	3,02

3. Интерпретация результатов

Зависимость интенсивности линий однократно ионизованных металлов от фазы мы интерпретировали при определении угла наклона орбиты в [10]. Здесь мы рассмотрим зависимость от фазы интенсивностей линий остальных групп.

Бальмеровские линии. В [10] было предположено, что газ, в котором возбуждаются эмиссионные линии водорода, нейтрального гелия, элементов высокой степени ионизации, а также запрещенные линии в спектре AG Пегаса, движется к наблюдателю в фазах 0,10 – 0,15. Это предположение сделано на основании фазовых сдвигов кривых лучевых скоростей этих линий.

Боярчук [13], однако, показал, что в излучение эмиссионных линий водорода и нейтрального гелия должны давать вклад и другие части системы, а именно, та часть хромосферы М-звезды, которая нагревается излучением горячего компонента и где возбуждаются эмиссионные линии однократно ионизованных металлов, а также газовая туманность, окружающая систему. При орбитальном движении вклад излучения хромосферы будет меняться при изменении ее ориентации относительно наблюдателя. В фазах около 0,50 он будет максимальным, а в фазах около нулевой – минимальным и пренебрежимо малым, так как в [10] было показано, что угол наклона орбиты $i \approx 70^\circ$. В [10] также показано, что эта часть хромосферы в принципе совпадает в пространстве с центром масс системы, и эмиссионные линии, возникающие там, имеют постоянную лучевую скорость. Следовательно, ее вклад в излучение линий водорода

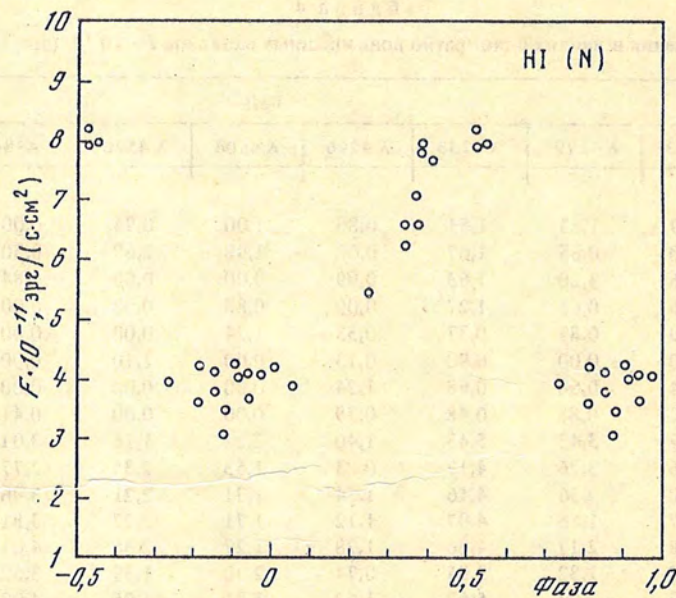


Рис. 1. Зависимость суммы потоков излучения в узких компонентах Бальмеровских линий от фазы

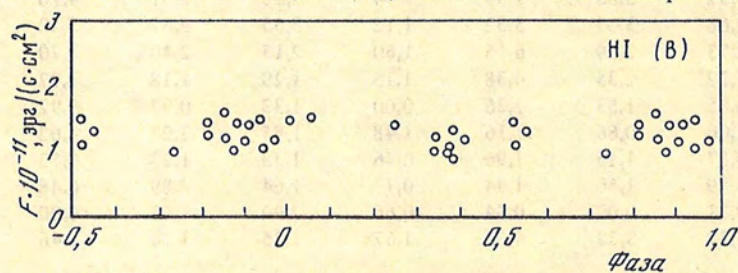


Рис. 2. То же для широких компонентов Бальмеровских линий

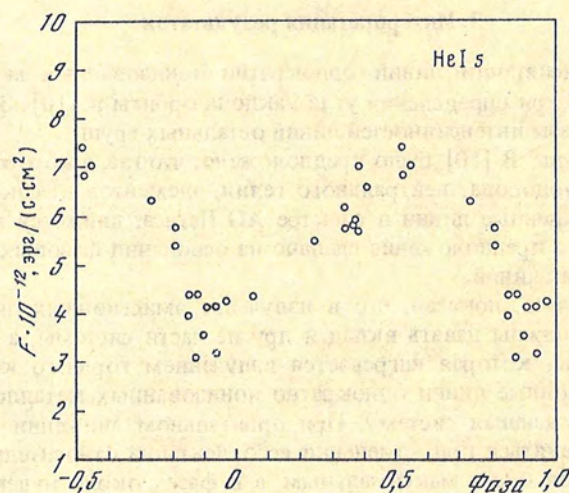


Рис. 3. То же для синглетных линий HeI

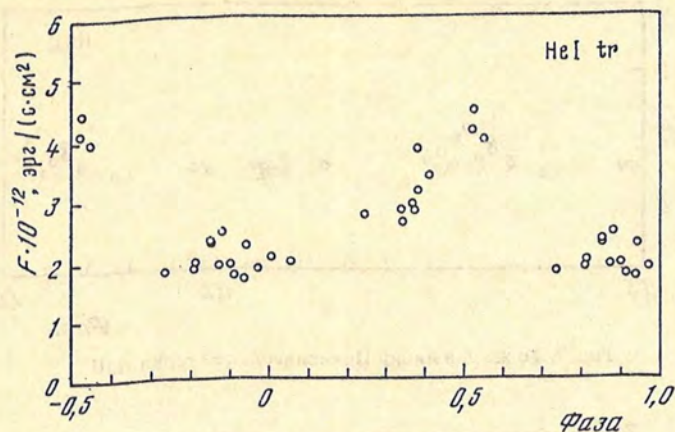


Рис. 4. То же для триплетных линий He I

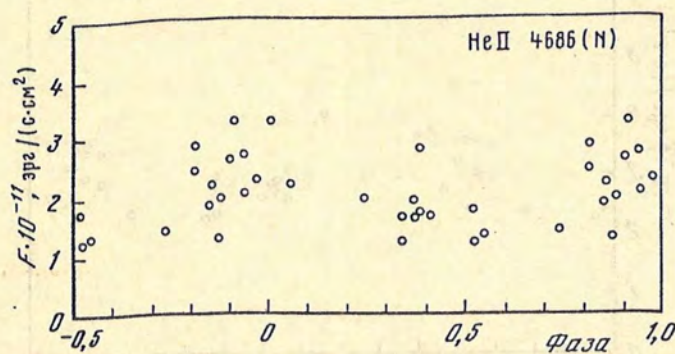


Рис. 5. То же для узкого компонента линии He II $\lambda 4686$

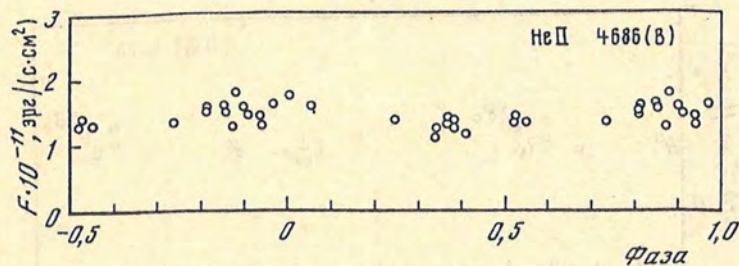


Рис. 6. То же для широкого компонента линии He II $\lambda 4686$

и нейтрального гелия будет находиться на длине волны, соответствующей лучевой скорости центра масс системы. Вклад излучения туманности также приходится на это место. Однако он не будет меняться с фазой. Таким образом, в фазах около 0,50 излучение в этих линиях должно возникать в движущемся газе, хромосфере М-звезды и туманности, а в фазах около нулевой — только в движущемся газе и туманности.

Вклад излучения части хромосферы и туманности в водородных линиях, однако, не было возможно оценить из профилей линий по следующей причине. Полуширина этих линий составляет ~ 120 км/с, а амплитуда изменения их лучевой скорости ~ 55 км/с, т.е. полуширина больше амплитуды изменения лучевой скорости. Поэтому

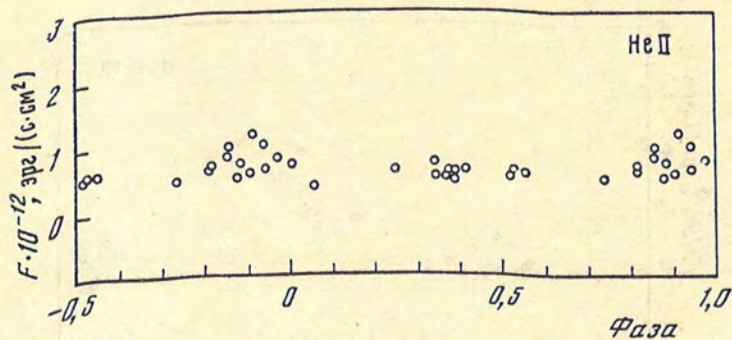


Рис. 7. То же для линий Пикеринговской серии He II

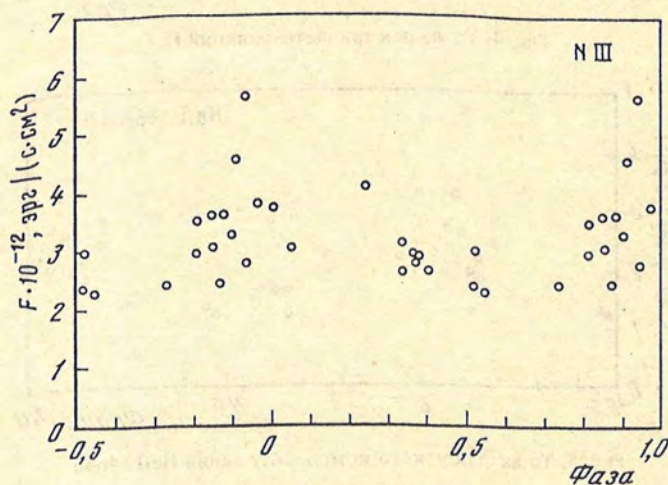


Рис. 8. То же для линий N III

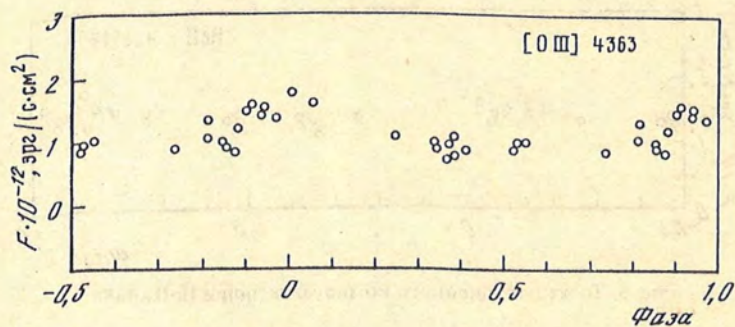


Рис. 9. То же для линии O III λ4363

ядра линий во всех фазах находятся очень близко к длине волны для скорости центра масс системы; это означало бы, что хромосфера и газовая туманность излучают в основном в ядрах линий, т.е. их вклад получается очень большим. Однако, поскольку центр линии показывает периодическое смещение, следует, что всегда большая часть ее излучения возникает в движущемся газе. Если бы вклад хромосферы и туманности был бы существен, то мы бы не получили наблюдаемые кривые изменения лучевых скоростей.

По этой же причине не было возможно оценить вклад излучения хромосферы и туманности в линиях нейтрального гелия. Полуширины синглетных и триплетных

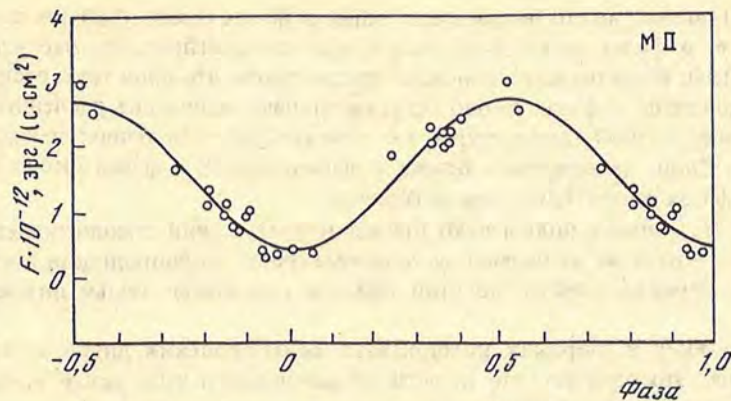


Рис. 10. То же для линий однократно ионизованных металлов

линий составляют соответственно ~ 45 км/с и ~ 60 км/с, а амплитуды изменения их лучевых скоростей — соответственно ~ 18 км/с и ~ 30 км/с. Ядра этих линий тоже во всех фазах очень близки к λ для скорости центра масс системы; это означало бы, что общий вклад хромосферы и газовой туманности очень велик. Периодическое смещение центра этих линий, однако, означает, что всегда большая часть их излучения возникает в движущемся газе. Таким образом, нам надо объяснить изменение интенсивностей водородных и гелиевых линий с орбитальным периодом, исходя из предположения, что они возбуждаются преимущественно в движущейся газовой составляющей.

Предположение о возбуждении эмиссионных линий водорода в движущемся относительно компонентов газе сделали Боярчук и др. [14] из своих наблюдений в красной области спектра AG Пегаса с ПЗС-матрицей. Они получили профили линии H_α в фазах около 0,10, когда газ движется к наблюдателю, и в фазах около 0,30, когда движение газа происходит перпендикулярно к лучу зрения. Профили, полученные ими 7 декабря 1985 г. ($\varphi = 0,103$) и 27 мая 1986 г. ($\varphi = 0,310$), показывают, что интенсивность в крыльях линии практически не менялась, а менялась только в центре. По этой причине общая интенсивность линии в фазе 0,310 была приблизительно в два раза больше, чем в фазе 0,103. Авторы пришли к выводу, что изменение центральной интенсивности происходит вследствие изменения с фазой оптической толщины газа, что связано с изменением его геометрической толщины. В фазе 0,103 центральная интенсивность меньше, так как газ является оптически более толстым. В этой фазе газ движется по лучу зрения. В фазе 0,310 центральная интенсивность больше, так как газ является оптически более тонким, поэтому самопоглощение в линии H_α в фазе 0,103 больше, чем в фазе 0,310.

Полученные нами в фазе 0,058 профили линий $H_\beta - H_\delta$ [10] очень сходны с профилем линии H_α в фазах 0,05 — 0,10 из [14] и имеют ясные признаки присутствия самопоглощения. Эти профили имеют пик и горб с красной стороны. Один и тот же характер имеют профили всех этих линий и в фазах около 0,30. Интенсивность линий $H_\beta - H_\delta$ в этих фазах в полтора раза больше, чем в фазах около 0,10 (рис. 1) из-за изменения их центральной интенсивности [10]. Следовательно, возрастание интенсивностей линий в фазовом интервале 0,10 — 0,40 (рис. 1) можно объяснить уменьшением самопоглощения вследствие изменения направления перетекания газа относительно наблюдателя.

Наблюдения линий $H_\beta - H_\delta$ получены нами и в фазах около 0,60, когда газ движется тоже по лучу зрения, как и фазах около 0,10, но — от наблюдателя. В фазе 0,60, как следовало бы ожидать, профили и интенсивности линий должны быть подобны им в фазе 0,10, так как в обеих фазах имеется одно и то же количество газа по лучу зрения, а следовательно, и линии будут отягощены самопоглощением в одинаковой степени. Однако профили в фазах около 0,60, имеют такой же характер, как и в фазах 0,30 —

0,40. На рис. 1 видно, что интенсивность линий в фазах около 0,60 равна ей в фазах около 0,40, т.е. в фазах около 0,60 отсутствует самопоглощение, наблюдающееся в фазах около 0,10. В таком случае можно предполагать, что слои газа, расположенные ближе к наблюдателю в фазах около 0,10, поглощают излучение удаленных областей из-за своей более низкой температуры, т.е. температура газа меняется в направлении его движения. Слой, находящийся ближе к наблюдателю, в фазах около 0,10 самые холодные, а в фазах около 0,60 — самые горячие.

Линии $H_{\beta} - H_{\epsilon}$, однако, показывают признаки присутствия самопоглощения и в фазах 0,80 — 0,90, что тоже указывает на температурные неоднородности в излучающей газовой среде. Вероятнее всего, по этой причине они имеют малые интенсивности в этих же фазах.

Потоки излучения в широких компонентах Бальмеровских линий не меняются в течение периода. Это означает, что область возникновения этих линий не затмевается при орбитальном движении компонентов.

Гелиевые линии. На рис. 4 видно, что характер изменения интенсивностей триплетных линий нейтрального гелия с орбитальным периодом подобен ему у водородных линий. Профили триплетных линий в фазе 0,058, когда газ движется к наблюдателю, в наибольшей степени асимметричны и подобно профилям водородных линий имеют ясные признаки самопоглощения. В этой же фазе линия $HeI \lambda 4471$ имеет двойной профиль. Профили линий в фазах около 0,40, когда движение газа происходит перпендикулярно к лучу зрения, не имеют признаков самопоглощения. Интенсивность линий в фазе 0,40 приблизительно в два раза больше, чем в фазах около 0,10. Следовательно, возрастание интенсивностей в фазовом интервале 0,10 — 0,40, как и в случае водородных линий, можно объяснить уменьшением самопоглощения.

В фазах около 0,60, когда газ движется от наблюдателя, профили и интенсивности триплетных линий существенно отличаются от профилей и интенсивностей в фазах около 0,10. Профили не имеют ясных признаков самопоглощения подобно профилям в фазах около 0,40. На рисунке видно, что интенсивность линий в фазах около 0,60 приблизительно равна интенсивности в фазах около 0,40. Для объяснения этого факта предполагаем, что в области газовой среды, в которой излучаются линии гелия, существует градиент температуры. Температура газа понижается в направлении вектора его движения, и более холодные слои, находящиеся ближе к наблюдателю в фазах около 0,10, поглощают излучения удаленных областей.

Подобным образом можно объяснить и изменения интенсивностей синглетных линий нейтрального гелия с орбитальным периодом. Синглетные линии, однако, отягощены самопоглощением в меньшей степени из-за более высоко расположенного их нижнего уровня. Это видно и из кривых изменения интенсивностей. Отношение максимального и минимального значений потока излучения у кривой синглетных линий меньше, чем у триплетных.

Линии ионизованных элементов. Поток излучения в широком компоненте линии $HeII \lambda 4686$ не показал изменений с фазой больше ошибки измерения (см. рис. 6). Профиль этой линии, как и профили широких компонентов Бальмеровских линий, указывает на радиальное истечение вещества из второго компонента системы. В таком случае из отсутствия изменения интенсивностей этих линий можно заключить, что компоненты системы не затмевают друг друга, что согласуется с данными фотометрических наблюдений [15 — 22].

Поток излучения в узком компоненте линии $HeII \lambda 4686$ показывает изменения с характерным временем меньше орбитального периода, поскольку разброс точек на рисунке намного превышает ошибку измерения (см. рис. 5). Эти изменения наблюдаются прежде всего в фазовом интервале 0,80 — 0,10. Что же касается изменения с орбитальным периодом, то не исключена возможность, что оно присутствует.

Изменения с характерным временем, меньшим орбитального периода, в фазовом интервале 0,80 — 0,10 наблюдаются и у потоков в линиях Пикеринговской серии $HeII$

(см. рис. 7). Из этих данных, однако, трудно сказать, существует ли изменение интенсивностей линий с орбитальным периодом.

Характер изменения потоков в линиях NIII (см. рис. 8) в принципе такой же, как и в линиях HeII. Разброс точек в фазовом интервале 0,80 – 0,10 обусловлен некоторыми реальными изменениями, однако у больших значений потоков в фазах 0,914 и 0,940, наверно, присутствует случайная ошибка. Как и у узкого компонента линии HeII $\lambda 4686$, не исключена возможность присутствия изменения с орбитальным периодом.

Запрещенные линии. К сожалению, из этой группы нам удалось измерить во всех фазах только поток в линии [OIII] $\lambda 4363$ (см. рис. 9). Наблюдались более высокие интенсивности линии в фазах около 0,00 и более низкие в фазах около 0,50.

Потоки излучения в небулярных линиях [OIII] измеряются с большей ошибкой из-за малой их интенсивности. На спектрах, по которым было возможно их измерить, они не показали изменений, больших ошибки измерения.

В заключение можно сказать, что полученные нами данные о потоках излучения в эмиссионных линиях вместе с данными о лучевых скоростях из [10], хорошо объясняются предположением о возбуждении этих линий в перетекающем газе, движение которого коррелирует с движением компонентов системы. Не найдены, однако, признаки затмения этого газа холодным компонентом.

Выражаю свою глубокую благодарность акад. А.А. Боярчуку за постановку задачи и руководство этой работой, а также В.П. Маланушенко и А.Г. Щербакову за помощь и консультации при работе на фотометрическом комплексе.

Ноябрь. 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kenyon S.J. The symbiotic stars, Cambridge: Univ. press, 1986. 290 p.
2. Merrill P.W. // *Astrophys. J.* 1929. Vol. 69. P. 330–378.
3. Merrill P.W. // *Ibid.* 1932. Vol. 75. P. 413–422.
4. Merrill P.W. // *Ibid.* 1942. Vol. 95. P. 386–402.
5. Merrill P.W. // *Ibid.* 1951. Vol. 113. P. 605–623.
6. Merrill P.W. // *Ibid.* 1959. Vol. 129. P. 44–49.
7. Hutchings J.B., Redman R.O. // *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 1972. Vol. 84. P. 240–247.
8. Hutchings J.B., Cowley A.P., Redman R.O. // *Astrophys. J.* 1975. Vol. 201. P. 404–412.
9. Боярчук А.А. // *Астрон. журн.* 1966. Т. 43. С. 976–989.
10. Томов Н.А., Томова М.Т. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1992. Т. 86. С. 19–45.
11. Маланушенко В.П., Щербаков А.Г., Шутеев В.М. // *Там же.* 1985. Т. 72. С. 226–231.
12. Белякина Т.С. // *Там же.* 1992. Т. 84. С. 49–56.
13. Боярчук А.А. // *Астрон. журн.* 1967. Т. 44. С. 12–21.
14. Boyarchuk A.A., Belyakina T.S., Tarasov A.E., Glagolevski Yu.Y. // *Astrophys. and Space Sci.* 1987. Vol. 131. P. 775–780.
15. Fernie D.J. // *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 1985. Vol. 97. P. 653–656.
16. Fernie D.J. // *Ibid.* 1972. Vol. 84. P. 528.
17. Burchi R. // *IBVS.* 1980. N 1813.
18. Meinunger L. // *Mitt. veränderl. Sterne.* 1983. Bd. 9. S. 92–97.
19. Белякина Т.С. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1965. Т. 33. С. 226–237.
20. Белякина Т.С. // *Астрон. журн.* 1969. Т. 45. С. 139–140.
21. Белякина Т.С. // *Астрофизика.* 1970. Т. 6. С. 49–64.
22. Белякина Т.С. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1986. Т. 75. С. 136–142.

МОДЕЛЬ СИМБИОТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ AG ПЕГАСА

Н.А. Томов

Предложена модель симбиотической системы AG Пегаса, построенная на основе изучения профилей, лучевых скоростей и интенсивностей эмиссионных линий в синей области спектра. Главный компонент системы является нормальным красным гигантом, не заполняющим свою полость Роша, а вторичный — горячим субкарликом с сильным звездным ветром. Из наблюдений получена скорость ветра, составляющая ~ 900 км/с. В результате взаимодействия ветров обоих компонентов формируется небулярная область. Она имеет форму конической поверхности и вследствие орбитального движения отклоняется от прямой, соединяющей центры компонентов, в сторону, обратную орбитальному движению гиганта. Газ в небулярной области движется с малой скоростью. В разных частях области возбуждаются наблюдаемые эмиссионные линии.

THE MODEL OF SYMBIOTIC BINARY AG Peg, by N.A. Tomov. A model of AG Peg constructed on the basis of the investigation of profiles, radial velocities and emission lines intensities in the blue spectral range is proposed. The primary component of the system is a normal red giant without Roche lobe filling, and the second is a hot subdwarf with strong stellar wind. The wind velocity obtained from the observations is about 900 km/s. The nebular region generates as a result of interaction of the winds of both components. It has a conic shape and due to orbital effect its motion is deflected from the line connecting the components centres in direction opposite to that of the giant. The velocity of gas motion in the nebular region is rather slow. The observed emission lines are being excited in different regions.

В настоящее время особый интерес представляют динамические процессы, происходящие в газовых оболочках симбиотических звезд, которые связаны с взаимодействием между компонентами. Эти процессы можно изучать путем исследования эмиссионных линий по высокодисперсионным спектрам в визуальной области. Настоящая работа является заключительной в предпринятом нами исследовании динамики газовой составляющей симбиотической системы AG Пегаса.

1. Природа компонентов

В работах [1] и [2] из полученных профилей кривых изменения лучевых скоростей и интенсивностей спектральных линий мы пришли к выводу, что в спектре AG Пегаса наблюдаются оба компонента системы, а также газ, движущийся к наблюдателю в фазах 0,10–0,15. В [1] также показано, что расстояние между компонентами составляет $\sim 630 R_{\odot}$, а средние размеры полостей Роша компонентов — соответственно $\sim 340 R_{\odot}$ и $\sim 140 R_{\odot}$. Компоненты системы хорошо разделены, так как радиус М-гиганта примерно в 3 раза меньше радиуса полости Роша [3], а радиус второго компонента составляет всего $\sim 0,1 R_{\odot}$ [4]. В таком случае перетекание вещества через внутреннюю точку Лагранжа L_1 невозможно. Объяснение наблюдающегося движения газа надо искать, исходя из природы компонентов системы.

Спектр горячего компонента был классифицирован Боярчуком в [5] как WN6 по широким эмиссионным линиям. Там же отмечено, что ширина линий высокого возбуждения заметно меньше, чем у нормальных звезд типа Вольфа–Райе и близка к ширине линий в спектрах ядер планетарных туманностей типа Вольфа–Райе. Температура звезды определялась в [4–10]. Она всегда оценивалась в несколько десятков тысяч кельвинов, в среднем около 60 000 К. В [4] дана оценка светимости звезды $\sim 190 L_{\odot}$, показано, что она является горячим субкарликом и на диаграмме температура–светимость находится на том месте, где расположены ядра планетарных туманностей. Полученная нами в [1] масса $\sim 0,7 M_{\odot}$ означает, что горячая звезда находится ниже главной последовательности и, кроме того, эта масса согласуется с массами ядер планетарных туманностей. В [1] по широкому компоненту линии He II $\lambda 4686$ построена кривая изменения лучевой скорости вторичного компонента системы при движении по орбите и сделан вывод, что смещения широких

компонентов Бальмеровских линий также соответствуют его орбитальному движению. Профили этих линий, однако, получены с не очень высокой точностью, недостаточной для проведения более детального анализа и определения, какими физическими процессами они обусловлены. Из самых общих соображений можем только сказать, что эти профили очень похожи на профили линий звезд типа Вольфа—Райе и указывают на существование звездного ветра. Потташ [11] в своей монографии рассматривает темп потери массы ядер планетарных туманностей и приходит к выводу, что он находится в пределах от 10^{-10} до $10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. Тогда для горячего компонента системы AG Пегаса можно предполагать, что он теряет массу благодаря звездному ветру $\sim 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$, что соответствует среднему темпу потери массы ядер планетарных туманностей. Скорость этого ветра согласно [12] составляет ~ 900 км/с. Приблизительно такая же скорость получается и из широких компонентов линий $\text{He II } \lambda 4686$, H_{β} и H_{γ} по нашим наблюдениям.

Спектр холодного компонента классифицирован Боярчуком в [5] как M3. Там же определена и его светимость, которая соответствует III классу светимости; холодный компонент является нормальным красным гигантом. Тогда можно предполагать, что благодаря звездному ветру он теряет массу с темпом $\sim 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$, что соответствует среднему темпу потери массы для холодных компонентов симбиотических звезд типа S [13]. Скорость звездного ветра гигантов и сверхгигантов спектрального класса M находится в пределах 6–25 км/с [14]. Для скорости ветра холодного компонента системы AG Пегаса можно принять некоторое среднее значение, примерно 10 км/с.

В итоге о природе компонентов AG Пегаса можно сказать, что оба они имеют довольно сильный звездный ветер. Тогда было бы правильно найти объяснение наблюдающегося движения газа в системе не в областях, занимаемых самими ветрами, а в месте их столкновения.

За последние годы опубликовано несколько работ [12, 15–18], в которых рассматриваются области столкновения двух звездных ветров в разделенных системах. В [18] предлагается модель небулярной области, образовавшейся в результате столкновения таких ветров. Авторы рассматривают двойную симбиотическую систему, которая состоит из холодного гиганта и субкарлика или белого карлика. Ветры обоих компонентов сталкиваются, в результате чего по границе столкновения формируется небулярная область, имеющая форму оболочки. Эта небулярная оболочка деформирована, так как медленный, с высокой плотностью ветер холодного компонента задерживает ее расширение в направлении этого компонента. В обратном направлении, однако, оболочка расширяется под действием высокоскоростного ветра горячего компонента. Таким образом, небулярная оболочка состоит из двух частей — сферической и конической. Коническая часть охватывает области пространства за холодным компонентом, а вершина конуса находится между компонентами. Авторы предлагают два варианта своей модели.

В первом варианте в модели стационарной небулярной области рассматривается только коническая часть при пренебрежении орбитальным движением. Исходя из принципа сохранения импульса в системе двух ветров, авторы получают систему уравнений, описывающую геометрию, а также распределение масс и скоростей в этой области, в зависимости от параметров ветров — темпа потери массы M и скорости v .

Во втором варианте модели динамической небулярной области рассматривается изменение со временем как конической, так и сферической частей. Вследствие орбитального движения коническая часть искажается и отклоняется в направлении, обратном движению холодного компонента. Асимптотический угол у вершины конуса уменьшается. Под действием ветра горячего компонента сферическая часть расширяется. В рамках модели Жирарда и Вилсона из [18] мы попробуем объяснить полученные нами профили, лучевые скорости и интенсивности эмиссионных линий спектра AG Пегаса в [1, 2], которые связаны с геометрией этой системы.

2. Рассмотрение геометрии системы

Будем исходить из предположения, что в системе AG Пегаса вследствие взаимодействия двух ветров образовалась небулярная область. Ее коническая часть искажена орбитальным движением и отклонена в направлении, обратном движению холодного компонента. Преимущественно в этой ее части возбуждаются наблюдаемые нами эмиссионные линии H I, He I, элементов высокой степени ионизации, а также запрещенные линии [O III] и [Ne III].

В предыдущем разделе мы предположили, что холодный компонент имеет темп потери массы $\dot{M}_0 \sim 10^{-7} M_\odot/\text{год}$ и скорость ветра составляет $v_0 \approx 10$ км/с, а горячий компонент имеет темп потери массы $\dot{M}_1 \sim 10^{-8} M_\odot/\text{год}$. Из наших наблюдений знаем, что скорость звездного ветра горячего компонента v_1 составляет ~ 900 км/с. По аналогии с [18] полагаем

$$m = \dot{M}_1/\dot{M}_0, \quad w = v_1/v_0.$$

Тогда получаем $mw \sim 10$. В модели стационарной небулярной области существует зависимость между $\log mw$ и асимптотическим углом при вершине конуса. Согласно этой зависимости, представленной графически на рис. 5 в [18], для произведения $mw = 10$ половина асимптотического угла у вершины конуса соответствует 52° . В реальном случае, однако, согласно модели динамической небулярной области, этот угол будет меньше. Расстояние вершины конической части от центра горячего компонента согласно [18] следует соотношению

$$r_1 = [1 + 1/\sqrt{mw}]^{-1},$$

где r_1 выражено в единицах расстояния между центрами компонентов. Для AG Пегаса получаем $r_1 = 0,76$, что близко к $479 R_\odot$. Если радиус холодного компонента, как мы предположили в [1], равен $100 R_\odot$, то вершина конической части находится на расстоянии половины этого радиуса над его поверхностью.

В [1] отмечено, что фазовый сдвиг кривых лучевых скоростей линий разных групп (рис. 1) относительно кривых лучевых скоростей компонентов системы по линиям поглощения означает, что газ, излучающий эти линии, движется под некоторым углом относительно направления движения холодного компонента. Исходя из предположения о возбуждении эмиссионных линий в конической части небулярной области, можно считать, что этот угол является углом отклонения оси конуса относительно направления движения компонента. На рис. 3 в [18] представлено изменение скорости истечения с удалением от вершины конуса для системы с $m = 0,1$ и $w = 100$, каковой, предполагаем, является и AG Пегаса. На рисунке видно, что эта скорость превышает в 1–2 раза скорость ветра холодного компонента. Мы предположили, что у AG Пегаса она соответствует ~ 10 км/с. В таком случае значения полуамплитуд, полученных нами в [1] кривых лучевых скоростей линий H I, He I, элементов высокой степени ионизации, а также [O III] и [Ne III], хорошо согласуются с этой скоростью истечения.

В [2] из изменения профилей и интенсивностей эмиссионных линий H I и He I в спектре AG Пегаса мы пришли к выводу, что в газовой среде, в которой они возбуждаются, существует градиент температуры в направлении движения. Слои, расположенные ближе к наблюдателю в фазах около 0,10, — самые холодные, а те, которые находятся ближе к наблюдателю в фазах около 0,60, — самые горячие. В результате этого градиента наблюдаются признаки самопоглощения в линиях в фазах около $\varphi = 0,10$. Если эти линии возбуждаются в газе, истекающем из конической части небулярной области, возникает вопрос о возможности существования температурного градиента в этой области от вершины конуса к внешним его частям. Газ в небулярной области нагревается как под действием высокоэнергетического излучения горячего компонента системы, так и вследствие столкновения частиц обоих ветров. Детали этих механизмов, разумеется, сложны, но возможная

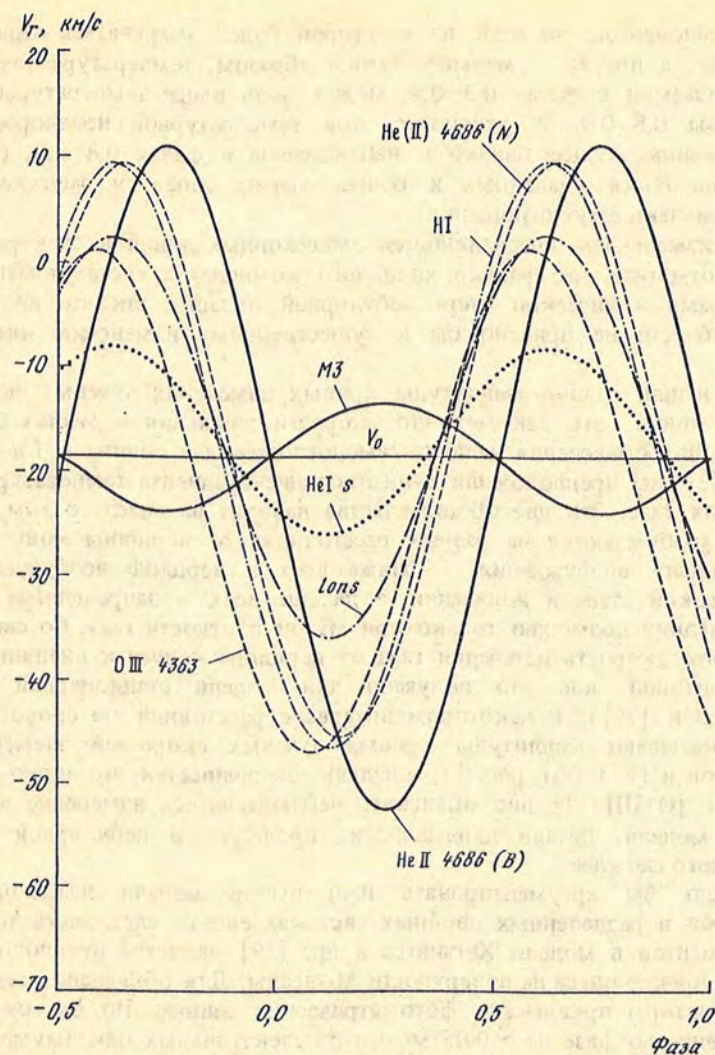


Рис. 1. Сводный график кривых изменения лучевых скоростей линий в визуальной области спектра AG Пегаса

причина существования такого градиента может состоять в том, что кинетическая энергия частиц, которая освобождается вследствие их взаимодействия, на разных расстояниях от вершины конуса разная. С возрастанием расстояния от вершины к внешним частям конической поверхности компонент скорости частиц в направлении, нормальном к этой поверхности, уменьшается. Следовательно, уменьшается и кинетическая энергия, которая освобождается вследствие их столкновений и расходуется на нагревание газа. По этой причине, вероятно, может существовать предполагаемый нами градиент температуры.

В [23] было отмечено, что признаки самопоглощения в водородных и гелиевых линиях наблюдаются и в фазах 0,8–0,9. Вероятнее всего, это самопоглощение ответственно за их низкие интенсивности в этих фазах. Присутствие такого самопоглощения нельзя объяснить температурным градиентом вдоль конической части небулярной области. Причина может быть чисто геометрической и заключается в расположении конической части области относительно горячего компонента системы. Если она из-за орбитального движения отклоняется от прямой, соединяющей цент-

ры обоих компонентов, то одна из ее сторон будет нагреваться горячим компонентом больше, а другая — меньше. Таким образом, температура газа в стороне конуса, наблюдаемой в фазах 0,3–0,4, может быть выше температуры газа в стороне для фазы 0,8–0,9. В результате этой температурной неоднородности слои газа, расположенные более близко к наблюдателю в фазах 0,8–0,9, будут поглощать излучение более удаленных и более горячих слоев и эмиссионные линии будут иметь признаки самопоглощения.

В связи с изменением интенсивностей эмиссионных линий в спектре AG Пегаса здесь можно отметить, что размер холодного компонента системы мал по сравнению с размерами конической части небулярной области, так что возможное затмение этой области не привело бы к существенному изменению интенсивностей линий.

В [1] мы нашли разные амплитуды кривых изменения лучевых скоростей для разных групп линий; это означает, что скорости движения в местах возбуждения линий разные. Для объяснения наличия самопоглощения в линиях H I и He I в фазах около 0,1 в [2] мы предположили существование градиента температуры в направлении движения газа. Эти два обстоятельства наводят на мысль о том, что разные группы линий возбуждаются на разных расстояниях от вершины конуса сообразно своему потенциалу возбуждения — ближе всех к вершине возбуждаются линии элементов высокой степени ионизации, а дальше всех — запрещенные линии. Возбуждение последних возможно только при малой плотности газа. Со своей стороны это означает, что скорость истечения газа от вершины конуса к внешним частям не меняется монотонно, как это получено для модели стационарной небулярной области (рис. 3 в [18]). В некотором интервале расстояний эта скорость уменьшается, как показывают амплитуды кривых лучевых скоростей элементов He II, остальных ионов и He I (см. рис. 1), а дальше увеличивается, что видно из амплитуд кривых H I и [O III]. Трудно объяснить наблюдающееся изменение в рамках такой простой модели. Детали динамических процессов в небулярной области несомненно намного сложнее.

Можно было бы аргументировать наш выбор модели взаимодействующих звездных ветров в разделенных двойных системах еще со следующей точки зрения. Одним из моментов в модели Хатчингса и др. [19] является предположение о существовании горячего пятна на поверхности М-звезды. Для объяснения существования такого пятна авторы привлекают фотометрические данные. По их мнению, наблюдается опережение по фазе на $\sim 0,05$ моментов спектральных максимумов и минимумов от кривой блеска, что указывает на существование такого пятна. Для проверки этого мы использовали данные фотометрических наблюдений в полосе V Беякиной [20], полученные в то же время, как и наши спектральные данные. Эти данные аппроксимированы синусоидой и приведены на рис. 2; фазы получены с используемыми нами элементами $T_0 = 2445503^d$ и $P = 820^d$. Для сравнения показана и кривая лучевой скорости, соответствующая орбите М-звезды. Видно, что максимум и минимум кривой блеска запаздывают относительно спектральных соединений на $\sim 0,02$ по фазе. Это запаздывание находится в пределах ошибок построения кривых, т.е. фотометрические данные не свидетельствуют в пользу существования горячего пятна на поверхности М-звезды.

На рис. 3 представлена схематическая модель системы в орбитальной плоскости. Символами указаны элементы, чьи линии наблюдаются.

Здесь необходимо еще обсудить поведение сферической части небулярной области, которая должна образоваться согласно модели. Можно ожидать, что в сферической части тоже возбуждаются некоторые эмиссионные линии, как это показали Валерштейн и др. [16] и Вилсон и др. [17] для звезд V1016 Cyg и HM Sge. Скорости этих линий должны отражать скорость центра масс системы. В [19, 21, 22] описаны компоненты запрещенных линий в спектре AG Пегаса, лучевая скорость ко-

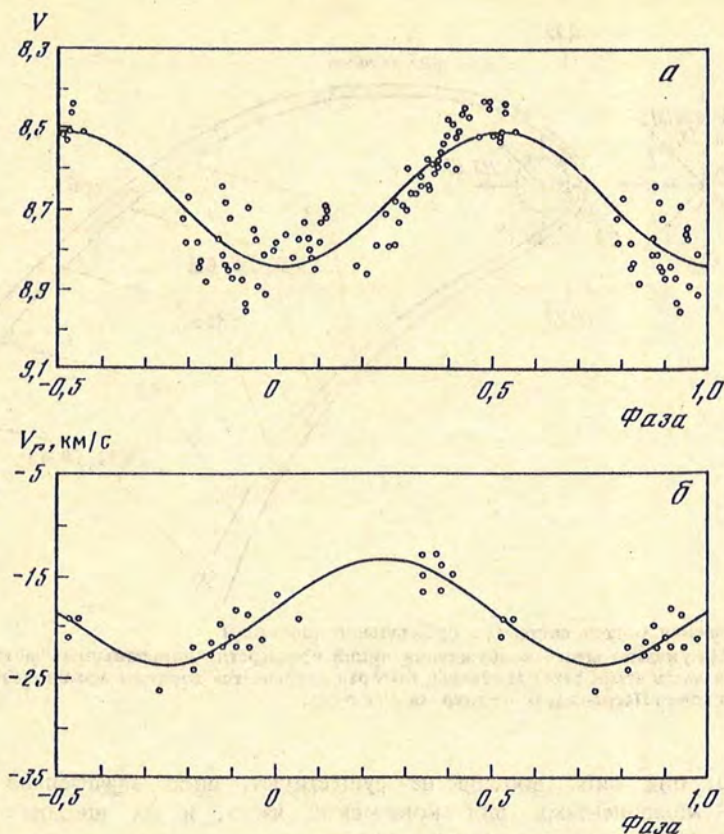


Рис. 2. Кривая блеска по наблюдениям Белякиной [20] (а) и кривая лучевой скорости М-звезды (б)

торых не менялась с орбитальным периодом и была близкой к этой скорости. В [1] сделан вывод, что эти компоненты возбуждаются вероятнее всего в некоторой общей оболочке системы, плотность газа в которой ниже плотности газа, в котором возбуждаются другие компоненты.

По нашему наблюдательному материалу, однако, профили запрещенных линий однокомпонентные, симметричные, и центр этих линий показывает периодическое смещение. Поэтому мы считаем, что они возникают преимущественно в конической части небулярной области и отражают движения в ней.

Возможность существования компонентов, излучающихся сферической частью небулярной области, можно рассматривать, сравнивая скорости расширения сферической части и движения газа в конической части. Скорость расширения сферической части определяет полуширину излучаемых в ней линий. Согласно модели динамической небулярной оболочки эта скорость должна равняться

$$v_{\text{shell}} = v_i \frac{1 + \sqrt{mw}}{w + \sqrt{mw}}.$$

Для системы AG Пегаса она соответствует ~ 30 км/с. Следовательно, ширина линий будет ~ 60 км/с. Ширина запрещенных линий, для которых мы предположили, что они возбуждаются в конической части, составляет ~ 50 км/с. Амплитуда их лучевой скорости составляет тоже ~ 50 км/с. В таком случае компоненты сферической части были бы видны. Такие компоненты, однако, не наблюдаются.

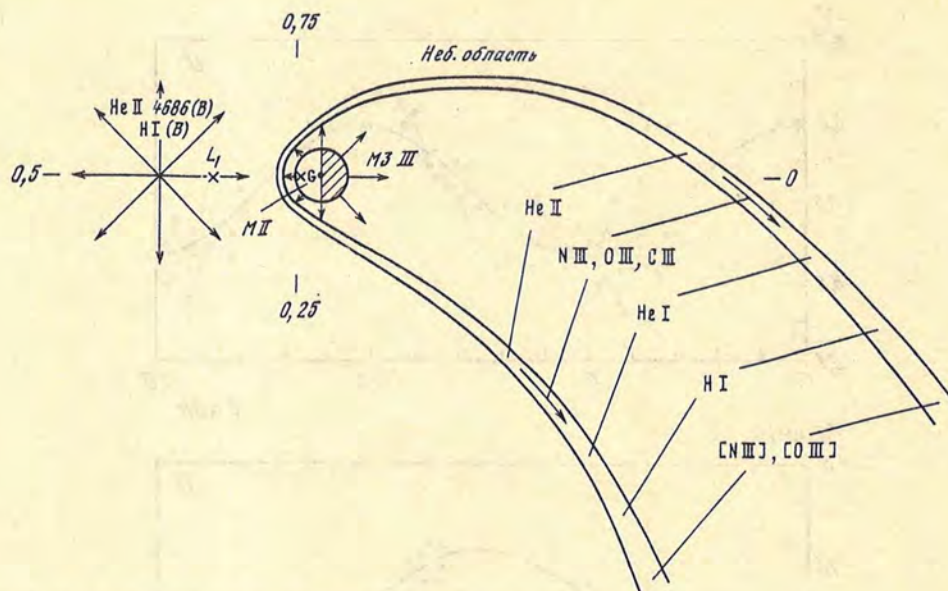


Рис. 3. Схематическая модель системы в орбитальной плоскости

Символом MII указано место возбуждения линий однократно ионизованных металлов. Таким местом является часть атмосферы М-звезды, которая нагревается горячим компонентом (см. [1]); L_1 — внутренняя точка Лагранжа, G — центр масс системы

Следовательно, они либо вообще не существуют, либо значительно слабее по сравнению с компонентами для конической части, и их ширина значительно меньше — всего несколько километров в секунду.

В модели взаимодействующих ветров в разделенных двойных системах скажется, возможно, и возбуждение рентгеновского излучения в маленькой области около вершины конуса. У AG Пегаса, однако, рентгеновское излучение пока не зарегистрировано. Отсутствие его в системе, имеющей звездный ветер со скоростью ~ 1000 км/с, как это отметил Кенион в своей монографии [23], кажется очень необычным.

В заключение выражаю свою благодарность акад. А.А. Боярчуку за постановку задачи и руководство работой. Выражаю также свою благодарность Т.В. Томову и Д.В. Райковой, Самостоятельной секции астрономии и Национальной астрономической обсерватории Болгарской АН за полезные дискуссии и обсуждение модели системы.

Ноябрь. 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Томов Н.А., Томова М.Т. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1992. Т. 86. С. 19–45.
2. Томов Н.А. // Наст. изд.
3. Boyarchuk A.A. // Irish Astron. J. 1986. Vol. 17. P. 392–400.
4. Boyarchuk A.A. Recent results on cataclysmic variables. Bamberg, 1985.
5. Боярчук А.А. // Астрон. журн. 1966. Т. 43. С. 976–989.
6. Боярчук А.А. // Там же. 1967. Т. 44. С. 12–21.
7. Gallagher J.S., Holm A.V., Anderson C.M., Webbing R.F. // Astrophys. J. 1979. Vol. 229. P. 994–1000.
8. Keyes C.D., Plavec M.J. // IAU Symp. N 88; Close binary stars: Observations and interpretations. Toronto, 1979. P. 535–542.
9. Kenyon S.J., Webbing R.F. // Astrophys. J. 1984. Vol. 279. P. 252–283.
10. Ипатов А.П., Юдин Б.Ф. // Письма в "Астрон. журн.". 1986. Т. 12. С. 936–941.
11. Потташ С.Р. Планетарные туманности. М.: Мир, 1987. 351 с.
12. Penston M.V., Allen D. // Month. Notic. Roy. Astron. Soc. 1985. Vol. 212. P. 939–954.

13. Kenyon S.J., Fernandez-Castro T., Stencel R.E. // *Astron. J.* 1988. Vol. 95. P. 1817–1827.
14. Reismers D. // *Astron. and Astrophys.* 1973. Vol. 24. P. 79–87.
15. Willson L.A., Girard T. // *Pulsations in classical and cataclysmic stars* / Ed. J. Cox, C. Hansen. Boulder, 1982. P. 18–33.
16. Wallerstein G., Willson L.A., Salzer J., Brugel E.W. // *Astron. and Astrophys.* 1984. Vol. 133. P. 137–153.
17. Willson L.A., Wallerstein G., Brugel E.W., Stencel R.E. // *Ibid.* P. 154–164.
18. Girard T., Willson L.A. // *Ibid.* 1987. Vol. 183. P. 247–256.
19. Hutchings J.B., Cowley A.P., Redman R.O. // *Astrophys. J.* 1975. Vol. 201. P. 404–412.
20. Белякина Т.С. // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.* 1992. Т. 84. С. 49–56.
21. Merrill P.W. // *Astrophys. J.* 1951. Vol. 113. P. 605–623.
22. Merrill P.W. // *Ibid.* 1959. Vol. 129. P. 44–49.
23. Kenyon S.J. *The symbiotic stars.* Cambridge: Univ. press, 1986. 290 p.

УДК 524.3563

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПОСТ- T Tau ЗВЕЗДЫ V 368 Cep

П.Ф. Чугайнов, П.П. Петров, М.Н. Ловкая

Представлены результаты фотометрических и спектральных наблюдений пятнистой звезды V 368 Cep типа dKOe, известной как рентгеновский источник. Сделаны следующие выводы. Звезда, вероятно, является одиночной. Период осевого вращения $2,75^d$ или $1,57^d$. Проекция скорости вращения $v \sin i = 25$ км/с. Радиус в пределах $0,8-2R_{\odot}$. Высокое содержание лития $\lg N(\text{Li}) = 3,0 \pm 0,4$, наличие H_{α} -эмиссии хромосферного происхождения и кинематические характеристики показывают, что V 368 Cep является звездой пост-T Tau, принадлежащей Локальной Ассоциации.

PHOTOMETRIC AND SPECTRAL PECULIARITIES OF THE POST-T Tau STAR V 368 Cep,
by P.F. Chugainov, P.P. Petrov, M.N. Lovkaya. The results of photometric and spectral observations of the spotted dKOe star V368Cep known as an X-ray source are presented. Following conclusions have been done. Probably it is a single star. The axial rotation period is equal to $2,75^d$ or $1,57^d$. The projected velocity of rotation $v \sin i = 25$ km/s. The radius is in limits of $0,8-2R_{\odot}$. High lithium abundance $\lg N(\text{Li}) = 3,0 \pm 0,4$, presence of the H_{α} -emission of chromospheric origin and kinematic characteristics indicate that V 368Cep is the post - T Tau star belonging to Local Association.

Введение

Звезда HD 220140 = SAO 10697 = V 368 Cep была отождествлена с рентгеновским источником H 2311 + 77 Правдо, Уайтом и Джиомми [1]. Джой и Вилсон [2] определили ее спектральный тип как dKO и отметили наличие сильных эмиссионных линий H и K CaII в ее спектре. Поретти, Мантегацца и Антонелло [3] нашли переменность блеска этой звезды с амплитудой $0,04^m$ и периодом $0,5767^d$ и классифицировали ее как пятнистую звезду. Позднее Хеккерт и др. [4] определили фотометрический период V 368 Cep как $2,75^d$. Для лучевой скорости V 368 Cep были опубликованы значения $-15,1 \pm 1,3$ км/с по наблюдениям обсерватории Маунт Вилсон [5] и $-19,0 \pm 0,9$ км/с по наблюдениям Ликской обсерватории [6]. Изменений лучевой скорости V 368 Cep не отмечалось, так что можно допустить, что она является одиночной звездой, а расхождение между определениями лучевой скорости вызвано случайными или систематическими ошибками. Таким образом, на основе всех имеющихся данных V 368 Cep может быть отнесена к группе одиночных быстровращающихся пятнистых звезд, принадлежащих к Локальной Ассоциации. Около 10 звезд этой группы рассмотрены в [7], и результаты их исследований оказались очень важными для решения проблем магнитного динамо, выгорания лития и эволюции углового момента у молодых звезд поздних типов после стадии T Tau [8–10]. Здесь мы рассматриваем результаты фотометрических и спек-

тральных наблюдений V 368 Сер, проведенных нами для определения таких характеристик, как скорость вращения, содержание лития в атмосфере, наличие H_{α} -эмиссии. В заключение сделан вывод об эволюционной стадии, в которой находится эта звезда.

Фотометрические и спектральные наблюдения и анализ результатов

С октября 1990 г. по март 1991 г. нами проводились фотоэлектрические наблюдения V 368 Сер в системе *UBVRI* Джонсона на 125-см телескопе АЗТ-11. Определялись разности величин V и показателей цвета по отношению к звезде сравнения SAO 10715, а контрольной звездой служила SAO 10704. Все измерения были переведены в систему *UBVRI* на основе наблюдений стандартной звезды BD + 24°659, по которым определялся нуль-пункт величины и показателей цвета. Для BD + 24°659 были приняты величины и показатели цвета по [11]. Результирующие ошибки полученных нами величин и показателей цвета V 368 Сер в большинстве случаев не превышают $\pm 0^m,01$.

Кривые блеска V 368 Сер, построенные по нашим наблюдениям с периодами $0^d,5767$ и $2^d,75$, показали меньший разброс точек для второго из этих периодов. Однако мы затем нашли, что период $1^d,571428$ представляет наблюдения несколько лучше, чем период $2^d,75$, хотя разброс точек все же остается довольно большим. Кривая блеска, свернутая с периодом $1^d,571428$, представлена на рис. 1. Следует отметить, что соблюдается соотношение $1/(1/2,75-1) = -1,571428$, и поэтому если период $1^d,571428$ истинный, то период $2^d,75$ можно считать ложным, вызванным повторяемостью наблюдений через интервалы времени, кратные суткам. Часть наших фотометрических наблюдений V 368 Сер проводилась непрерывно с длительностью ряда до 10 ч, и это должно было "подавить" ложную периодичность, связанную с распределением наблюдений во времени. Однако в изменениях блеска V 368 Сер, по-видимому, присутствует не только периодическая составляющая, но также и неправильные изменения, сильно затрудняющие выбор истинного периода между значениями $2^d,75$ и $1^d,57$. Что касается периода $0^d,5767$, то он не подтверждается нашими наблюдениями.

Как видно из рис. 1, амплитуда периодических изменений блеска составляет приблизительно $0^m,04$, а пределы неправильных изменений — примерно $\pm 0^m,02$. Амплитуды периодических изменений показателей цвета очень малы, они близки к пределу обнаружений, который может быть оценен для каждого из показателей как $0^m,01-0^m,02$. Эти характеристики периодических изменений блеска и цвета V 368 Сер не противоречат предположению о наличии на поверхности звезды темного пятна, параметры которого могут быть оценены следующим образом. Если принять, что спектральные распределения энергии пятна и фотосферы описываются функциями Планка $B_{\lambda}(T_{sp})$ и $B_{\lambda}(T_*)$, а f — максимальная доля диска звезды, покрытая пятном, то согласно [12] амплитуда периодических изменений в звездных величинах может быть найдена как

$$\Delta m(\lambda) = -2,5 \lg \{1 - f[1 - B_{\lambda}(T_{sp})/B_{\lambda}(T_*)]\}.$$

По этому соотношению наблюдаемые амплитуды блеска и показателей цвета могут быть представлены при $T_* = 5100$ K, $T_{sp} = 4800$ K и $f \approx 0,1$.

По нашим наблюдениям получены следующие средние значения звездной величины и показателей цвета V 368 Сер: $V = 7,50$, $(U-B) = 0,48$, $(B-V) = 0,89$, $(V-R) = 0,74$, $(R-I) = 1,20$. Согласно [13], показатели цвета, за исключением $(U-B)$, соответствуют эффективной температуре 5100 K и спектральному типу KO V. Для данного спектрального типа излучение в полосе U избыточно на $0^m,15$.

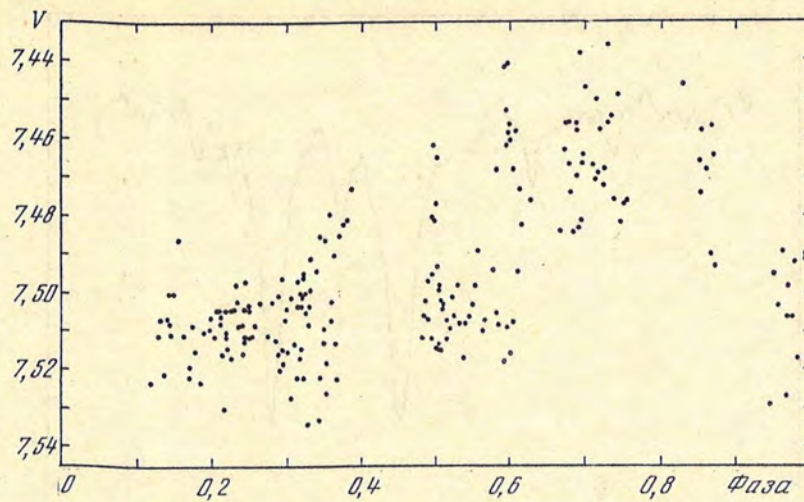


Рис. 1. Кривая блеска V 368 Сер, свернутая с периодом $P^d, 571428$

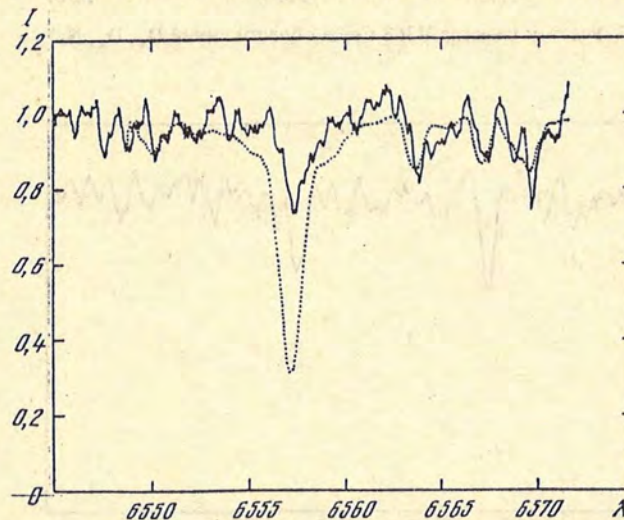


Рис. 2. Участок спектра V 368 Сер в области H_α
Пунктиром показан спектр 54 Psc, расширенный численно до $v \sin i = 25$ км/с

Спектральные наблюдения проводились в ноябре и декабре 1990 г. на телескопе ЗТШ в спектрографе куде с помощью ПЗС-камеры Хельсинкского университета. Получены спектры V 368 Сер в области H_α , D_1 , D_2 NaI, LiI λ 6707 (рис. 2–4), а также спектры стандартов такого же спектрального типа: HD 32923, 54 Psc и 107 Psc.

Наблюдения проводились в первой камере спектрографа с обратной дисперсией $2,5 \text{ Å/мм}$, ($0,054 \text{ Å}$ на 1 пиксел, ПЗС). Спектральное разрешение $0,3 \text{ Å}$ определялось шириной входной щели спектрографа $0,8''$, что в проекции на ПЗС составляло около 5 пиксел. Длина регистрируемого на ПЗС участка спектра была равна 31 Å . Поскольку V 368 Сер довольно слаба для наблюдений с высокой дисперсией, при времени экспозиции 40–50 мин отношение сигнал/шум на элемент спектрального разрешения не превышало 30. Для звезд стандартов отношение сигнал/шум было более 100.

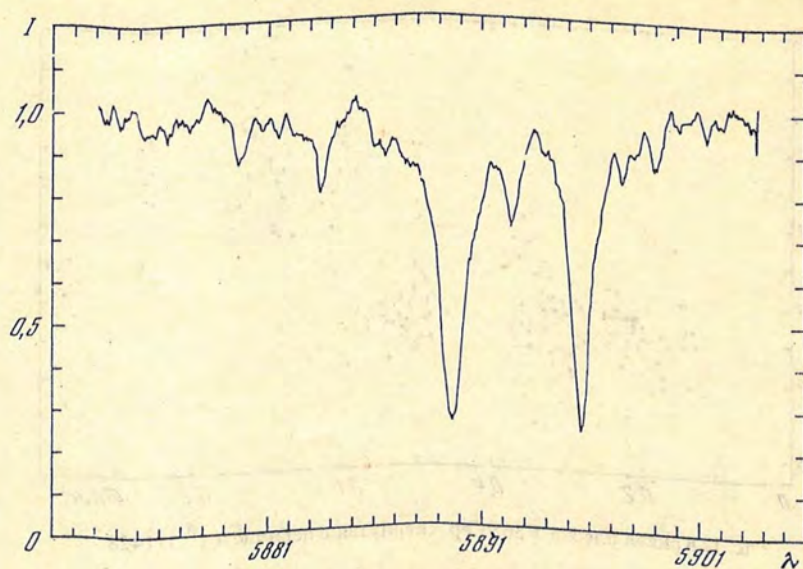


Рис. 3. Участок спектра V368 Сер в области линий D_1 , D_2 , NaI

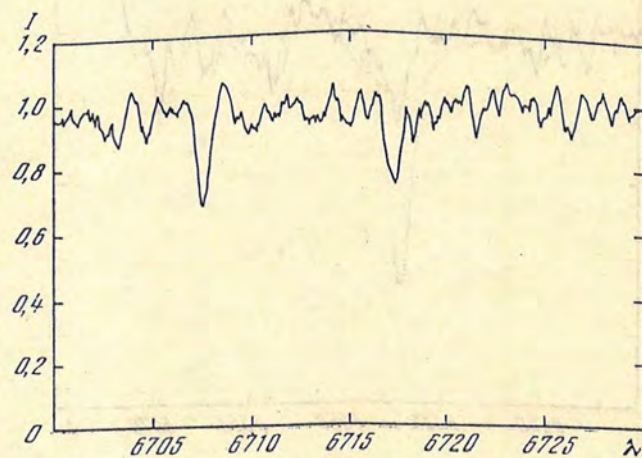


Рис. 4. Участок спектра V368 Сер в области линий LiI λ 6707 и CaI λ 6717

По 11 линиям металлов в указанных участках спектров определена лучевая скорость звезды: $-16,0 \pm 2,2$ км/с. Наши наблюдения не показывают изменений лучевой скорости от ночи к ночи и не отличаются от [5, 6] в пределах ошибок измерений, и они подтверждают вывод, что V 368 Сер не обнаруживает спектральной двойственности, вероятно, она является одиночной звездой. Проекция скорости вращения звезды определена путем сравнения спектров V 368 Сер с численно "раскрученными" до необходимого значения $v \sin i$ спектрами стандарта HD 32923. Согласно [14], для HD 32923 $v \sin i = 1,6 \pm 0,6$ км/с, а спектральный тип этой звезды G4V.

Линии D_1 , D_2 NaI в спектре V 368 Сер выглядят несколько необычно. Остаточные интенсивности по нашим наблюдениям равны 0,26 для D_1 и 0,24 для D_2 . Поскольку у нормальных звезд остаточная интенсивность D_1 меньше, чем D_2 , то можно предположить наличие небольшой эмиссии в ядре D_1 . Эквивалентные ширины в спектре V 368 Сер по нашим измерениям равны $W(D_1) = 1,47$ Å и $W(D_2) = 1,23$ Å.

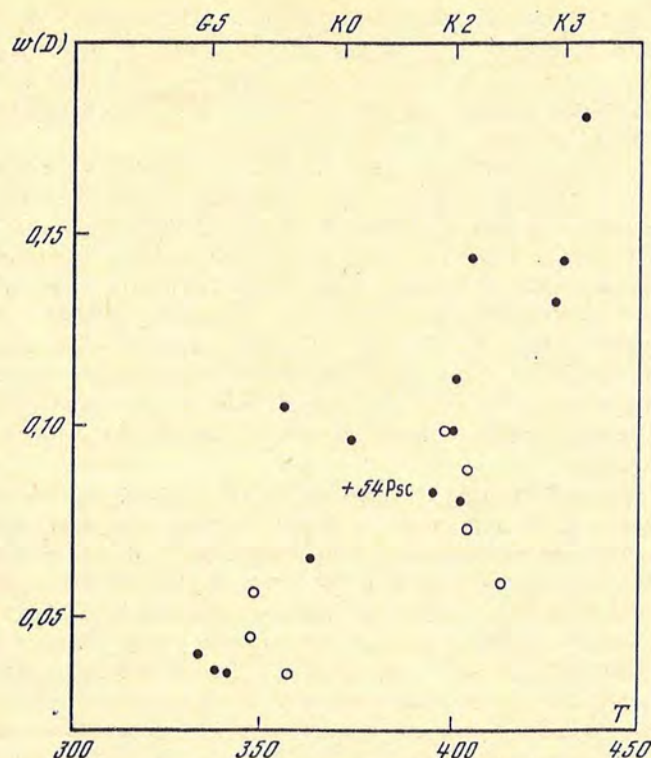


Рис. 5. Зависимость между силой абсорбции $W(D)$, температурным индексом T и спектральным типом по измерениям Спинрада и Тейлора [15]

Температурный индекс T увеличивается с уменьшением температуры T_{eff} . Положение 54 Psc показано крестиком. Темные кружки — светимость V, светлые кружки — светимость IV. W и T — безразмерные величины, определение которых дано в [27]

Эти значения мы сопоставили со значениями $W(D_1)$ и $W(D_2)$ в спектре 54 Psc спектрального типа KO V. На рис. 5 представлены, согласно [15], изменения силы абсорбций D_1 и D_2 у звезд типов G5–K3 светимостей V и IV и отмечено положение 54 Psc на этой диаграмме. Как видно из рис. 5, абсорбции D_1 и D_2 усиливаются со спектральным типом, но эта зависимость неоднозначная главным образом вследствие различий содержания натрия. Эффект светимости на диаграмме рис. 5 отрицательный, т.е. сила абсорбций у звезд IV немного меньше, чем у звезд V. Положение звезды 54 Psc на рис. 5 соответствует звездам типа KO V с нормальным содержанием натрия. Измерения эквивалентных ширин у 54 Psc, проведенные нами с той же аппаратурой, что и для V 368 Ser, дали $W(D_1) = 2,04 \text{ \AA}$, $W(D_2) = 1,44 \text{ \AA}$. Таким образом, $W(D_1)$ и $W(D_2)$ у 54 Psc больше, чем у V 368 Ser на 15–30%, и на основании этого, а также рис. 5 можно в отношении V 368 Ser сделать следующие выводы: 1) у звезды нет существенных отличий спектрального типа от KO и содержания Na от нормального; 2) линии D_1 , D_2 немного ослаблены вследствие наложения их эмиссионных компонентов или же вследствие того, что светимость звезды не V, а IV.

На рис. 2 представлены контуры линии H_α в спектрах V 368 Ser и 54 Psc по нашим наблюдениям. Для того чтобы сравнить контуры, мы расширили наблюдаемый контур у 54 Psc до скорости $v \sin i = 25 \text{ км/с}$. Как видно из рис. 2, абсорбционная

линия H_α в спектре V 368 Сер заполнена эмиссией. Посредством вычитания контуров мы определили эквивалентную ширину H_α -эмиссии у V 368 Сер, равную 0,75 Å. Близкие к этому значению эквивалентные ширины H_α -эмиссии были найдены для пятнистых одиночных звезд AB Dor и LQ Hya [16, 17], и при этом был сделан вывод, что H_α -эмиссия хромосферного происхождения.

На рис. 4 представлен контур линии $\text{LiI}\lambda 6707$ в спектре V 368 Сер. Следует отметить, что линия $\text{LiI}\lambda 6707$ сильнее, чем соседняя линия $\text{CaI}\lambda 6717$, что наблюдается лишь в редких случаях и свидетельствует об очень высоком обилии лития. Таким образом, в случае V 368 Сер линия $\text{LiI}\lambda 6707$ намного сильнее, чем у обычных звезд, и поэтому она не может быть отождествлена с blendой, включающей линии $\text{FeI}\lambda 6707,44$ и $\text{VI}\lambda 6708,10$ Å, которые, вероятно, намного слабее. Для эквивалентной ширины линии $\lambda 6707$ мы получили значение 288 мÅ. Для звезды HD 224085 типа K2 IV–V Фогт [18] определил суммарную эквивалентную ширину линий $\text{FeI}\lambda 6707,44$ и $\text{VI}\lambda 6708,10$ как 51 мÅ, и это значение может рассматриваться как верхний предел в предположении, что линия $\text{LiI}\lambda 6707$ совершенно отсутствует у HD 224085.

Содержание лития в атмосфере V 368 Сер мы определили на основе анализа, проведенного Дунканом [19] для звезд с эффективными температурами T_{eff} 5000–6000 К, гравитационными ускорениями в пределах $\lg g = 4$ –4,5. В [20] для AB Dor были приняты значения $T_{\text{eff}} = 5000$ К и $\lg g = 4,0$. В [19, 20] вычислены эквивалентные ширины линии $\text{LiI}\lambda 6707$ с использованием моделей атмосфер, и учитывалась тонкая структура этой линии, а в [20] был также учтен вклад в эквивалентную ширину линий $\text{FeI}\lambda 6705,11$, $6707,43$, $6710,32$. Для V 368 Сер нами были приняты значения $T_{\text{eff}} = 5100$ К, соответствующей спектральному типу KO V по фотометрии в полосах BVR_I , и $\lg g$ в пределах 4–4,5, соответствующего светимостям IV–V. По эквивалентной ширине $W(\lambda 6707) = 288$ мÅ на основе [19] было определено значение $\lg N(\text{Li}) = 3,0$ в шкале содержаний, в которой для водорода $\lg N(\text{H}) = 12$. Учет вклада в эквивалентную ширину линии $\text{FeI}\lambda 6707,43$, для которой принято значение 50 мÅ, понижает $\lg N(\text{Li})$ на 0,4. Если принять $T_{\text{eff}} = 5300$ К, что соответствует типу KO V, то $\lg N(\text{Li})$ повышается на 0,4. Почти такой же результат получается при определении содержания Li у V 368 Сер на основе [20], и поэтому окончательно для V 368 Сер нами было принято значение $\lg N(\text{Li}) = 3,0 \pm 0,4$, что очень близко к оценке начального космического содержания $\lg N(\text{Li}) = 3,3 \pm 0,1$ по [21]. Следует также отметить, что для AB Dor и LQ Hya в [19, 20] получены содержания Li почти такие же, как определенные нами для V 368 Сер, хотя они рассматриваются в [19, 20] как необычно высокие для звезд типов G8V–KOV.

На основании наших определений фотометрического периода и проекции скорости вращения мы сделали оценки радиуса V 368 Сер по соотношению

$$R = \frac{1}{2\pi} P v,$$

где P — фотометрический период и v — экваториальная скорость вращения. Полагая $P = 1^d,57$ и используя вместо v проекцию скорости $v \sin i = 25$ км/с, получим $R = 0,8 R_\odot$, что хорошо соответствует спектральному типу KOV. Если учесть, что наиболее вероятное значение $\sin i = 0,7$, то следует принять $v = 36$ км/с, и тогда $R = 1,1 R_\odot$. Этим двум значениям радиуса при эффективной температуре 5100 К соответствуют абсолютные визуальные величины M_V 6^m,0 и 5^m,2, и, принимая видимую величину 7^m,5, получим значения расстояний 20 и 29 пк. Аналогично для периода 2^d,75 получаем значения радиусов: 1,4 $R_\odot$ и 2 $R_\odot$; абсолютных визуальных величин: 4^m,8 и 4^m,0; расстояний: 35 и 50 пк.

Заключение

Наши определения лучевой скорости, скорости вращения, спектрального типа, H_{α} -эмиссии и содержания лития показывают большое сходство V 368 Сер с такими одиночными быстровращающимися звездами, как AB Dor и LQ Нуа, характеристики которых приводятся в [17, 22]. Для того чтобы произвести сравнение с кинематическими характеристиками [7] группы звезд, в которую входят AB Dor и LQ Нуа, мы определили компоненты пространственной скорости V 368 Сер. Приняв значения лучевой скорости -16 км/с, компонентов собственного движения (согласно SAO Catalogue) $\mu_{\alpha} = 0^{\circ},0731$, $\mu_{\delta} = 0,087$ и расстояние 30 пк, мы получили следующие значения компонентов пространственной скорости (км/с): $U = -22$, $V = -28$, $W = -4$. Они довольно близки к значениям, найденным Эггеном [23] для группы Плеяд: $U = -11 \pm 9$, $V = -25$, $W = -8 \pm 8$. Таким образом, V 368 Сер, вероятно, может быть отнесена к группе одиночных пятнистых звезд, принадлежащих к Локальной Ассоциации. Пространственные движения звезд этой группы сходны с движениями группы Плеяд и ассоциаций Tau-Aur и Sco-Cen.

С другой стороны, V 368 Сер по своим характеристикам может быть отнесена к звездам, находящимся в стадии эволюции пост-Т Тау. Характеристики звезд типа пост-Т Тау были определены впервые Хербигом [24]: эквивалентная ширина H_{α} -эмиссии не превышает $10 \text{ \AA}$; другие оптические эмиссионные линии, кроме H и K, отсутствуют; линия LiI $\lambda 6707$ необычно сильна. Позднее Вальтером и др. [25], Стромом и др. [26] было найдено около 60 таких звезд в ассоциации Tau-Aur. Кроме характеристик, указанных Хербигом, в [25] было обнаружено рентгеновское излучение и быстрое осевое вращение со скоростями $v \sin i$ от 30 до 75 км/с у большинства звезд. В [26] было показано, что около 20% звезд имеют избытки излучения на длине волны 2,2 мкм, свидетельствующие о наличии околозвездных оболочек, и что по крайней мере часть из 60 звезд со слабой H_{α} -эмиссией и сильной линией LiI $\lambda 6707$ имеют возраст порядка 10^7 лет и представляют эволюционную стадию более позднюю, чем стадия Т Тау, следовательно, они являются звездами пост-Т Тау. Таким образом, можно заключить, что и V 368 Сер является пост-Т Тау пятнистой звездой окрестностей Солнца, принадлежащей к Локальной Ассоциации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pravdo S.H., White N.E., Giommi P. // Month. Notic. Roy. Astron. Soc. 1985. Vol. 215. P. 11P.
2. Joy A.H., Wilson R.E. // Astrophys. J. 1949. Vol. 109. P. 231.
3. Poretti E., Mantegazza L., Antonello E. // Inform. Bull. Var. Stars. 1985. N 2807.
4. Heckert P.A., Mooney C.B., Hickman M.A. et al. // Bull. Amer. Astron. Soc. 1990. Vol. 22. P. 837.
5. Abt A.H., Biggs E.S. Bibl. of stellar radial velocities. N.Y.: Latham process, 1972.
6. Moore J.H., Paddock G.F. // Astrophys. J. 1950. Vol. 112. P. 48.
7. Chugainov P.F. // Angular momentum evolution of young stars / Ed. S. Catalano, J.R. Stauffer. Dordrecht: Kluwer, 1991. P. 175.
8. Belvedere G. // Activity in red dwarf stars / Ed. P.B. Byrne, M. Rodono. Dordrecht: Reidel, 1983. P. 579.
9. Shatzman E. // Angular momentum evolution of young stars / Ed. S. Catalano, J.R. Stauffer. Dordrecht: Kluwer, 1991. P. 223.
10. Bodenheimer P. // Ibid. P. 1.
11. Neckel T., Chini R. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1980. Vol. 39. P. 411.
12. Vrba F.J., Rydgren A.E., Chugainov P.F. et al. // Astrophys. J. 1986. Vol. 306. P. 199.
13. Johnson H.L. // Boll. observ. Tonantzintla y Taculaya. 1964. Vol. 3. P. 305.
14. Soderblom D.R. // Astrophys. J. 1982. Vol. 231. P. 239.
15. Spinrad H., Taylor B.J. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1971. Vol. 22. P. 445.
16. Vilhu O., Gustafsson B., Edvardsson B. // Astrophys. J. 1987. Vol. 320. P. 850.
17. Feckel F.C., Bopp B.W., Africano J.L. et al. // Astron. J. 1986. Vol. 92. P. 1150.
18. Vogt S.S. // Astrophys. J. 1981. Vol. 247. P. 975.
19. Duncan D.K. // Ibid. 1991. Vol. 373. P. 250.
20. Vilhu O., Gustafsson B., Walter F.M. // Astron. and Astrophys. 1991. Vol. 241. P. 167.

21. Duncan D.K. // *Astrophys. J.* 1981. Vol. 248. P. 651.
22. Rucinski S.M. // *Month. Notic. Roy. Astron. Soc.* 1985. Vol. 215. P. 615.
23. Eggen O.J. // *Publ. Astron. Soc. Pacif.* 1975. Vol. 87. P. 81.
24. Herbig G.H. // *Astrophys. J.* 1973. Vol. 182. P. 129.
25. Walter F.M., Brown A., Mathien R.D. et al. // *Astron. J.* 1988. Vol. 96. P. 297.
26. Strom K.M., Strom S.E., Edwards S. et al. // *Ibid.* 1989. Vol. 97. P. 1451.
27. Spinrad H., Taylor J.B. // *Actrophys. J.* 1969. Vol. 157. P. 1279.

УДК 523.855

ЯРКОСТЬ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ГАЛАКТИКИ NGC 1275 В 1982–1987 ГГ.

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

На основании данных наблюдений, проведенных авторами в 1982–1987 гг. на телескопе АЗТ-11, вычислены потоки излучения и светимости в эмиссионных линиях H_β , [O III] λ 4959 + 5007 Å и в непрерывном спектре $\lambda \sim 5200$ Å центральной области сейфертовской галактики NGC 1275 диаметром 10". Среднее значение потока по данным наших наблюдений за этот период (35 ночей наблюдений) в линиях H_β — $2,1 \cdot 10^{-13}$ эрг/(с · см²), [O III] — $7,1 \cdot 10^{-13}$ эрг/(с · см²), в континууме ($\lambda_{\text{эф}} = 5200$ Å) — $0,98 \cdot 10^{-14}$ эрг/(с · см² · Å). По наблюдениям (30 ночей) В.М. Лютого ($\lambda_{\text{эф}} = 5500$ Å) среднее значение потока в непрерывном спектре равно $0,85 \cdot 10^{-14}$ эрг/(с · см² · Å). Характер изменений яркости за указанный период в обоих рядах наблюдений был одинаков. Полученные значения потоков характеризуют ядро галактики в минимуме блеска, когда яркость центральной области галактики в 1,5–2,0 раза меньше, чем в период ее активного состояния. По светимости в эмиссионных линиях H_β , [O III], λ 4959+5007 Å и в непрерывном спектре центральная область галактики NGC 1275 сравнима с ближайшими квазарами.

THE BRIGHTNESS OF NGC 1275 GALAXY CENTRAL REGION IN 1982–1987, by N.I. Merkulova, L.P. Metik, I.I. Pronik. The fluxes and luminosities in the emission lines H_β , [O III] λ 4959–5007 Å and in the continuum ($\lambda \sim 5200$ Å) of NGC 1275 Seyfert galaxy central region of 10" diameter have been calculated. The observational data were obtained by the authors in 1982–1987 at the telescope AZT-11. The average value of flux in this period was in H_β — $2,1 \cdot 10^{-13}$ erg/(s · cm²), in [O III] — $7,1 \cdot 10^{-13}$ erg/(s · cm²) and in continuum — $0,98 \cdot 10^{-14}$ erg/(s · cm² · Å) (35 nights of observations). The average continuum flux according to V.M. Lyutyi observations (30 nights of observations, $\lambda_{\text{eff}} \sim 5500$ Å) equals to $0,85 \cdot 10^{-14}$ erg/(s · cm² · Å). The behaviour of the brightness was the same for both series (ours and V. Lyutyi's) of observations. These obtained values characterize the galaxy nucleus in its brightness minimum: it was in continuum 1,5–2,0 times less, than the brightness in its active state. The emission lines H_β , [O III], 4959–5007 Å and continuum luminosities of central region of NGC 1275 galaxy nucleus are comparable with the same of the nearest weak quasars.

Наблюдения центральной области сейфертовской галактики NGC 1275 в диафрагме 10" проводились в 1982–1987 гг. на 1,25-метровом телескопе АЗТ-11 Крымской астрофизической обсерватории со сканирующим спектрометром АСП-38 в режиме счета фотонов. В каждой из трех спектральных полос, центрированных на области эмиссионных линий H_β , [O III] λ 4950 + 5007 Å и область непрерывного спектра $\lambda \sim 5200$ Å, за 35 ночей было получено по 379 оценок яркости ядра галактики с выходной щелью $\Delta\lambda = 80$ Å. За одну ночь было получено от 1 до 30 измерений. Наблюдения проводились методом дифференциальной фотометрии по отношению к звезде сравнения C2 [1] ($V = 12^m,31$, $B-V = 0^m,58$), расположенной на расстоянии 7' от ядра галактики. Методика измерений и результаты опубликованы [2–6].

Эти данные позволяют определить поток излучения центральной области галактики NGC 1275 в абсолютной шкале единиц в эмиссионных линиях и непрерывном спектре. При этом для звезды с $V = 0^m$ ($\lambda_{\text{эф}} = 5500$ Å), согласно [7], величина потока в области λ 5500 Å была принята $3,75 \cdot 10^{-9}$ эрг/(с · см² · Å).

Фотоэлектрические *UBV*-наблюдения центральных областей галактик регулярно

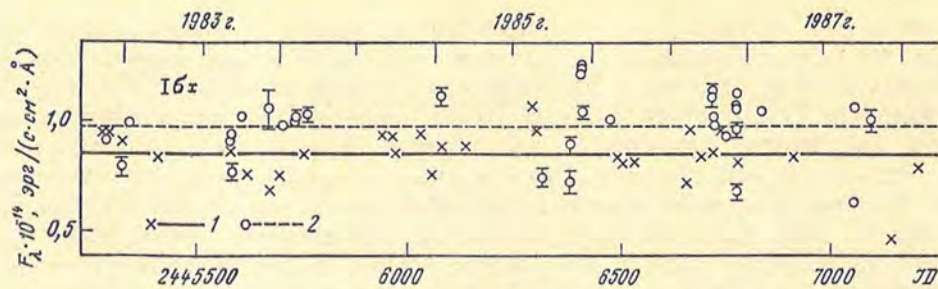
проводятся В.М. Лютым [1, 8–10]. Представляет интерес сравнение усредненных за ночь потоков излучения ядра галактики NGC 1275 в непрерывном спектре, полученных нами за 35 ночей и В.М. Лютым за 30 ночей, за общий интервал времени наблюдений 1982–1987 гг. Ранее в [5] мы анализировали оба массива данных (наши и В.М. Лютого) путем построения гистограмм с целью проверки предположения о нормальном распределении полученных рядов измерений. Форма распределения данных сравниваемых рядов оказалась двугорбой как по нашим, так и по данным В.М. Лютого. Ниже мы приводим сравнение этих рядов в абсолютной шкале единиц. Потоки получены нами и В.М. Лютым в близких спектральных интервалах: соответственно $\lambda = 5200 \text{ \AA}$ и $\lambda = 5500 \text{ \AA}$ (фильтр V). Для сравнения потоков излучения ядра галактики NGC 1275 данные наблюдений В.М. Лютого, полученные в системе B, V с диафрагмой диаметром $27''$, были пересчитаны для диафрагмы диаметром $10''$. При этом использовались результаты многоапертурных наблюдений ядра NGC 1275 А.В. Засова и В.М. Лютого [11]. После этого описанным выше способом яркости ядра NGC 1275 в звездных величинах были пересчитаны в единицы $\text{эрг}/(\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{\AA})$. Пересчет потоков излучения ядра от $\lambda 5500 \text{ \AA}$ к $\lambda 5200 \text{ \AA}$ с учетом BV -данных показал, что полученные поправки в экстремальных случаях достигают 10%. Мы не уверены, что в этих случаях не сказывается несколько разная центрировка диафрагм при многоапертурных наблюдениях А.В. Засова и В.М. Лютого. При наблюдениях с диафрагмами разных диаметров могут быть разные нуль-пункты, которые трудно учесть. Поэтому сравнение потоков центральной области галактики NGC 1275 для диафрагмы $10''$ по нашим данным и В.М. Лютого мы провели в тех цветовых системах, в которых велись наблюдения, т.е. соответственно $\lambda 5200 \text{ \AA}$ и $\lambda 5500 \text{ \AA}$. Для UBV -данных ядра галактики NGC 1275, полученных с диафрагмой $27''$, В.М. Лютый [1] приводит ошибку $\pm 0^m,02$. В рассматриваемый интервал времени ядро галактики было очень слабым, и отношения величин потоков его излучения в диафрагмах $10''$ и $27''$ в среднем составляли 0,30. Поэтому для вычисленного в $10''$ диафрагме потока излучения мы приняли величину ошибки $\pm 6\%$.

Для каждого из рядов наблюдений были получены прямые регрессии и вычислены коэффициенты корреляции (r) яркости центральной области галактики и времени. Оказалось, что корреляции нет: $r = 0,1 \pm 0,2$; ряды не показали линейной зависимости яркости от времени. Среднеквадратичное отклонение одного значения величины потока излучения от среднего значения по данным В.М. Лютого составляет $\pm 13\%$, по нашим данным $\pm 14\%$ и 30% — при диафрагме диаметром $5''$. Изменения со временем усредненных за ночь потоков излучения центральной области галактики NGC 1275 размером $10''$ представлены на рисунке. Систематического хода в изменениях нет. Имеются только отдельные ослабления яркости продолжительностью от нескольких недель до месяцев. Наибольшее уменьшение яркости (в 1,7 раза) отмечалось дважды в течение наших наблюдений и один раз — у В.М. Лютого.

За обсуждаемый период времени было три общих ночи наблюдений. В табл. 1 мы приводим средние величины потоков излучения центральной области галактики NGC 1275 размером $10''$, полученные нами и В.М. Лютым для этих трех ночей, а также за весь период. Как видно из таблицы, сравниваемые значения несколько отличаются: наши — в среднем больше на 25% для трех ночей и для всего массива наблюдений 1982–1987 гг. — на 15%.

Таким образом, характер изменений величин потока излучения центральной области галактики NGC 1275 в непрерывном спектре по наблюдениям нашим ($\lambda = 5200 \text{ \AA}$) и В.М. Лютого ($\lambda = 5500 \text{ \AA}$) одинаков. Различие в нуль-пункте величин потоков, составляющее примерно 15–20%, свидетельствует об удовлетворительном согласии данных обоих сравниваемых рядов наблюдений.

Полученные нами средние значения потока излучения центральной области га-



Изменения со временем усредненных за ночь значений потоков излучения центральной области галактики NGC 1275 диаметром 10" по данным

1 — В.М. Лютого ($\lambda_{эф} = 5500 \text{ Å}$) [10]; 2 — Н.И. Меркуловой, Л.П. Метик, И.И. Проник ($\lambda \sim 5200 \text{ Å}$) [2–6].

Линии показывают средние значения потоков излучения за весь период наблюдений; вертикальные черточки у точек — среднеквадратичные отклонения от среднего за ночь значения; черточки отсутствуют, когда ошибки не превышают размеров точки

σ_x — средняя ошибка для данных В.М. Лютого (см. текст)

лактики NGC 1275 размером 10" за период 1982–1987 гг. — $(0,85–0,98) \times 10^{-14} \text{ эрг/(с·см}^2 \cdot \text{Å)}$ — характеризуют ее во время минимума блеска ядра. Результаты измерений потоков излучения ядра галактики NGC 1275 в его активной фазе приведены в [12–15]. Некоторые из этих результатов мы сравнили с нашими (табл. 2). Как следует из таблицы, в активный период яркость центральной области была в 1,5–2,0 раза больше, чем в период минимума блеска.

Средние значения потоков центральной области галактики NGC 1275 в диафрагме 10" в эмиссионных линиях H_β и $[O III] \lambda 4959 + 5007 \text{ Å}$, вычисленные нами для всего интервала времени 1982–1987 гг., приведены в табл. 3 вместе с данными, полученными для этой галактики другими авторами в разное время. Здесь, так же, как и в случае непрерывного спектра, наши результаты относятся к минимуму блеска ядра галактики, а все другие — к активной его фазе. К сожалению, в случае линий нельзя провести сравнительный анализ такого же рода, как был сделан для потоков в непрерывном спектре. Это связано с возможными большими расхождениями нуль-пунктов каждого из определений. В частности, полученный нами нуль-пункт для потоков непрерывного спектра должен быть отнесен и к потокам в эмиссионных линиях, т.е. приведенные в табл. 3 потоки для H_β и $[O III]$ для 1982–1987 гг. должны быть уменьшены на 15–20%. Учет такой поправки показал, что в минимуме блеска ядра его яркость в линиях $[O III]$ была несколько ниже, чем в период активного состояния. Но на сколько ниже, сказать трудно, так же, как судить о сходстве или различии значений потоков, приведенных в этой таблице. Большие различия в нуль-пунктах потоков в эмиссионных линиях могут быть связаны с разными уровнями принятого континуума при определении потоков в линиях. Естественно, ошибки будут больше сказываться на малых величинах потоков линии H_β и меньше — на величинах потоков линий $[O III]$, которые сравнимы с величиной потока непрерывного спектра в интервале длин волн 80 Å. Можно предположить, что различия в проведении непрерывного спектра авторами могут внести неопределенность в величины потоков излучения в линии H_β до 100%, а в линиях $[O III]$ — не более 30–50%.

В табл. 4 мы приводим светимости центральной области галактики NGC 1275 размером от 6" до 10" (2,0–3,5 кпк) в эмиссионных линиях H_β и $[O III] \lambda 4959 + 5007 \text{ Å}$, как средние, полученные по всем значениям потоков, приведенным в табл. 3, приняв расстояние до галактики равным 75 Мпк. Светимости в непрерывном спектре определены по данным табл. 1, из которой взяты значения потоков в периоды как минимального блеска ядра, так и его более активного состояния.

Таблица 1

Сравнение величин потока излучения центральной области NGC 1275 размером 10" в непрерывном спектре, полученных в 1982–1987 гг. разными авторами

Дата	$F_{\lambda} \cdot 10^{14}$, эрг/(с · см ² · Å)		$F_{M,M,\Pi}$
	В.М. Лютый (Л) $\lambda = 5500$ Å	Меркулова, Метик, Проник (М,М,П) $\lambda = 5200$ Å	F_L
15.I 85	0,89	1,11	1,25
11.X 86	0,86	1,01	1,18
7. XII 86	0,81	1,07	1,32
Среднее по трем датам	0,85	1,06	1,25
Среднее по всему массиву	0,85 ($n = 30$)	0,98 ($n = 35$)	1,15

Таблица 2

Потоки излучения центральной области галактики NGC 1275 (F_{λ}) в непрерывном спектре

Дата	Диафрагма	λ , Å	$F_{\lambda} \cdot 10^{14}$, эрг/(с · см ² · Å)	Наблюдатели
1966–1967 гг.	8"	5263	1,56	Андерсон [12]
		5350	1,50	"
		5550	1,51	"
до 1970 г.	7"	5400	2,35	Вамплер [13]
23.IX 1974 г.	10"	5190	1,90	Де Брюн, Саргент [14]
		5210	1,88	
9.X 1974 г.	7"	5300	2,30	Шилдс, Оук [15]
1982–1987 гг.	10"	5500	0,85	по данным Лютого [10]
1982–1987 гг.	10"	5200	0,98	Меркулова, Метик, Проник (данная работа)

Таблица 3

Потоки излучения центральной области NGC 1275 в эмиссионных линиях $F \cdot 10^{13}$, эрг/(с · см²)

Дата	Диафрагма	$F_{H\beta}$	$F_{[OIII]}$ 4959 + 5007 Å	Наблюдатели
1966–1967 гг.	8"	1,3	7,0	Андерсон [12]
до 1970 г.	7"	1,3	6,8	Вамплер [13]
Декабрь. 1973 г.	7", 5–15" *	1,0	5,7	Адамс, Видман [16]
Январь. 1974 г.				
Май. 1974 г.				
Декабрь. 1977 г.	6"	0,6	4,3	Балик, Хекман [17]
1982–1987 гг.	10"	2,1 ± 0,1	7,1 ± 0,3	Меркулова, Метик, Проник

*Примечание. Размер диафрагмы для данного объекта в статье точно не указан.

Таблица 4

Светимости центральной области галактики NGC 1275 размером $6'' - 10''$ в эмиссионных линиях и непрерывном спектре по данным разных авторов

Объект	$L_{H\beta} \cdot 10^{-40}, \text{эрг/с}$	$L_{[\text{O III}]} \cdot 10^{-41}, \text{эрг/с}$	$L_{5200} \cdot 10^{-39}, \text{эрг/с}$
NGC 1275	4–13	2,7–4,5	6–15
QSO	32–3200	0,6–100	6–300

Примечание. В таблице приведены интервалы светимостей близких квазаров согласно [18].

В последнем случае мы воспользовались значениями потоков, полученными ранее (до 1982 г.) разными авторами при наблюдениях с диафрагмами размерами меньше $10''$. Из таблицы видно, что по светимости в эмиссионных линиях $H\beta$, $[\text{O III}] \lambda 4959 + 5007 \text{ \AA}$ и в непрерывном спектре центральная область галактики NGC 1275 сравнима с близкими квазарами.

Мы искренне благодарны В.М. Лютому за предоставление наблюдательного материала до опубликования, К.К. Чуваеву за полезные замечания, а также Т.Н. Никулиной и В.Т. Жоголевой за помощь в вычислениях и изготовлении рисунков.

Ноябрь, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лютый В.М. // Астрон. журн. 1972. Т. 49. С. 930.
2. Меркулова Н.И., Проник И.И. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1987. Т. 77. С. 135.
3. Меркулова Н.И., Метик Л.П., Проник И.И. // Там же. С. 144.
4. Меркулова Н.И., Метик Л.П., Проник И.И. // Там же. 1988. Т. 79. С. 133.
5. Меркулова Н.И., Метик Л.П., Проник И.И. // Там же. 1990. Т. 82. С. 61.
6. Меркулова Н.И., Метик Л.П., Проник И.И. // Там же. 1992. Т. 85. С. 82.
7. Страйжис В.Л. // Многоцветная фотометрия звезд. Вильнюс: Мокслас, 1977. С. 139.
8. Лютый В.М. // Астрон. журн. 1977. Т. 54. С. 1153.
9. Лютый В.М. // Письма в "Астрон. журн.". 1980. Т. 6. С. 223.
10. Лютый В.М. // Астрон. журн.
11. Засов А.В., Лютый В.М. // Там же. 1973. Т. 50. С. 253.
12. Anderson K. // Astrophys. J. 1970. Vol. 162. P. 743.
13. Wampler E. // Ibid. 1964. Vol. 164. P. 1.
14. Bruyn A. de, Sargent W. // Astron. J. 1987. Vol. 83. P. 1257.
15. Shields G., Oke J. // Publ. Astron. Soc. Pacif. 1975. Vol. 87. P. 879.
16. Adams T.F., Weedman D.W. // Astrophys. J. 1975. Vol. 199. P. 19.
17. Balick B.B., Heckman T. // Astron. J. 1979. Vol. 84. P. 302.
18. Проник И.И. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1992. Т. 86. С. 96.

ДОСТОВЕРНА ЛИ БЫСТРАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ ЭМИССИОННОГО СПЕКТРА ЯДРА СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGG 1275 В ОПТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ?

(Обзор работ И.И. Проник, Н.И. Меркуловой, Л.П. Метик)

К.К. Чуваев

Критически рассмотрены данные наблюдений, полученные И.И. Проник (П), Н.И. Меркуловой и И.И. Проник (МП), Л.П. Метик, Н.И. Меркуловой и И.И. Проник (ММП).

Приведены аргументы и свидетельства в пользу того, что утверждения авторов о беспорядочных изменениях потоков в разрешенных и запрещенных линиях эмиссионного спектра ядра NGG 1275 на сотни процентов всего лишь за десятки минут являются, скорее всего, следствием ошибок аппаратурного и методического характера.

ARE RAPID VARIATIONS OF THE OPTICAL EMISSION SPECTRA OF SEYFERT GALAXY NGC 1275 NUCLEUS REAL?

(Review of papers by I.I. Pronik, N.I. Merkulova, L.P. Metik), by K.K. Chuvaev. The observational data by I.I. Pronik (P), N.I. Merkulova, I.I. Pronik (MP), L.P. Metik, N.I. Merkulova, I.I. Pronik (MMP) have been critically reviewed.

Arguments and evidences have been represented that the repeated statements of the authors about random variations of the flow in permissible and forbidden lines of the optical emission spectra of NGG 1275 nucleus up to hundreds percents on the time-scale of 1–2 dozens of minutes are, most probably, the consequence of instrumental and systematic errors.

I. Переменность интенсивностей и профилей эмиссионных линий в спектрах активных ядер галактик (АЯГ) является следствием отклика газа, окружающего ядро, на изменения излучения центрального источника, возбуждающего газ. Очевидно, что характерные времена переменности линий определяют размеры областей газа, в которых они возникают. Размеры областей формирования широких линий более точно определяются по временам запаздывания событий в линиях по сравнению с событиями в континууме. Таким образом, временные характеристики переменности линий различных элементов, имеющих свои атомные константы, несут информацию как о геометрии газа около ядра, так и о его физических характеристиках. Информацию о кинематике газа дают ширины, вид профилей линий и их измерения со временем.

Краткое изложение теоретических и наблюдательных аспектов проблемы, связанной с переменностью эмиссионных линий, можно найти, например, в статье Бочкарева [1] и в обзоре Петерсона [2].

В обзоре Петерсона обобщены, в частности, опубликованные данные о переменности линий в спектрах ядер наиболее изученных галактик и описана стандартная фотоионизационная модель (СФМ). В рамках этой модели находят объяснение многие наблюдаемые особенности излучающего газа, например, существенное различие размеров областей образования широких (*BLR*) и узких (*NLR*) эмиссионных линий, запаздывание событий в эмиссионных линиях по сравнению с событиями в континууме и т.д.

В обзоре также обращено внимание на различие размеров *BLR*, оцениваемых из наблюдений и по СФМ. Так, для хорошо изученной сейфертовской галактики NGG 5548 время запаздывания для некоторых линий высокого возбуждения оказалось не более 10 дней. А, согласно СФМ, размер *BLR* в галактиках должен быть не менее светового года.

С другой стороны, размеры *NLR* из оценок по СФМ и из наблюдений ближайших галактик согласуются между собой и составляют десятки–сотни световых лет.

Между тем, в двух случаях были отмечены изменения интенсивности или ширины линий всего лишь за несколько лет:

а) в [3] сообщено, что у галактики 3C 390.3 в течение нескольких лет постепенно уменьшался поток в узких компонентах линий $L_{\gamma\alpha}$ и $CIV\lambda 1549$;

б) в [4] отмечено увеличение ширины линий [OIII] $\lambda 4959$ и $\lambda 5007$ вдвое за 10 лет. Следует упомянуть еще о двух публикациях, в которых сообщалось о переменности линий [OIII].

Файралл опубликовал в журнале "Nature" [5] свидетельства о 30-минутных изменениях профилей линий [OIII] $\lambda 4959$ и $\lambda 5007$. (Там же по этому поводу был опубликован комментарий Гаскелла [6] под названием "Спектры, которые невозможно объяснить".) Позднее, в результате тщательно выполненных наблюдений, Файралл обнаружил в области ядра галактики структурные детали размером $< 1''$, и переменность профилей линий вызывалась, скорее всего, тем, что на щель спектрографа проектировались различные структуры в области ядра.

Коллачный с соавторами [7] обнаружил изменение потока в линиях [OIII] $\lambda 4959$, 5007 спектра ядра галактики Akn 120 вдвое за один год.

В связи с приведенными примерами уместно напомнить результаты попыток найти какие-то механизмы, способные обеспечить быструю переменность потоков или вида профилей узких линий. Например, в [1] упомянуты 3 механизма:

- 1) учет роли индуцированного излучения [8, 9];
- 2) учет роли оптически толстого газа в запрещенных линиях, что можно ожидать в ряде случаев [10];
- 3) учет последствий тепловой неустойчивости газа в поле жесткого излучения [11, 12].

Перечисленные механизмы, по-видимому, могут приводить к переменности узких линий. Однако временные интервалы, на которых даже небольшие изменения могли бы быть зарегистрированы, при мажоритарных предположениях составляют не менее месяца.

С другой стороны, уже накоплен ряд достаточно точных наблюдений потоков в узких линиях. Они свидетельствуют о их постоянстве, по меньшей мере, в течение нескольких месяцев [2], а линия [OIII] $\lambda 5007$ часто используется для калибровки шкалы интенсивностей.

II. Перейдем теперь к рассмотрению ряда статей П, МП и ММП, посвященных изучению эмиссионного спектра ядра галактики NGC 1275. Мы не упоминали о них до сих пор потому, что в них приводятся результаты о столь быстрых и значительных изменениях потоков (или интенсивностей) в эмиссионных линиях, которые невозможно ожидать, исходя из имеющихся представлений о природе АЯГ. Кроме того, они сильно отличаются от результатов, полученных автором [13, 14]. Эти обстоятельства и были побудительным мотивом для рассмотрения статей П, МП, ММП, содержащих данные наблюдений, чтобы составить представление о степени их достоверности и попытаться понять причину странных результатов.

Поскольку авторы использовали для наблюдений 3 телескопа с различной приемной аппаратурой, целесообразно рассмотреть и полученные на них результаты раздельно.

**Фотографические наблюдения на спектрографе
первичного фокуса 2,6-метрового телескопа (ЗТШ)
Крымской астрофизической обсерватории
в 1972–1978 гг.**

В указанный период П получала нерасширенные спектрограммы ядра NGC 1275 с дисперсией 380 и 570 Å/мм и щелью 2". Кроме своих спектров, П привлекала данные других наблюдателей.

По-видимому, самая полная сводка относительных интенсивностей эмиссионных линий [OII] $\lambda 3727$, [NeIII] $\lambda 3869$, [SII] $\lambda 4069, 4076$, [OIII] $\lambda 4363$, H_{β} , [OIII] $\lambda 4959$, 5007, [OI] $\lambda 6300$, [OI] $\lambda 6364$, H_{α} + [NII] $\lambda 6563, 6548, 6583$, [SII] $\lambda 6717, 6731$ в спектре ядра NGC 1275, полученных как П, так и другими наблюдателями, приведена в [15].

Если считать значения интенсивностей в [15] реальными, то за время от первого спектра (полученного Хьюмасоном в 1930 г.) до полученных в 1978 г. большинство из перечисленных линий испытывали изменения интенсивностей в десятки раз! Пашла, что эти изменения имеют две составляющие: медленную с периодом 6,5 года и быструю с периодом 1 год. Они обусловлены колебаниями электронной температуры и плотности под влиянием переменного ультрафиолетового излучения центрального источника. Излучающий газ имеет сложную структуру.

По поводу этих наблюдений можно сделать следующие замечания:

1. В статьях П нет экспериментальной оценки точности определения W_λ -линий по низкодисперсным нерасширенным спектрограммам, которые свидетельствовали бы о их пригодности для количественного анализа спектров. Без специального рассмотрения очевидно, что в данном случае отношение сигнал/шум (S/N) было низким и качество спектрограмм едва ли соответствовало задаче изучения переменности линий.

2. Интенсивности линий, полученные разными авторами на различных телескопах с различными приемниками света, апертурами и дисперсиями, конечно же непосредственно сопоставимы, как это сделано в [15]. Более того, там приведены (а в [16] даже привлечены для вычисления n_e и T_e) неисправленные за спектральную чувствительность эмульсии глазомерные оценки интенсивностей линий Хьюмасона. П пренебрегла специальным указанием Хьюмасона о сильной недооценке интенсивностей линий [ОП] $\lambda 4959$ и $\lambda 5007$ из-за резкого спада чувствительности фотоэмульсии в этой области.

Ясно, что при столь вольном использовании наблюдений других авторов и собственных спектрограмм с низким отношением S/N можно получить переменность для любого и даже стационарного (стабильного) объекта.

Наблюдения на спектрографе с ЭОПом в первичном фокусе 6-метрового телескопа (БТА) Специальной астрофизической обсерватории

Едва ли большее доверие вызывают результаты обработки свыше 120 нерасширенных спектров, полученных на БТА за 4 ночи с дисперсией около 100 Å/мм и щелью 0",8 [17], изложенные в [17].

Это были самые первые спектры, полученные на телескопе после его введения в строй по научной программе. Как оказалось, режим работы 3-камерного ЭОПа при выполнении наблюдений был чрезмерно форсированным и приводил к большим шумам.

По непонятным соображениям при наблюдениях использовалась очень узкая щель $\approx 0",8$. С методической точки зрения такой выбор едва ли оправдан, хотя бы потому, что мог привести к дополнительным ошибкам из-за недостаточно однозначного (точно-го) гидирования, меняющегося качества изображений и фокусировки. Особенно первая причина (как и в случае наблюдений Файралла) могла приводить к значительной квазиперменности интенсивности линий.

В [17] МП исследовали, не зависят ли величины ошибок в определении W_λ от качества изображений и позиционного угла щели спектрографа. Оказалось, что такой зависимости нет. На основании этого МП сделали, по меньшей мере, странный вывод: "...ошибки эквивалентных ширин линий в спектре ядра NGC 1275 включают в себя фактор, не связанный с ошибками применяемого метода. Таким элементом может быть переменность эквивалентных ширин за время порядка одних суток" (?! — К.Ч.). Возникает, естественно, вопрос. А где же анализ возможных ошибок, связанных с не очень точным гидированием и такими характеристиками ЭОПов, как электронные шумы, неоднородность чувствительности по полю, послесвечение люминесцентных слоев?

Естественно, что отсутствие анализа перечисленных выше возможных ошибок вызывает и недоверие, и сомнения в достоверности результатов наблюдений и сделанных выводов, которые сводятся к следующему утверждению: "Эти данные позволили обнаружить изменения от ночи к ночи в уровне непрерывного спектра до двух раз и в потоке линии H_β до 50%".

Недоверие усиливается при более внимательном рассмотрении полученных величин W_λ и некоторых регистрограмм спектров в [17].

Для иллюстрации, по-видимому, достаточно одного—двух примеров.

1. Воспользуемся данными табл. 4 из [17] и вычислим для различных линий отношения $W_\lambda(25)/W_\lambda(26)$ и $W_\lambda(44)/W_\lambda(43)$, где в скобках указаны номера серий наблюдений. Заметим, что интервал времен между 25 и 26 сериями составлял около 30 мин, а между 43 и 44 сериями — около полутора часов. Получим следующие отношения:

Линии	$W_\lambda(25)/W_\lambda(26)$	$W_\lambda(44)/W_\lambda(43)$
[OII] λ 3727		0,99
[NeII] λ 3869		2,93
[SII] λ 4069, 4076		3,68
H_γ + [OIII] λ 4340, 4364		0,69
H_β λ 4861	1,94	1,28
[OIII] λ 4959	1,28	1,75
[OIII] λ 5007	0,98	1,47
[OI] λ 6300	0,74	1,26
[OI] λ 6364	0,88	1,25
H_α + [NII] λ 6563, 6548, 6583	1,22	1,76
[SII] λ 6716, 6731	0,68	1,62

Видно, что за промежутки времени от 0,5 ч до 1,5 ч значения W_λ некоторых линий изменялись до 2—3 раз! Причем эти изменения носили совершенно произвольный характер: при возрастании значений W_λ у одних линий, W_λ других линий уменьшались.

2. Совсем поразительный результат МП проиллюстрировали рисунком 2, б в [17]. На нем приведены регистрограммы спектров области H_β и [OIII], полученные в три соседние ночи. На одной из регистрограмм линия H_β совершенно отсутствует! На ее месте виден лишь небольшой пичек, не отличающийся от шумовых деталей. Из описания наблюдений и табл. 1 в [17] можно предположить, что исчезновение H_β произошло во время наблюдений 26-й серии, так как именно для нее получилось самое маленькое значение $W(H_\beta)$. Следует отметить далее, что линии H_γ и H_α в это время, по-видимому, не исчезали, поскольку оценки W для бленд H_γ + [OIII] и H_α + [NII] не были минимальными.

Из сказанного следует, что H_β исчезла не более чем на несколько десятков минут, а возможно всего лишь на несколько минут, чтобы появиться вновь.

Приведенные примеры невозможно понять и объяснить, если не считать их следствием ошибок в результатах наблюдений, не имеющих отношения к реальным событиям в ядре галактики.

Наблюдения на спектрофотометре АЗТ-11 Крымской астрофизической обсерватории

Как можно понять из [18], наблюдения на сканирующем спектрофотометре АЗТ-11 были предприняты с целью подтверждения обнаруженных по спектрам БТА заметных изменений интенсивности линий за время от нескольких десятков минут и больше.

В [18] приведены все индивидуальные оценки относительных (относительно звезды сравнения) потоков в трех спектральных полосах шириной $\approx 80 \text{ \AA}$, центрированных на линии H_β , [OIII] λ 5007 и континуум около $\lambda = 5200 \text{ \AA}$. Входная диафрагма имела диаметр $10''$.

Из рассмотрения данных наблюдений с конца 1982 г. по начало 1984 г. МП приходят к выводу, что изменение потоков в указанных полосах достигало следующих величин:

Интервалы времени	$H\beta$	[OIII]	Континуум
Сутки	7	2,5	1,5 раза
Все время наблюдений	8	4,5	1,7 раза

Столь больших изменений потоков за сутки, кроме П и МП, еще никто и никогда не наблюдал ни для одной из галактик. Поэтому приведенные данные кажутся сомнительными или просто невероятными.

Сомнения становятся еще большими после рассмотрения нескольких примеров, содержащихся среди данных таблицы из [18].

1. Если учесть поток в континууме, то потоки в линиях $H\beta$, [OIII] и самом континууме от ядра галактики для трех последних серий наблюдений, обозначенных буквами, a , b и c , в ночь 3—4.01.84 г. будут следующими:

Серия	$I_{H\beta}/I_*(H\beta)$	$I_{[OIII]}/I_*(5007)$	$I_{cont}/I_*(5200)$
a	0,065	0,199	0,228
b	0,014	0,152	0,250
c	0,054	0,111	0,204

Здесь $I_*(H\beta)$, $I_*(5007)$ и $I_*(5200)$ — потоки от звезды сравнения в соответствующих полосах. Интервал времени между сериями a и b равнялся 20 мин, а между b и c — 10 мин. Мы видим, что поток в $H\beta$ за первые 20 мин уменьшился в 4,6 раза, а за следующие 10 мин возрос в 3,9 раза, т.е. почти восстановился. В линии [OIII] поток все время уменьшался (I) в 1,8 раза за полчаса. Изменения в континууме были значительно меньше и происходили в противофазе с изменением в $H\beta$.

Аналогичная картина изменений потоков получилась также по наблюдениям в ночи 12—13.11.82 г., 3—4.09.83 г., 4—5.02.84 г.

2. Странное событие произошло 6—7.09.83 г. (см. вторую и третью серию наблюдений). Не более чем за 23 мин относительные потоки в $H\beta$, [OIII] и континууме совершенно синхронно упали в 1,6; 2,0 и 1,5 раза, а затем испытывали лишь небольшие колебания.

3. Обращает на себя внимание также следующий факт. Рассмотрим ночи, в которые было сделано более чем по 2 серии наблюдений. Таких ночей, согласно таблице и рис. 2, в [18], было 9. Оказывается, что в четырех ночах из девяти именно последние 3 серии оценок демонстрируют сперва быстрый спад потока в $H\beta$ в несколько раз, а затем не менее быстрый подъем приблизительно до прежнего уровня. Очевидно, что вероятность столь точного совпадения характера изменения потока в $H\beta$ в трех последних сериях наблюдений в четырех случаях из девяти ничтожна. Если же авторы считают эти события реальными, то было бы интересно понять, как ядро галактики "узнавало" намерения МП прекращать наблюдения и реагировало на него резким скачком потока в $H\beta$.

В более поздней статье ММП [19] содержится информация о всех наблюдениях, выполненных авторами на спектрофотометре с 1982 г. по 1987 г. ММП не приводят оценок потоков в отдельных сериях, а дают лишь результаты осреднения за каждую ночь. Естественно, что переменность за десятки минут в работе не рассматривается и не обсуждается.

Процедура осреднения потоков за ночь, конечно же, заметно сгладила разброс индивидуальных оценок. По этой причине пределы изменений потоков за все время наблюдений стали существенно меньше: примерно 3 раза для $H\beta$ и [OIII] и 2 раза для континуума. Так пишут авторы, хотя из таблицы в [19] можно найти значения 4,9 и 4,0 соответственно. По-видимому, авторы не приняли во внимание некоторые наблюдения, показавшиеся им недостаточно надежными. Если по этому пути пойти дальше, то логично исключить из рассмотрения даты, когда было выполнено только по 1—2 серии оценок. Ясно, что среди причин ограниченного времени наблюдений были плохие

погодные условия и неполадки в аппаратуре. Есть основания исключить еще две ночи наблюдений: 6–7.09.83 и 16–17.09.85. Они характеризуются почти самыми большими ошибками средних значений. В этом случае пределы изменений потоков станут еще меньше: 1,7; 1,4; 1,4 раза для H_{β} , [OIII] и континуума соответственно.

На основании приведенных примеров создается впечатление, что выводы авторов о больших изменениях потоков в линиях H_{β} , [OIII] и континууме не только за десятки минут, но и за более длительные промежутки времени основывались на самых ненадежных наблюдениях.

III. Остановимся еще на одной публикации МП [20], имеющей отношение как к природе ядра галактики NGC 1275, так и к ее околоядерным областям.

В ней на основании фотометрической обработки прямых снимков галактики, полученных на БТА с ЭОПом, сделаны следующие выводы. Ядро галактики NGC 1275 двойное, размер каждого из компонентов $< 1''$, а расстояние между ними $1'',5 \pm 0'',05$. Оба компонента переменны настолько, что за 20 мин, в течение которых было получено 14 снимков с разными экспозициями в синей и красной областях спектра, их яркость изменялась в 2,5–3 раза. Между ядром галактики и объектом, расположенным на расстоянии $7''$ к С–В от ядра, обнаружена перемычка. МП считают, что этот объект может быть ядром разрушенной спиральной галактики или наиболее плотной конденсацией аккрецированного газа из межгалактического пространства на NGC 1275.

Ясно, что картина двойственности, да еще с сильно и быстро переменными компонентами, значительно расширяет возможности для различного рода спекуляций по поводу обнаруженных ММП необычных свойств эмиссионного спектра ядра галактики.

П с соавторами в [21] привели результаты исследования ядерной области галактики NGC 1275 на горе Майданак, которые делают излишним критическое рассмотрение прежнего наблюдательного материала. В [21] нет даже намека на существование двойного или вытянутого ядра. Оно одиночное.

Что же касается детали, расположенной на расстоянии $7''$ к С–В от ядра, то Шилдс и Филиппенко [22] в 1990 г. и Хагес и Робсон в 1991 г. [23] сообщили, что это звезда поля спектрального класса F (как это было установлено Минковским еще в 1968 г.). На месте этой детали признаков какой-либо активности обнаружено не было.

Таким образом, по меньшей мере некоторые результаты другого цикла работ П и МП, посвященных изучению окрестностей ядра галактики NGC 1275, звездных и газовых структур и их связи с ядром, также вызывают сомнения.

IV. Сказанное выше можно резюмировать следующим образом:

1. Результаты авторов о многократном изменении потоков в эмиссионных линиях за десятки минут в спектре ядра сейфертовской галактики NGC 1275, кратковременное исчезновение в спектре только линии H_{β} , двойственность ядра с большими изменениями блеска его компонентов также за десятки минут и другие утверждения находятся в резком противоречии с современными представлениями о природе АЯГ и, в частности, с фотоионизационной моделью.

Эти результаты невозможно ни понять, ни объяснить.

2. Авторы не исследовали возможных ошибок ни при наблюдениях на ЗТШ, ни при наблюдениях на БТА. Что касается наблюдений на спектрофотометре АЗТ-11, то их качество при стабильной работе аппаратуры изучалось. Однако, по свидетельству других наблюдателей, этот прибор не обладал высокой стабильностью, и сбои в его работе случались неоднократно. Поэтому не исключено, что какая-то часть наблюдений ММП была искажена ошибками.

3. Таким образом, из-за недостаточно обоснованного выбора как средств, так и методики наблюдений, которые явно не соответствовали задаче изучения спектральной переменности, и недостаточно критического отношения к получаемым результатам обнаруженная П, МП и ММП быстрая переменность эмиссионного спектра ядра галактики NGC 1275 на сотни процентов, скорее всего, является результатом различного рода ошибок. К реальной природе ядра эти результаты отношения не имеют.

4. Наконец заметим, что по поводу результатов, полученных П, МП и ММП, свои сомнения в разное время высказывали также Кингхем и О'Коннел [4], Коллин-Суфрен [24], Петерсон [2], Бочкарев [1].

Автор благодарен В.М. Лютому за обсуждение содержания статьи и полезные замечания.

Январь, 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бочкарев Н.Г. // Активные ядра и звездная космогония / Под ред. Д.Я. Мартынова. М.: Изд-во МГУ, 1987. С. 115.
2. Peterson B.M. // Publ. Astron. Soc. Pacif. 1988. Vol. 100. P. 18.
3. Clavel J., Wamsterek W.W. // Astrophys. J. 1981. Vol. 320. P. L19.
4. Kingham K.A., O'Connell R.W. // Astrophys. J. 1979. Vol. 84. P. 1537.
5. Fairall A.P. // Nature. 1983. Vol. 304. P. 241.
6. Gaskell C.M. // Ibid. P. 212.
7. Kollatschny W., Fricke K., Schleicher H., Yorke H. // Astron. and Astrophys. 1981. Vol. 102. P. L23.
8. Shull J.M., McCray R. // Astrophys. J. 1978. Vol. 223. P. L5.
9. Проник В.И., Проник И.И. // Астрон. журн. 1988. Т. 65. С. 478.
10. Фабрика С.Н. // Активные ядра и звездная космогония / Под ред. Д.Я. Мартынова. М.: Изд-во МГУ, 1987. С. 107.
11. Бочкарев Н.Г. // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М.: Наука, 1979. Т. 48. С. 195.
12. Бочкарев Н.Г. // Письма в "Астрон. журн." 1980. Т. 6. С. 289.
13. Чуваев К.К. // Там же. 1985. Т. 11. С. 803.
14. Чуваев К.К. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1990. Т. 81. С. 138.
15. Проник И.И. // Там же. 1980. Т. 61. С. 131.
16. Проник И.И. // Астрон. журн. 1974. Т. 51. С. 457.
17. Меркулова Н.И., Проник И.И. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1983. Т. 68. С. 93.
18. Меркулова Н.И., Проник И.И. // Там же. 1987. Т. 77. С. 135.
19. Меркулова Н.И., Метик Л.П., Проник И.И. // Там же. 1988. Т. 79. С. 133.
20. Меркулова Н.И., Проник И.И. // Астрофизика. 1984. Т. 21. С. 233.
21. Дудинов В.Н., Новиков С.Б., Проник И.И. и др. // Письма в "Астрон. журн.". 1990. Т. 16. С. 114.
22. Shields J.C., Filippenko A.V. // Astrophys. J. 1990. Vol. 353. P. L7.
23. Hughes D.H., Robson E.L. // Month. Notic. Roy. Astron. Soc. 1991. Vol. 249. P. 560.
24. Collin-Souffrin S. // Variability stars and galaxies: Proc. of Fifth Europ. reg. mett. in astronomy / Ed. P. Ledoux. Liege: Inst. Astrophys., 1980. P. 1/11.

УДК 524.7; 524.33; 530.12

НОВЫЕ СВИДЕТЕЛЬСТВА В ПОЛЬЗУ 160-МИНУТНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК

В.А. Котов, В.М. Лютый*, В.И. Ханейчук

Обработка недавних наблюдений Карини и др. [7, 8] двух ядер активных галактик (АЯГ), OQ 530 и AP Lib показала наличие статистически значимого периода $P_0 = 160,0101$ мин. Дополнительные данные получены также для OJ 287 и PKS 2155–304. В результате полное число АЯГ, рассмотренных в Крымской программе поиска "повсеместной" P_0 -периодичности, достигло теперь 26.

Наиболее интригует странное совпадение фаз средних P_0 -кривых 8 лацертид с фазой средней кривой яркости Солнца. И наоборот, средняя кривая, полученная для четырех квазаров, находится в противофазе с солнечной кривой и, более того, она зеркально симметрична по отношению к кривой лацертид.

Эти результаты подтверждают космологическую интерпретацию явления. В ее пользу свидетельствует также средний спектр мощности, вычисленный для нескольких АЯГ (NGC 1275, NGC 3516, NGC 4151, 3C 273, BL Lac и PKS 2155–304). Истинная природа P_0 -осцилляций, однако, еще требует объяснения.

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

Зеркальная симметрия и сдвиг фазы на 180° между средними кривыми, полученными для двух групп АЯГ, позволяют предположить, что две группы состоят из вещества и антивещества соответственно, причем с инверсией стрелы времени при переходе от "миров" к "антимирам" Вселенной. Обсуждается вопрос о выборе нулевого момента для шкалы времени.

NEW EVIDENCES OF THE 160-MINUTE OSCILLATIONS IN ACTIVE GALACTIC NUCLEI, by V.A. Kotov, V.M. Lyuty and V.I. Haneychuk. Analysis of the recent observations (by Carini et al., 1990, 1991) of the two active galactic nuclei (AGN), OQ 530 and AP Lib, reveals the presence of statistically significant periodicity $P_0 = 160,0101$ min. Additional results are obtained also for OJ 287 and PKS 2155-304. As a result, the total number of AGN's, studied in the Crimean program to search for an "ubiquitous" P_0 - periodicity, now equals to 26.

The most intriguing seems to be the strange coincidence of the phases of mean P_0 -curves of 8 lacertids with that for the mean brightness curve of the Sun. And vice versa, the mean curve obtained for the four quasars, is found to be in antiphase with the solar curve and, moreover, it appears to be a mirror-reflection of the mean lacertid's curve.

The results give further credit for the cosmological interpretation of the phenomenon. It is strongly supported also by the present calculation of the average power spectrum of several AGN's (NGC 1275, NGC 3516, NGC 4151, 3C 373, BL Lac and PKS 2155-304). The true origin of P_0 -oscillations is, however, yet to be determined.

The mirror symmetry and 180° -phase shift between the mean curves obtained for the two groups of AGN's, allow to speculate that these two groups consist of matter and antimatter respectively, with the arrow of time being inverted for "antiworlds" of the Universe. The question about the choice of zero-moment for the scale of time is briefly discussed.

Введение

Одно из самых интригующих явлений, изучаемых современной астрофизикой, — быстрая оптическая и рентгеновская переменность активных ядер галактик с характерными временами от нескольких суток до нескольких минут. Особый интерес представляет обнаружение у ряда АЯГ малоамплитудных ($\sim 0,5 \div 5\%$) вариаций блеска с периодом $P_0 = 160,0101 (\pm 1)$ мин [1-3]. В связи с тем, что точно такой период найден в спектре мощности (СМ) глобальных колебаний Солнца [1], и он близок к $1/9$ средне-солнечных суток, обсуждение этих результатов часто сопровождается жесткой полемикой и критикой.

Котовым и Лютым [2-4] выдвинута гипотеза о космологическом происхождении P_0 -осцилляции. Не касаясь деталей гипотезы и соответствующих выводов, отметим, что она связана прежде всего с независимостью наблюдаемого значения P_0 от красного смещения и подчеркнем, что сейчас наиболее важен рост числа наблюдательных фактов об осцилляциях АЯГ с периодом P_0 . В [3, 4] также отмечалось, что примерно половина АЯГ осциллирует в фазе с Солнцем, а половина — в антифазе. Этот факт связывался с гипотезой о веществе и антивеществе (объекты, осциллирующие в антифазе с Солнцем). В настоящей работе мы подтверждаем последний вывод на большем наблюдательном материале и делаем некоторые дополнительные заключения.

Перед обработкой все моменты наблюдений АЯГ приводились к Солнцу. Медленные тренды фильтровались с помощью полиномов порядка $n = 1$ или 2 ; в редких случаях для коротких записей в течение ночи $n = 0$. Далее анализировались остатки "изменения минус тренд" (подробнее см. [4]).

1. Объект OJ 287

Предварительный результат анализа данных о быстрой (в течение ночи) переменности блеска ядра активной (типа BL Lac) галактики OJ 287 сообщен в [4]. Теперь мы рафинировали обработку всех данных: инфракрасных (ИК) и оптических, добавив новые измерения, опубликованные разными авторами.

Фотографические наблюдения в фильтрах U, B, V выполнены авторами [5] 14 февраля 1972 г.; в течение около 8,3 ч наблюдений сделано по 12 измерений в каждом из трех фильтров. Для каждого фильтра отдельно медленный тренд нами аппроксимировался прямой линией. В сумме получен массив остатков: $N = 36$, $\Delta = 0,058$ зв.вел. (число остатков и среднеквадратичное отклонение).

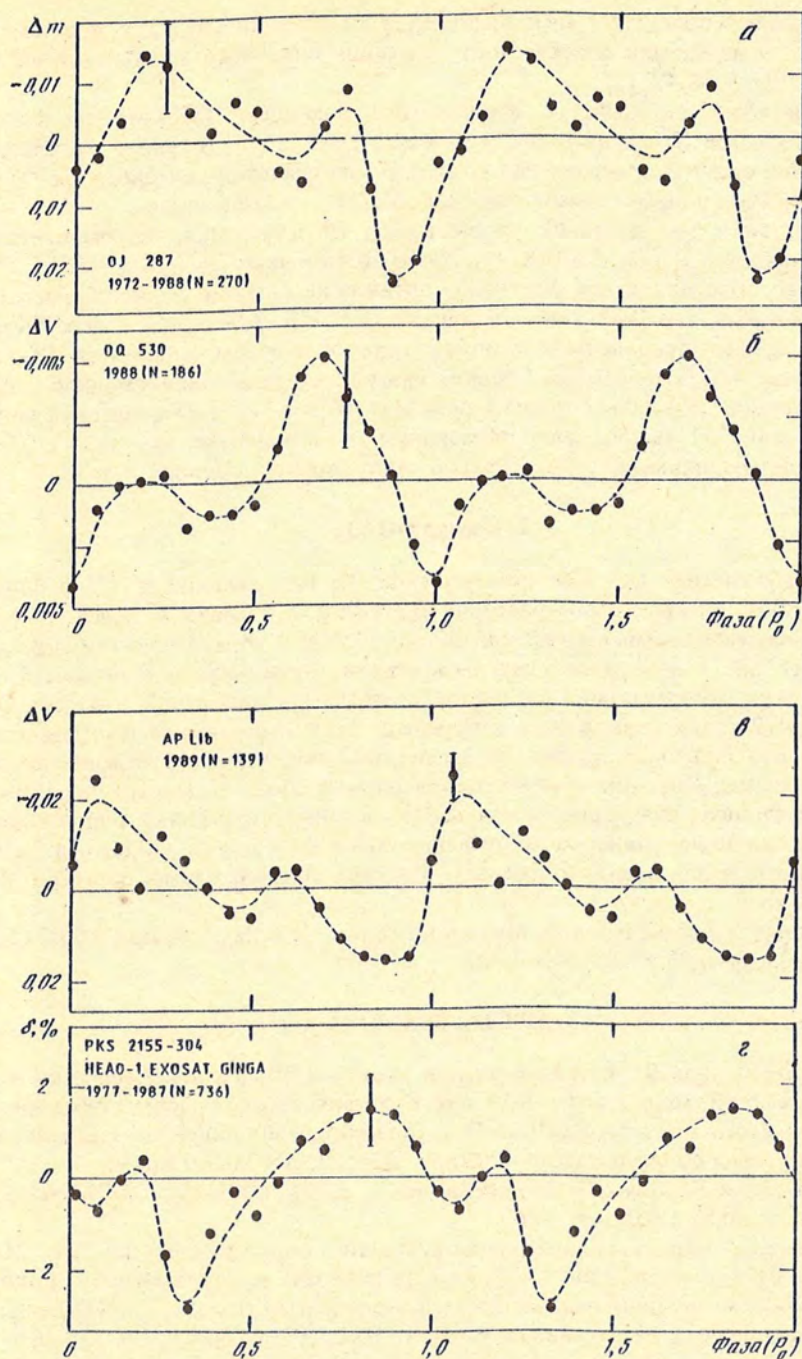


Рис. 1. Средние кривые, построенные для периода $P_0 = 160,0101$ мин для 4 лацертид

a — OJ 287; $б$ — OQ 530; $в$ — AP Lib; $г$ — PKS 2155-304 [9].

Интервал усреднения по фазе $\tau = 20$ мин; вертикальными черточками указаны типичные стандартные ошибки ($\pm \sigma$). Штриховые линии через точки проведены произвольно; нулевая фаза соответствует моменту UT 00^h00^m, 1 января 1974 г. (то же на рис. 3, 4)

ИК-измерения в полосе 2,2 мкм выполнены 17 февраля 1972 г. в течение $\approx 5,3$ ч; всего сделано 9 измерений блеска. После удаления линейного тренда получен массив остатков: $N=9$, $\Delta=8,4\%$ [5].

Фотометрические измерения в фильтре B с помощью ПЗС-матрицы выполнены в течение трех ночей: 20 февраля и 11–12 марта 1988 г. [6]. В сумме в течение около 9 ч наблюдений сделано 23 измерения блеска. После удаления линейного тренда отдельно для каждой ночи получен массив остатков: $N=23$, $\Delta=0,066$ зв.вел.

К этим данным мы добавили оптические и ИК-измерения, проанализированные ранее [4], в фильтре V (1972 и 1983 гг., $N=53$) и в ИК-полосах H , K (1986 г., $N=149$).

После этого объединили все указанные оптические остатки в один временной ряд: $N=112$, $\Delta=4,42\%$, а ИК-остатки — в другой: $N=158$, $\Delta=5,56\%$. Затем ИК-остатки по величине Δ были приведены к Δ оптического ряда путем умножения ИК-остатков на коэффициент $4,42/5,56=0,795$. Средняя P_0 -кривая для общей временной последовательности ($N=270$, $\Delta=0,0442$ зв.вел.) показана на рис. 1, а; гармоническая амплитуда $A_h=0,0094 \pm 0,0051$ зв.вел., фаза гармонического максимума $\varphi_h=0,34 \pm 0,09$, фаза негармонического минимума $\psi=0,90 \pm 0,06$, достоверность кривой $\mathcal{P} \approx 3\sigma$.

2. Блазар OQ 530

Быстрая фотометрия OQ 530, объекта типа BL Lac, выполнена [7] в фильтре V с помощью ПЗС-камеры в обсерватории Китт-Пик в течение 4 ночей 1–4 апреля 1988 г.; суммарное время наблюдений около 15,6 ч. 2 апреля практически одновременно с Китт-Пик V -измерения сделаны в обсерватории Лоуэлл в течение 3,1 ч [7]. В сумме в двух обсерваториях сделано 472 отдельных измерений V -блеска OQ 530.

Нами все 472 точки усреднены в интервалах $\Delta t=5$ мин, и отдельно для всех пяти записей удалены линейные тренды. Затем остатки, полученные 2 апреля одновременно в обсерваториях Китт-Пик и Лоуэлл, усреднены в соответствии со статистическими весами двух (только для "одновременных" измерений) временных рядов (последние для двух обсерваторий равны соответственно Δ_1^{-2} и Δ_2^{-2} , где $\Delta_1=0,0075$ и $\Delta_2=0,012$ (зв.вел.)). В итоге для всего интервала 1–4 апреля получен массив остатков: $N=186$, $\Delta=0,0096$ зв.вел.

Средняя кривая для периода P_0 приведена на рис. 1, б; $A_h=0,0022 \pm 0,0012$ зв.вел., $\varphi_h=0,67 \pm 0,09$, $\psi=0,98 \pm 0,09$, $\mathcal{P} \approx 2,7\sigma$.

3. AP Lib и PKS 2155-304

AP Lib, объект типа BL Lac, наблюдался авторами [8] фотоэлектрически в 1989 г. в течение трех ночей, 16 и 18 марта и 18 мая. Суммарное время наблюдений в фильтре V около 10,9 ч; всего 139 измерений блеска. После удаления линейных трендов отдельно для трех ночей нами получен массив остатков: $N=139$, $\Delta=0,0206$ зв.вел.

Результирующая P_0 -кривая показана на рис. 1, в; $A_h=0,0093 \pm 0,0053$ зв.вел., $\varphi_h=0,23 \pm 0,10$, $\psi=0,87 \pm 0,09$, $\mathcal{P} \approx 3\sigma$.

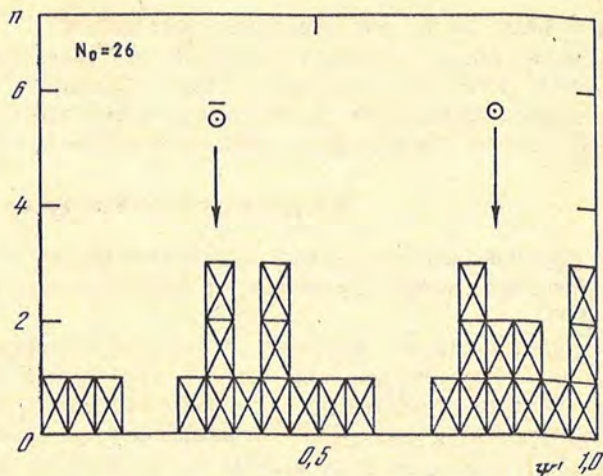
Полные данные о присутствии P_0 -периодичности в вариациях блеска PKS 2155-304, объекта типа BL Lac, приведены в [9]. Там же показана результирующая кривая, построенная на основе опубликованных разными авторами рентгеновских измерений 1977–1987 гг., выполненных на спутниках HEAO-1, EXOSAT и Ginga ($N=736$, $\Delta=7,5\%$); см, также рис. 1, г (δ — относительное изменение светимости).

4. Распределение фаз минимумов блеска

Обращают на себя внимание два обстоятельства (см. рис. 1): а) средние кривые лацертид имеют одинаково сложную негармоническую форму с двумя максимумами и двумя минимумами; б) фазы главных минимумов трех лацертид: OJ 287, OQ 530 и AP Lib в пределах ошибок совпадают.

Рис. 2. Распределение фаз ψ' для 26 АЯГ

Знаками $\odot$ и $\ominus$ показаны фазы ψ' Солнца и "анти-Солнца"



Анализ средних кривых блеска АЯГ по всем предыдущим данным приведен в [3]. К этим результатам мы добавляем новые результаты для объектов PKS 2155-304 и OJ 287, а также для двух новых объектов: OQ 530 и AP Lib (см. табл. 1). Здесь же приводим данные для Солнца согласно [3]. Для оптических измерений скорректированные фазы негармонических минимумов $\psi' = \psi - 0,10$; поправка учитывает среднее запаздывание оптической кривой относительно рентгеновской кривой [4]; для Солнца $\psi' = \psi$.

Распределение фаз ψ' для 26 АЯГ приведено на рис. 2, где заметна концентрация фаз к фазам Солнца ψ' ($\odot$) и "анти-Солнца" ψ' ($\ominus$) = ψ' ($\odot$) - 0,5. Добавление новых данных к результатам [3, 4] увеличило достоверность разделения фаз на две группы; теперь для 26 внегалактических объектов она составляет $3,1\sigma$ по критерию [1].

Бимодальность распределения в [3, 4] истолкована как принадлежность АЯГ к двум группам объектов, состоящих из вещества и антивещества. Если это так, то интерес может представлять пропорция $n_1/n_2 = 15/11 \approx 3/2$, где n_1, n_2 — число объектов и антиобъектов соответственно. (Заметим, однако, что перевес n_1 над n_2 пока находится в пределах статистической ошибки, так как формально $n_1 = 15 \pm 3,8$; $n_2 = 11 \pm 3,3$.)

Приведем полную сводку об объеме наблюдательного материала, на котором основано распределение фаз 26 АЯГ (см. рис. 2): полное число оптических и ИК-измерений

Таблица 1
Данные наблюдений и параметры средних P_0 -кривых четырех АЯГ и Солнца

Объект	PKS 2155-304	OJ 287	OQ 530	AP Lib	Солнце
Спектральный диапазон	Рентген.	Опт., ИК	Опт.	Опт.	Опт., ИК
Интервал наблюдений (гг.)	1977-1987	1972-1988	1988	1989	1976-1988
N	736	270	186	139	37 227
$A_h, \%$	$1,3 \pm 0,4$	$0,9 \pm 0,5$	$0,2 \pm 0,1$	$0,9 \pm 0,5$	$\sim 1,3 \cdot 10^{-3}$
φ_h	$0,82 \pm 0,05$	$0,34 \pm 0,09$	$0,67 \pm 0,09$	$0,23 \pm 0,10$	$0,29 \pm 0,04$
ψ	$0,32 \pm 0,07$	$0,90 \pm 0,06$	$0,98 \pm 0,09$	$0,87 \pm 0,09$	$0,82 \pm 0,07$
ψ'	$0,32 \pm 0,07$	$0,80 \pm 0,06$	$0,88 \pm 0,09$	$0,77 \pm 0,09$	$0,82 \pm 0,07$
$\mathcal{P}$	$4,1\sigma$	$3,0\sigma$	$2,7\sigma$	$3,0\sigma$	$4,0\sigma$

$N = 3302$; число рентгеновских измерений $N = 3138$ (они выполнены на спутниках Ариэль-5, HEAO-1, EXOSAT, Ginga); полное число измерений для первой группы объектов (15 АЯГ), осциллирующих в фазе с Солнцем ("вещество") $N=4155$; полное число измерений для второй группы объектов (11 АЯГ) $N = 2285$. Суммарное число измерений для всех 26 внегалактических объектов $N=6440$.

5. Средняя кривая 8 лацертид и 4 квазаров

Согласно данным о фазах минимумов блеска ψ' , из девяти лацертид восемь осциллируют практически синхронно и в фазе с Солнцем (см. табл. 2; для Солнца $\psi' = 0,82 \pm 0,07$).

Для каждой из указанных 8 лацертид строились нормированные кривые блеска (о процедуре нормировки см. [3, 4]), причем оптические кривые сдвигались на $\Delta\psi = -0,10$ относительно рентгеновских. Для ЗС 371 две такие кривые, полученные в оптическом и рентгеновском диапазонах, усреднены; то же самое — для Mrk 421. Затем 8 нормированных кривых для 8 объектов были усреднены. Результат показан на рис. 3, а: $A_h = 0,73 \pm 0,20\%$, $\varphi_h = 0,25 \pm 0,05$, $\psi' = 0,82 \pm 0,07$, $\mathcal{P} \approx 5\sigma$ (амплитуда A_h и вертикальная шкала на рис. 3 — для оптических данных). Кривая существенно асим-

Таблица 2
Параметры средних кривых 9 лацертид

Объект	Интервал наблюдений (гг.)	N	$A_h, \%$	ψ'	$\mathcal{P}/\sigma$
ЗС 66А	1974	47	$0,3 \pm 1,5$	$0,98 \pm 0,15$	1,0
ЗС 371	1976–1984	120	$1,0 \pm 0,3$ ($6,1 \pm 5,0$)	$0,82 \pm 0,15$	2,2
Mrk 421	1976–1987	435	$0,8 \pm 0,5$ ($0,5 \pm 0,4$)	$0,87 \pm 0,06$	3,7
Mrk 501	1976–1987	51	$0,7 \pm 0,3$	$0,75 \pm 0,10$	3,0
AP Lib	1989	139	$0,9 \pm 0,5$	$0,77 \pm 0,09$	3,0
BL Lac	1976–1987	586	$0,6 \pm 0,2$	$0,74 \pm 0,10$	4,3
OJ 287	1972–1988	270	$0,9 \pm 0,5$	$0,80 \pm 0,06$	3,0
OQ 530	1988	186	$0,2 \pm 0,1$	$0,88 \pm 0,09$	2,7
PKS 2155–304	1977–1987	736	($1,3 \pm 0,4$)	$0,32 \pm 0,07$	4,1

Примечание. В скобках указаны значения амплитуд A_h по рентгеновским данным.

Таблица 3
Данные о четырех квазарах

Объект	Интервал наблюдений (гг.)	N	$A_h, \%$	ψ'	$\mathcal{P}/\sigma$
ЗС 273	1968–1986	340	$1,4 \pm 0,4$	$0,42 \pm 0,07$	3,4
ЗС 454.3	1968	53	$0,5 \pm 0,7$	$0,43 \pm 0,12$	1,2
4C 29.45	1981–1982	150	$1,1 \pm 0,4$	$0,37 \pm 0,08$	3,8
III Zw2	1983–1985	72	10 ± 7	$0,32 \pm 0,10$	3,0

Примечание. Для III Zw2 приведены рентгеновские данные, для остальных квазаров — оптические.

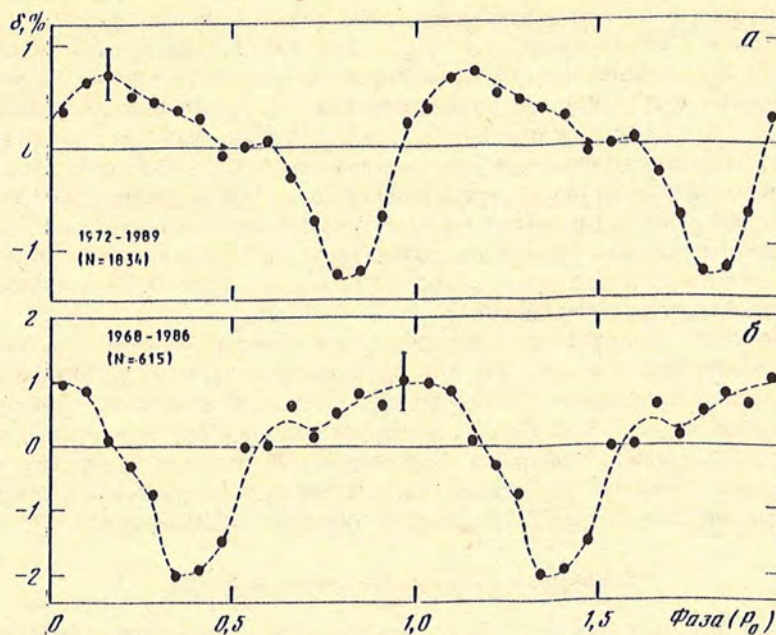


Рис. 3. Средние P_0 -кривые восьми объектов типа BL Lac (а): 3C 66A, 3C371, Mrk 421, Mrk 501, AP Lib, BL Lac, OJ 287, OQ 530 и четырех квазаров (б): 3C 273, 3C 454.3, 4C 29.45, III Zw 2

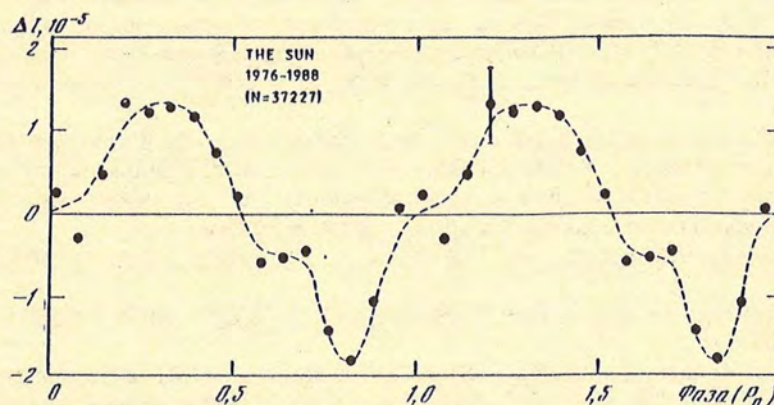


Рис. 4. Средняя кривая дифференциальной (центр-край) яркости Солнца по наблюдениям в КРАО за 1976–1988 гг. [3]

Моменты наблюдений приведены к системе координат, связанной с Солнцем; $\tau = 20$ мин

метрична (быстрый подъем и медленное падение блеска) и подтверждает выводы [3]; фаза минимума в пределах ошибки совпадает с фазой минимума дифференциальной (центр-край) кривой яркости Солнца (рис. 4).

Ранее указывалось [4], что в списке изученных АЯГ все четыре квазара пульсируют практически асинхронно с Солнцем. Данные о них [4] приведены в табл. 3. Представляет интерес получить среднюю нормированную кривую блеска с помощью указанной выше процедуры. Результат показан на рис. 3, б: $A_h = 1,2 \pm 0,3\%$ (для оптической шкалы вариаций светимости), $\phi_h = 0,90 \pm 0,05\%$, $\psi' = 0,37 \pm 0,08$, $\mathcal{P} \approx 5\sigma$.

Средняя кривая 8 лацертид находится почти точно в противофазе по отношению к средней кривой 4 квазаров: $\psi'_{\text{лац}} - \psi'_{\text{кв}} = 0,45 \pm 0,11$ (материя и антиматерия? — см. в [3, 4])¹. Но наиболее поражает следующее: формы двух кривых на рис. 3 очень хорошо повторяют друг друга при двух операциях: 1) сдвиге нижней кривой по фазе на 0,5 (т.е. на 180° в угловой мере) и 2) изменении знака фазы на противоположный знак. (При этом не рассматривается различие амплитуд A_h на фактор $\approx 1,6$; оно может быть случайным (например из-за ограниченности выборки объектов) или обусловленным тем, например, что в 1-й группе присутствуют только лацертиды, а во 2-й — только квазары. Заметим, однако, что средние амплитуды A_h для двух групп объектов формально совпадают в пределах ошибок: $A_h = 0,73 \pm 0,20$ и $1,2 \pm 0,3\%$ для восьми лацертид и четырех квазаров соответственно.)

Вторая операция эквивалентна инверсии знака времени (обращению "стрелы времени"), что подтверждает вывод [3] об обратном ходе времени в "антимирах". Действительно, если рассматривать "анти-кривую" (рис. 3, б) в зеркале, то получим кривую, показанную на рис. 3, а. Отсюда и следует вывод [3] о зеркальной симметрии кривых и, следовательно, "миров" и "антимиров". Зеркальное отражение, естественно, ведет к смене "правого" на "левое", к смене знака всех вращений и инверсии хода времени (следствия известной СРТ-теоремы фундаментальной физики).

6. Вопрос о нуль-пункте шкалы времени

Совмещение двух кривых (рис. 3) посредством указанных выше процедур требует дополнительной информации о нуль-пункте фазы ψ' для "зеркального отображения". (Это связано с тем, что при отражении, например, световой волны от зеркальной поверхности фаза отраженной волны сдвигается на величину, зависящую от фазы падающей волны и свойств отражающей поверхности; в нашем случае "зеркало" идеальное.) При исследовании переменных звезд отсчет фаз обычно начинают от наиболее значительной особенности кривой блеска; для затменных двойных звезд, например, — от главного минимума блеска. В нашем случае разумно нулевую фазу также связывать с особенностью средних кривых, наиболее четко выраженной, а именно с минимумом блеска АЯГ.

Фазы негармонических минимумов средних кривых лацертид и квазаров (см. рис. 3) равны соответственно $\psi'_1 = 0,82 \pm 0,07$ и $\psi'_2 = 0,37 \pm 0,08$. Принимая, что две группы объектов осциллируют в среднем точно в противофазе, для уточненных фаз минимумов (т.е. для будущего отсчета новых "истинных" фаз) получаем:

для 1-й группы (лацертиды, или "материя" ?): $\psi'_B = (0,82 + 0,37 + 0,50)/2 = 0,845 \pm 0,05$;

для 2-й группы (квазары, или "антиматерия" ?): $\psi'_{AB} = (0,37 + 0,82 - 0,50)/2 = 0,345 \pm 0,05$.

Теперь для кривых "вещества" (В) и "антивещества" (АВ) введем систему истинных фаз: $\epsilon_B = \psi' - \psi'_B$, $\epsilon_{AB} = \psi' - \psi'_{AB}$. После этого сдвинем кривую АВ относительно кривой В (в системе новых истинных фаз ϵ) на полпериода и "отразим в идеальном зеркале", т.е. сменим для АВ знак фаз ϵ (или знак времени t). Кривую В (также для новых фаз ϵ) оставляем без изменения и представим обе полученные кривые на одном и том же графике (рис. 5). (По вертикали принят масштаб (в %), средний для двух первоначальных кривых рис. 3. Полученная кривая — для нашей (В) системы времени t .) Видно, что две световые кривые очень хорошо совпадают. Это подтверждает наш выбор момента для нуль-пункта истинных фаз (ϵ) и вывод о взаимной зеркальной симметрии средних кривых В и АВ (со сдвигом фазы на 180° при отражении).

Нулевая фаза ϵ на рис. 5 соответствует моменту (t_0) UT 02^h15^m($\pm 8^m$) 1 января 1974 г. (в системе координат, связанной с Солнцем). Это, в свою очередь, определяет

¹ Один из авторов, В.И. Ханейчук, воздерживается от излагаемой ниже интерпретации.

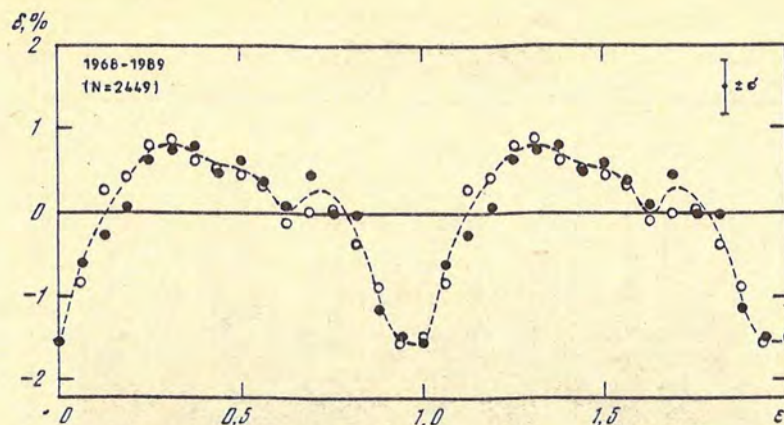


Рис. 5. Средние кривые блеска 8 лацертид (кружки) и 4 квазаров (точки), построенные в системе "истинных" фаз ϵ , после сдвига кривой квазаров на полпериода и зеркального отражения

Штриховая линия проведена произвольно. Справа вверху указана типичная стандартная ошибка средних значений вариаций светимости ($\pm \sigma$); $\tau = 20$ мин; нулевая фаза соответствует моменту UT 02^h15^m, 1 января 1974 г.; $P_0 = 160,0101$ мин

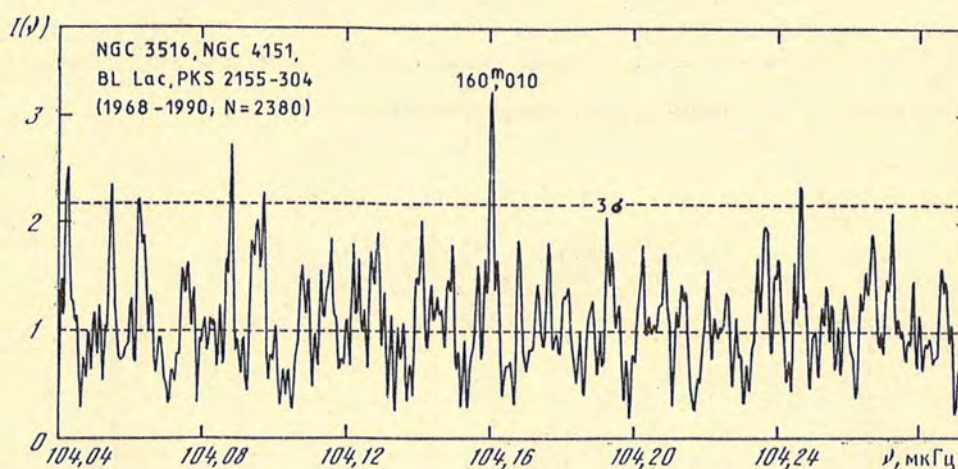


Рис. 6. Фрагмент среднего спектра мощности для четырех АЯГ: NGC 3516, NGC 4151, BL Lac и PKS 2155-304

I — мощность в произвольных единицах; шаг по частоте $\Delta\nu = 0,3$ нГц. Штриховые линии соответствуют среднему уровню спектра (нижняя) и уровню значимости 3σ (верхняя)

нулевые моменты (узлы) для отсчета истинных фаз P_0 -осцилляции АЯГ, относящихся к 1-й группе (состоящих из вещества?): $t_k = t_0 + kP_0$, где k — целое число. Для объектов 2-й группы $t'_k = t_0 + (k + \frac{1}{2})P_0$. (Из рис. 5 также следует, что нулевой момент ($\epsilon = 0$) соответствует некоему "толчку", приводящему к резкому росту светимости объекта.)

7. Средние спектры мощности

С иллюстративной точки зрения сильным аргументом в пользу реальности "универсальной" P_0 -осцилляции АЯГ является присутствие значимого пика P_0 в спектрах мощности (СМ) вариаций блеска. Авторами [9] построен средний СМ для четырех объектов: NGC 3516, NGC 4151, BL Lac и PKS 2155-304 (суммарное число измерений $N = 2380$). Фрагмент этого спектра приведен на рис. 6, где отчетливо виден доминирую-

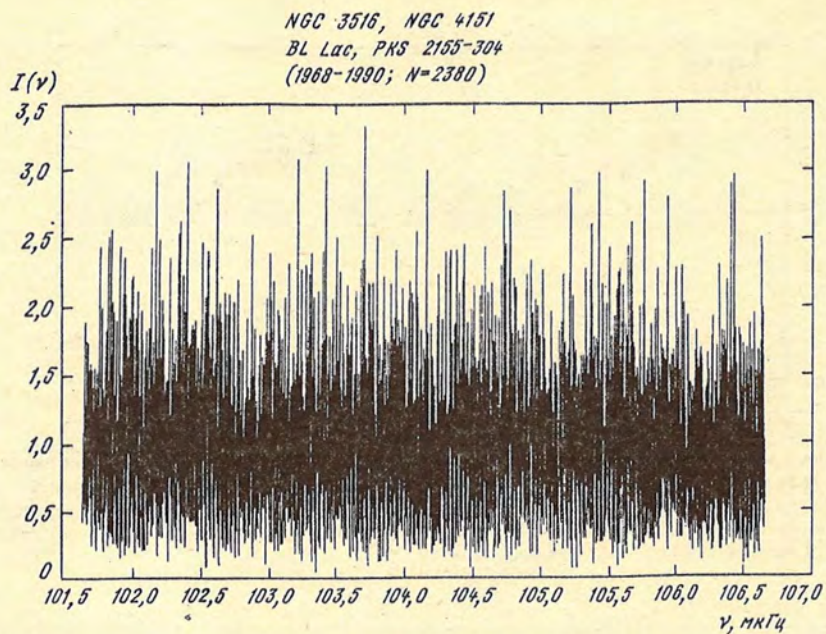


Рис. 7. Средний спектр мощности осцилляций четырех АЯГ: NGC 3516, NGC 4151, BL Lac, PKS 2155-304

Шаг по частоте 0,2 нГц. Средний уровень спектра принимается за 1,0

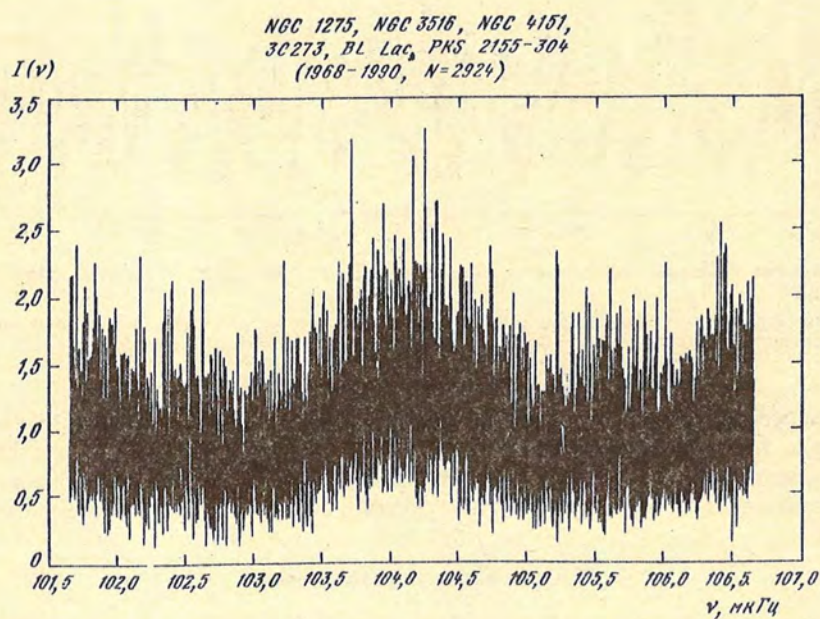


Рис. 8. Средний СМ для шести внегалактических объектов: NGC 1275, NGC 3516, NGC 4151, 3C 273, BL Lac и PKS 2155-304

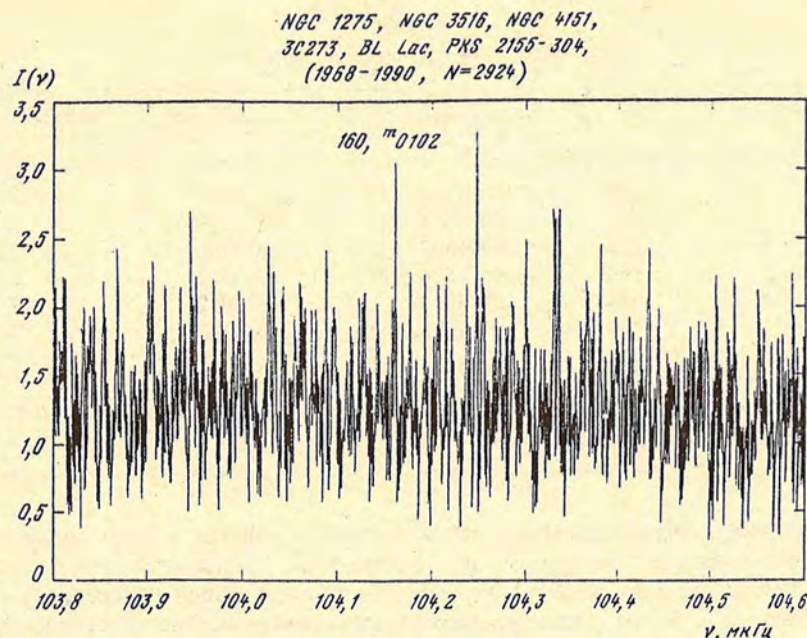


Рис. 9. То же, что на рис. 8, для более узкого диапазона частот

Период второго по амплитуде пика в пределах ошибки соответствует периоду "универсальных" осцилляций АЯГ и Солнца $P_0 = 160,0102$ мин

ший пик, соответствующий периоду $160,0102 (\pm 6)$ мин со значимостью $\approx 5\sigma$ нормального распределения. Оценка значимости сделана по соотношению гармонической амплитуды и ошибки среднего для всего временного ряда и приведена к величине σ нормального распределения. Отметим, что оценка значимости непосредственно по спектру мощности в данном случае неправомерна ввиду сильной скважности наблюдений, что приводит к завышению среднего уровня спектра мощности.

В более широком диапазоне частот, от 101,65 до 106,65 мГц, в СМ, однако, присутствуют еще четыре пика, по высоте превосходящие пик P_0 . И вообще, в широком СМ (рис. 7) присутствуют ≈ 25 пиков, высота которых сравнима с высотой пика P_0 . Для расширения диапазона частот и повышения значимости реального пика необходи-

Таблица 4
Данные наблюдений шести АЯГ

Объект	Интервал наблюдений (гг.)	N	$\Delta, \%$
NGC 1275	1968-1986	204	5,2
NGC 3516	1968-1990	282	4,5
NGC 4151	1968-1988	383	7,7
	(1975-1985)	(393)	(19,8)
BL Lac	1976-1987	586	2,4
PKS 2155-304	(1977-1987)	(736)	(7,5)
3C 273	1968-1986	340	3,3

Примечание. В скобках — рентгеновские данные, без скобок — оптические.

Т а б л и ц а 5
Параметры пика $\approx P_0$ в СМ шести АЯГ

Объект	N	Частота, мкГц	Период, мин	Нормированная мощность
NGC 1275	204	104,1604	160,0096	2,90
" 3516	282	104,1602	160,0099	4,35
" 4151	776	104,1598	160,0106	4,35
3C 273	340	104,1594	160,0112	6,03
BL Lac	586	104,1610	160,0087	2,38
PKS 2155-304	736	104,1600	160,0102	1,77
Средний СМ	2924	104,1600	160,0102	3,05

П р и м е ч а н и е. Ошибки определения периода в отдельных СМ составляют $\approx 0,0007 \div 0,0014$ мин; для среднего СМ $\pm 0,0006$ мин.

мо, естественно, увеличение числа наблюдательных данных и рост числа объектов.

Нами был вычислен средний СМ для шести АЯГ, данные о которых приведены в табл. 4. Спектр каждого объекта нормировался, т.е. делился на среднюю мощность данного СМ (I_m). Затем шесть нормированных спектров были усреднены. Результат представлен на рис. 8, где один из трех (а не один из пяти, как в случае четырех АЯГ) максимальных пиков соответствует периоду $160,0102 (\pm 6)$ мин. Два других максимальных пика соответствуют периодам $160,7020$ и $159,8776$ мин; их достоверность, однако, ниже, чем пика P_0 , поскольку вероятность их случайного появления (в отличие от вероятности P_0) необходимо умножать на ≈ 5000 — число независимых частот. Значимость же пика P_0 составляет около 6σ (см. выше). (Подчеркнем, что диапазон частот на рис. 8 примерно в 20 раз больше, чем на рис. 6.) Здесь надо иметь в виду, с каким сложным материалом мы имеем дело: данные очень отрывочные, с множеством "пробелов", они обременены трендами и шумами. И главное, в среднем для каждого из шести объектов мы имеем всего лишь $N \approx 500$ измерений (с временем накопления ≈ 5 мин). Это значит, что для всего среднего интервала (≈ 16 лет, см. табл. 4), наблюдениями охвачено для данного объекта всего лишь около 0,03% времени.

Сопоставление рис. 7 и 8 демонстрирует значительный рост достоверности пика P_0 в СМ при увеличении числа измерений и числа АЯГ.

Для более узкого диапазона (от 103,80 до 104,60 мкГц) средний СМ, вычисленный для тех же шести АЯГ, показан на рис. 9 (за средний уровень спектра принят уровень (1,0) более полного спектра, приведенного на рис. 8). Здесь второй пик ($P = 159,8776$ мин), несколько превышающий высоту пика P_0 , имеет неизвестную природу; значимость его, как указывалось, существенно ниже, чем пика P_0 .

Интересно знать, каковы точные значения периодов и амплитуд соответствующих пиков (выраженные в значениях среднего уровня данного спектра I_m) в СМ, вычисленные для каждого из шести АЯГ отдельно. Эту информацию дает табл. 5, где для всех шести объектов значения периодов практически в пределах ошибки совпадают с $P_0 = 160,0101$ мин. В последней строке даются значения параметров для среднего СМ, вычисленного для шести АЯГ (см. рис. 8).

Заключение

1. Новые данные о быстрой переменности АЯГ подтверждают присутствие универсальной периодичности $P_0 \approx 160$ мин, а также разделение АЯГ на две группы, осциллирующих в фазе и противофазе с Солнцем.

2. Число АЯГ, у которых с той или иной достоверностью (от 1 до 4σ) обнаружена P_0 -периодичность, достигло 26. Период P_0 , наверное, можно считать неким фундаментальным периодом Вселенной.

3. Получены новые данные, свидетельствующие в пользу гипотезы о материи и антиматерии [3]. Она приводит к интересному выводу об инверсии времени в "антимирах" и идеальном зеркальном отражении "мир-антимир".

4. Сделана оценка количества В и АВ в наблюдаемой части Вселенной. Пока можно принять, что эти количества в пределах статистической ошибки одинаковы: $n_B = 16 \pm 4,0$; $n_{AB} = 11 \pm 3,3$ (поскольку Солнце относится к 1-й группе, полагаем, что ядро Галактики состоит из В; поэтому полное число объектов равно 27).

5. В то же время интересным представляется отношение $n_B/n_{AB} = 1,45 \pm 0,38$, близкое к 3/2. Это указывает на возможную асимметрию между В и АВ в Метагалактике. (Отражением этой асимметрии, по-видимому, является такое странное обстоятельство: из 9 лацертид в нашем списке АЯГ восемь лацертид принадлежат к группе В, а все четыре квазара — к группе АВ.)

6. В и АВ оказываются перемешанными на масштабах скоплений и групп галактик, т.е. на расстояниях ~ 30 Мпк (расстояние до ближайшего объекта из антивещества, т.е. осциллирующего в антифазе с Солнцем).

7. Представление об антимире (АВ) как зеркальном отражении мира (В) ведет к выводу об инверсии стрелы времени в антимирах ($t \rightarrow -t$). Сам факт идеального отражения в моменты t_k (см. разд. 6) в системе временной координаты В просто и естественно объясняет: а) потерю поворотов для АВ (т.е. антифазность осцилляций АЯГ, состоящих из В и АВ), б) обратный ход времени для антимиров.

8. Увеличение наблюдательных данных, добавление новых объектов (АЯГ), анализ распределения фаз кривых блеска и вычисление средних СМ дают новые свидетельства в пользу "повсеместных" осцилляций с периодом $P_0 = 160,0101$ мин. С ростом числа объектов значимость пика P_0 в среднем СМ, вычисленном для широкого диапазона частот, значительно повышается. Истинная природа осцилляций, наблюдаемых как у Солнца, так и у далеких (сверхмассивных и компактных) внегалактических объектов (АЯГ) остается неясной; о космологической гипотезе см. [1–4].

Авторы благодарны Ю.С. Копысову (Москва) за ряд полезных замечаний и обсуждение результатов.

Ноябрь. 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kotov V.A. // Solar Phys. 1985. Vol. 100. P. 101–113.
2. Лютий В.М., Котов В.А. // Письма в "Астрон. жур.". 1990. Т. 16. С. 771–781.
3. Котов В.А., Лютий В.М. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1992. Т. 87.
4. Котов В.А., Лютий В.М. // Там же. Т. 86. С. 108–124.
5. Epstein E.E., Fogarty W.G., Hackney K.R. et al. // Astrophys. J. 1972. Vol. 178. P. L51–L59.
6. Xie G.Z., Li K.H., Cheng F.Z. et al. // Astron and Astrophys. 1990. Vol. 229. P. 329–339.
7. Carini M.T., Miller H.R., Goodrich B.D. // Astron. J. 1990. Vol. 100. P. 347–355.
8. Carini M.T., Miller H.R., Noble J.C., Sadun A.C. // Ibid. 1991. Vol. 101. P. 1196–1201.
9. Kotov V.A., Lyuty V.M. // Crimean J. Astrophys. 1991.

А.Н. Бабин, А.Н. Коваль

На основании спектральных наблюдений белой вспышки в диапазоне λ 6517–6598 Å во время импульсной фазы определены некоторые характеристики непрерывного и H_{α} -излучения.

1. Спектр ядра белой вспышки существенно отличается от невозмущенного спектра Солнца — в нем полностью отсутствуют солнечные линии поглощения.

2. В начальный период свечения континуума зарегистрированы выбросы светящегося вещества с лучевыми скоростями от $\sim 3 \cdot 10^2$ до $2 \cdot 10^3$ км/с.

3. Контраст непрерывной эмиссии ядра белой вспышки составляет 36% локального непрерывного спектра.

4. Контур линии H_{α} — двухвершинный с полушириной 10 Å и общей протяженностью крыльев 40 Å, симметричный, но сдвинут в красную сторону на 0,5 Å, что указывает на опускание светящегося объема со скоростью ~ 20 км/с.

5. Поток в континууме ($F_c \geq 2,0 \cdot 10^{10}$ эрг/(см² · с)) более чем на два порядка превосходит поток в линии H_{α} ($F_{H_{\alpha}} \approx 7,7 \cdot 10^7$ эрг/(см² · с)), а мощность в континууме ($P_c \geq 4 \cdot 10^{27}$ эрг/с) выше мощности в H_{α} в ~ 10 раз. Полная энергия каждого вида излучения $\sim 10^{30}$ эрг. Такого же порядка кинетическая энергия выбросов.

THE INVESTIGATION OF THE WHITE FLARE OF JUNE 15, 1991. I, by A.N. Babin and A.N. Koval. The spectroscopic observations of a white light flare (WLF) knot were obtained during the impulsive phase of importance 3B flare (λ 6517–6598 Å). The analysis of spectrograms allowed us to define some typical features of continuum and H_{α} -emission.

1. The WLF knot spectrum differs significantly from undisturbed spectrum: solar absorption lines (except for telluric) are completely absent.

2. The emission ejections with radial velocities from $3 \cdot 10^2$ to $2 \cdot 10^3$ km/s are detected.

3. The WLF knot intensity is 36% of the local undisturbed continuum.

4. The H_{α} -emission profiles coinciding with the WLF knot show the centre absorption, they have FWHM of about 10 Å, overall extension of emission wings of about 40 Å. The profiles are symmetrical with 0,5 Å redward shift indicating the downward motion of emission with ~ 20 km/s velocity.

5. Flux in visible continuum ($F_c \geq 2,0 \cdot 10^{10}$ erg/(cm² · s)) exceeds H_{α} — flux by more than two orders of magnitude. Its emission rate ($P_c \geq 4 \cdot 10^{27}$ erg/s) is ten times that of H_{α} , the total energy is about 10^{30} erg for every types of emission. Kinetic energy of emission ejections is of the same order of magnitude.

Со 2 по 16 июня 1991 г. по диску Солнца проходила большая группа пятен № 6659 (по Solar Geophysical Data [1]), наблюдения которой были объявлены в рамках международной программы MAX 91, FLARE 22.

За время прохождения по диску в этой активной области произошло шесть вспышек балла 3B: 4.06.91 г. (X12), начало в 03:49 UT, 6.06.91 г. (X12) в 00:54, 7.06.91 г. (M4.2) в 00:13, 9.06.91 г. (X10) в 01:37, 11.06.91 г. (X12) в 02:09, 15.06.91 г. (X12) в 8:10 UT (в скобках — рентгеновский класс), при этом три последних дали эффект в космических лучах, а вспышка 15 июня наблюдалась в белом свете.

Это была очень энергичная протонная вспышка. Были зарегистрированы протоны вплоть до диапазона энергий 640–850 МэВ. Вспышка сопровождалась всплесками радиоизлучения II, III, IV типов [1].

На телескопе БСТ-2 проводились спектральные и поляризационные наблюдения и визуальные измерения магнитных полей этой активной области. С момента выхода на восточном краю Солнца группа представляла собой большое пятно с несколькими ядрами разной полярности в одной полутени, которое претерпевало существенные изменения за время прохождения по диску. Вид группы и ее магнитная структура 6,8 и 11 июня представлены на рис. 1.

Интересной особенностью группы было то, что до 8 июня включительно (а 9 июня она проходила через центральный меридиан) полярность северного ядра невозможно было определить — поле в нем было поперечное (а), 9 и 10 июня не было наблюдений, а 11 июня полярность этого ядра определилась, но у появившихся здесь же новых ядер поле снова было поперечное. Именно в этой части пятна происходили все большие вспышки.

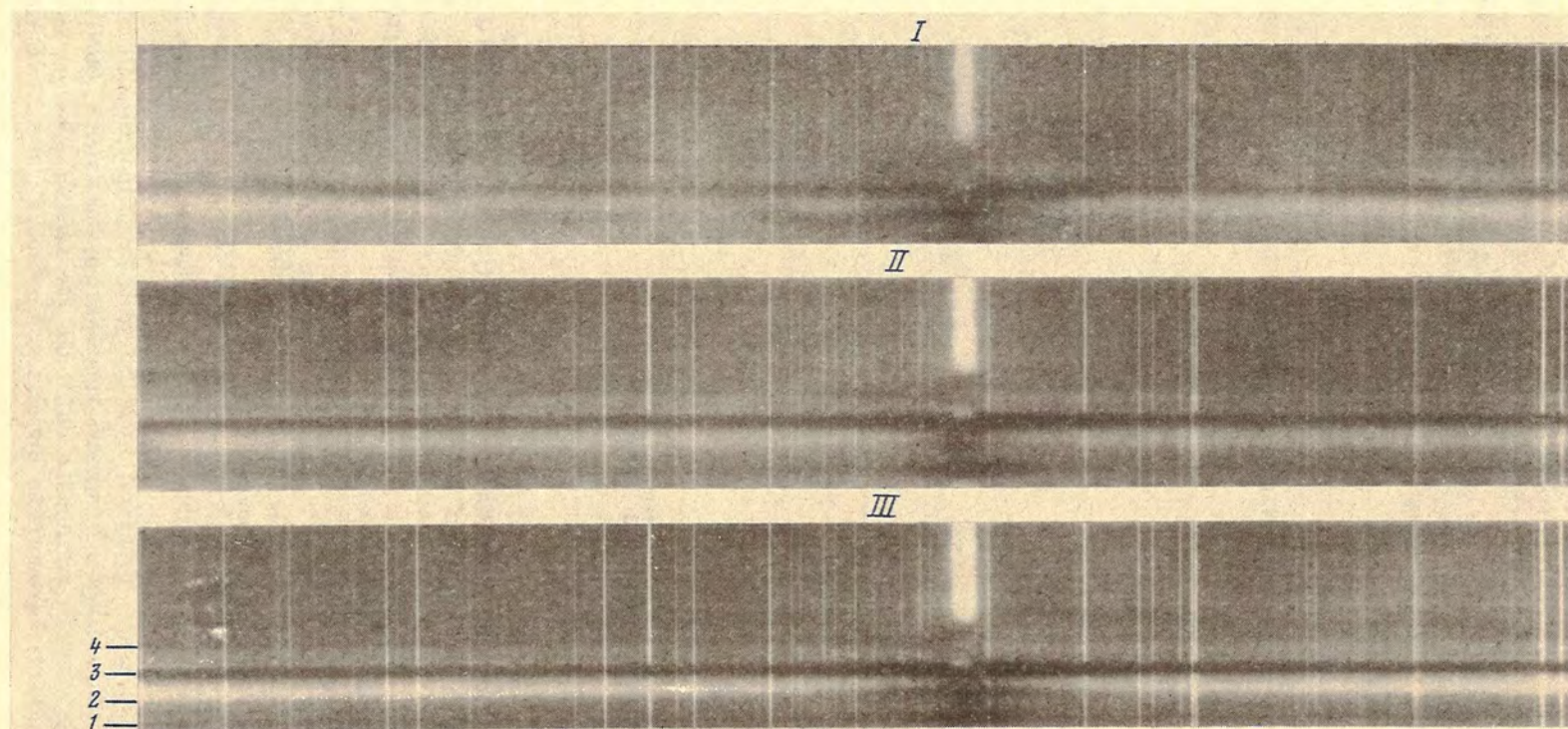


Рис. 3. Спектрограммы белой вспышки в области λ 6517–6598 Å, полученные в период 08 : 17 – 08 : 19 UT
1–4. -- эмиссионные узлы вспышек

авторы благодарны Б. Ромпольту за прекрасные фотографии H_α -вспышки) и положение щели спектрографа.

После 08:20 UT непрерывная эмиссия заметно ослабела. Дифракционная решетка была заменена на эшелле. Визуальный просмотр спектра с эшелле показал множество эмиссионных линий металлов. В 08:30–08:31 UT получены три эшелльные поляризационные спектрограммы в области длин волн $\lambda 5860$ – 6000 Å. Непрерывная эмиссия на этих спектрограммах отсутствует.

К этому времени вспышка распространилась к югу по западному и восточному краям пятна; образовалась мощная система вспышечных петель, которые к 12 часам вышли за лимб. Нами получены поляризационные спектрограммы наиболее яркой петли в линиях H_α и D_3 HeI в период 11:56–12:09 UT.

Известно, что эмиссия белых вспышек делится на две категории: 1) эмиссия, связанная с импульсной фазой, и 2) непрерывная эмиссия, более продолжительная, видимая во время основной фазы вспышки [2]. Спектральные наблюдения непрерывной эмиссии первого типа практически отсутствуют, исключая [3], где захвачен лишь конец белой вспышки или же ее ядро не попало на щель спектрографа для $\lambda > 6500$ Å.

Здесь мы рассматриваем спектрограммы, полученные нами в период с 08:17 по 08:19 UT (рис. 3). Они охватывают спектральный участок $\lambda 6517$ – 6598 Å. Из-за дрожания изображения на щель спектрографа попадали несколько разные места вспышки. Кроме непрерывной эмиссии (3), наблюдаются еще три эмиссионных узла, два из которых также показывают эмиссию в непрерывном свете, но заметно более слабую (1, 4).

На первом кадре (к сожалению, подсвеченном) в синем крыле H_α видны поразительные дугообразные эмиссионные образования (петли?). Первые два, ближайšie к H_α , находятся на уровне вспышечного ядра (2), а последние накладываются на ядро непрерывной эмиссии. Их лучевые скорости 300, 1000, 1500 и 2000 км/с соответственно. На третьем кадре также виден эмиссионный выброс в синюю сторону с лучевой скоростью ~ 1100 км/с.

Для определения контраста и размера ядра белой вспышки, а также контуров линии H_α была проведена фотометрическая обработка второй и третьей спектрограмм поперек и вдоль дисперсии.

На рис. 4 приведены фотометрические разрезы перпендикулярно направлению дисперсии. Мы видим, что белая вспышка располагается на границе ядра и полутени. На основании усреднения нескольких фотометрических разрезов, сделанных вне пределов эмиссии в линии (т.е. далее 20 Å от центра H_α), был определен контраст и поперечные размеры ядра непрерывной эмиссии. Контраст ее составил 36% от соседнего невозмущенного непрерывного спектра или 24% от непрерывного спектра центра диска Солнца. Размер области свечения, измеренный на уровне половины интенсивности, составил 7".

На рис. 5 приведены фотометрические контуры линии H_α для трех узлов вспышки (1, 2, 3) на третьей спектрограмме.

Характерными особенностями контура линии H_α в месте белой вспышки являются депрессия в центре линии и очень большая протяженность крыльев. Общая протяженность их достигает ~ 40 Å, полуширина контура 10 Å. На первом кадре близкое красное крыло линии H_α искажено наложившимся ярким выбросом, идущим из области эмиссионного узла 2. На втором кадре контур H_α симметричный, на третьем и четвертом — также симметричный, но сдвинут в красную сторону на 0,5 Å, что соответствует скорости опускания светящегося объема 23 км/с. У двухвершинного контура яркость красного пика немного больше синего и составляет 1,7 интенсивности непрерывного спектра.

Однако наиболее интересной особенностью спектра белой вспышки является полное отсутствие солнечных линий поглощения в полосе непрерывной эмиссии. На рис. 6 приведены фотометрические разрезы спектрограммы в месте свечения белой вспышки и невозмущенной фотосфере (в почернениях). В спектре невозмущенного Солнца в приведенном спектральном участке присутствуют линии FeI, TiI, TiII, SiI, NiI, CaI, Cl,

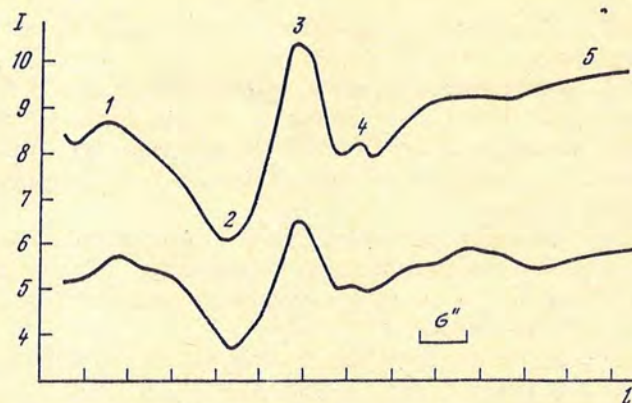


Рис. 4. Фотометрические разрезы (в произвольных интенсивностях) второй и третьей спектрограмм (см. рис. 3) перпендикулярно направлению дисперсии далее 20 Å от центра линии H_{α}
1 — слабая непрерывная эмиссия вспышки, 2 — ядро пятна, 3 — исследуемый узел белой вспышки, 4 — полутень, 5 — невозмущенная фотосфера

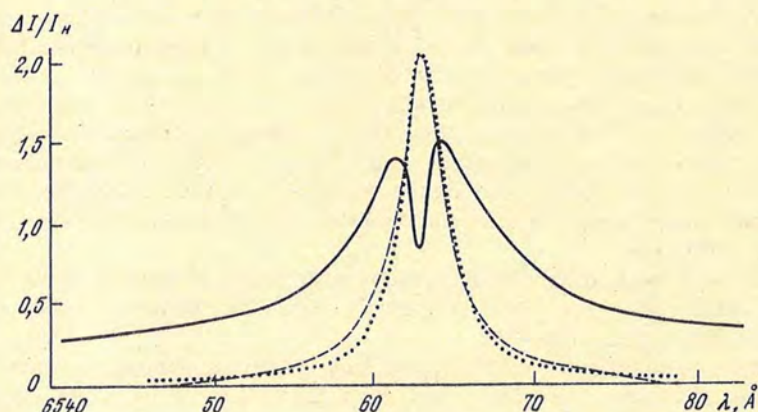


Рис. 5. Контуры линии H_{α} в разных узлах вспышки на третьей (см. рис. 3) спектрограмме
Сплошная линия — узел белой вспышки, штриховая — соседний узел на ядре пятна, пунктирная — узел на краю полутени со слабой непрерывной эмиссией (1 на рис. 4)

VI, интенсивность которых заключена в пределах от -2 до 6 , и независимо от интенсивности все линии отсутствуют в спектре ядра белой вспышки.

В линиях FeI $\lambda 6546,25$ и $6592,93$ Å на фоне залитой непрерывной эмиссией линии наблюдается узкое зернышко эмиссии, подобное той, которая бывает видна в линиях металлов в обычных вспышках. Следует отметить, что эти линии не наблюдались в эмиссии во вспышках на диске ни в одном из известных нам случаев.

Видна еще одна эмиссионная линия, которая по характеру свечения отличается от описанных выше: размер эмиссии по высоте превосходит размер ядра непрерывной эмиссии, тогда как в линиях FeI размер ядрышка заметен меньше. Эта эмиссионная линия может быть отождествлена с линией углерода $\lambda 6587,6$ Å, потенциал возбуждения нижнего уровня которой $8,53$ эВ. Эта линия впервые наблюдается в спектре вспышки.

Оценим теперь энергетические характеристики вспышки. Как было показано выше, контраст непрерывной эмиссии равен $0,24I_{\odot}$, а поперечный размер ядра — $7''$. Исходя из этих данных, мы можем определить энергию, излучаемую в видимом континууме.

Полагая, что контраст белой вспышки в других участках видимого спектра такой же,

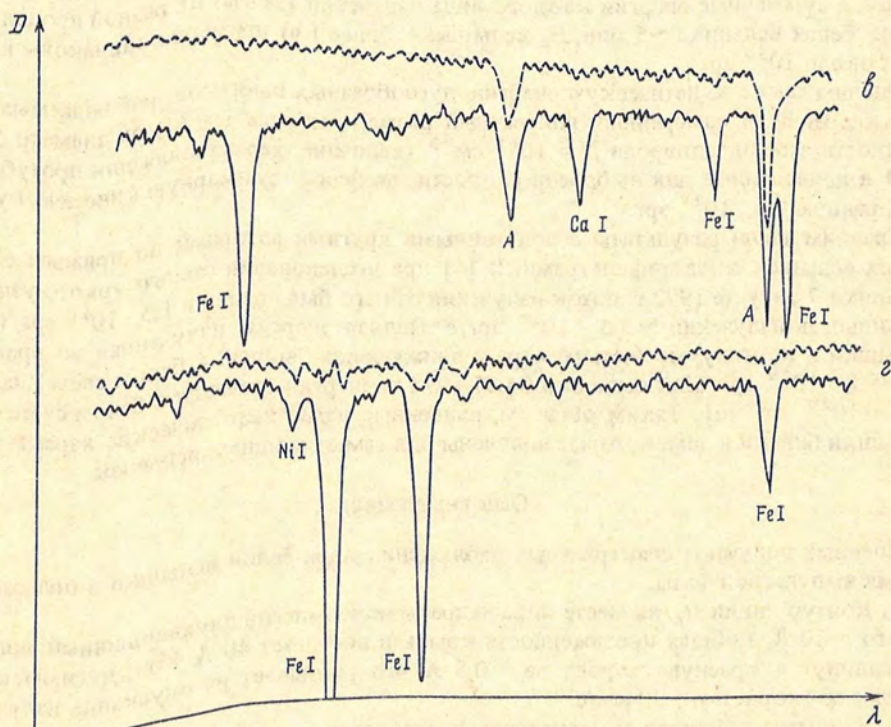
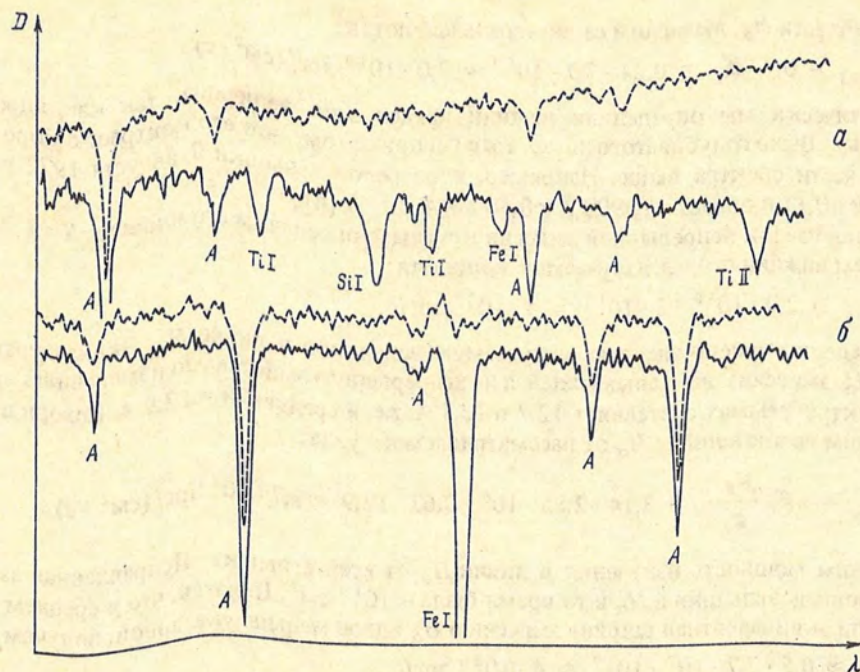


Рис. 6. Фотометрические записи невозмущенной фотосферы и ядра белой вспышки в диапазонах $a - \lambda 6542-6549 \text{ \AA}$; $b - \lambda 6552-6558 \text{ \AA}$; $c - \lambda 6567-6575 \text{ \AA}$; $d - \lambda 6590-6598 \text{ \AA}$.
 Сплошная линия — невозмущенная фотосфера, штриховая — белая вспышка, A — теллурические линии

как в области H_α , вычислим ее интегральный поток:

$$\mathcal{F}_{\text{cont}} = 0,24 \mathcal{F}_\odot = 0,24 \cdot 7,7 \cdot 10^{10} \approx 2,0 \cdot 10^{10} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}).$$

Фактически мы определили нижний предел этой величины, так как ядро белой вспышки было голубоватого цвета, а это говорит о том, что его контраст в коротковолновой части спектра выше. Например, ядро белой вспышки 7 августа 1972 г. имело контраст 0,11 в области λ 5900 Å и 0,50 в λ 4950 Å [4].

Считая узелок непрерывной эмиссии круглым, определим его площадь $S = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^2$ и найдем нижний предел излучаемой мощности:

$$P_{\text{cont}} \geq 2,0 \cdot 10^{10} \cdot 2 \cdot 10^{17} = 4 \cdot 10^{27} \text{ эрг/с.}$$

Определим теперь энергию, излучаемую вспышкой в линии H_α . Эквивалентная ширина H_α эмиссии, накладываемой на непрерывную эмиссию, по измерениям на 2-й и 3-й спектрограммах составляет 12,7 и 13,1 Å, т.е. в среднем $W = 12,9 \text{ Å}$. Исходя из этого, вычислим поток в линии H_α от рассматриваемого узла:

$$\mathcal{F}_{H_\alpha} = \pi \mathcal{F}_\odot \frac{\mathcal{F}_\theta}{\mathcal{F}_0} = 3,14 \cdot 2,85 \cdot 10^6 \cdot 0,67 \cdot 12,9 \approx 7,7 \cdot 10^7 \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}).$$

Оценим мощность излучения в линии H_α от всей вспышки. Исправленная за проекцию площадь вспышки в H_α в то время была $\approx 10^{19} \text{ см}^2$. Полагая, что в среднем по этой площади эквивалентная ширина эмиссии в H_α вдвое меньше указанной, получим

$$P_{H_\alpha} \approx 0,5 \cdot 7,7 \cdot 10^7 \cdot 10^{19} \approx 4 \cdot 10^{26} \text{ эрг/с.}$$

Таким образом, поток в континууме более чем на 2 порядка превосходит поток в линии H_α , мощность излучения в континууме выше мощности излучения в линии в 10 раз, а суммарные энергии каждого вида излучения (за счет их разной продолжительности: белая вспышка ~ 5 мин, H_α -вспышка — более 1 ч) примерно одинаковы и составляют около 10^{30} эрг.

Оценим также кинетическую энергию дугообразных выбросов, наблюдаемых на первом кадре. Взяв измеренный поперечный размер выброса ($\approx 7''$) за диаметр сгустка, плотность атомов водорода $N = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (величина, характерная для протуберанцев [5]) и приведенные для выбросов скорости, получим суммарную кинетическую энергию, равную $\approx 5 \cdot 10^{29}$ эрг.

Сравним наши результаты с полученными другими авторами по прямым снимкам белых вспышек со светофильтрами. В [4] при исследовании самого яркого узла белой вспышки 7 августа 1972 г. поток излучения от него был оценен в $1,5 \cdot 10^{10} \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, а мощность излучения $\sim 3,5 \cdot 10^{27} \text{ эрг/с}$. Полная энергия, излученная во время этой вспышки в континууме (четыре ядра и движущаяся "волна" в белом свете), составляла $\sim 9,8 \cdot 10^{29}$ эрг. Для вспышки 04.07.1974 г. энергия свечения в белом свете оценена в $3 \cdot 10^{29}$ эрг [6]. Таким образом, найденные нами энергетические характеристики вспышки близки к тем, которые получены для самых мощных вспышек.

Основные выводы

Впервые получены спектральные наблюдения ядра белой вспышки в области H_α во время импульсной фазы.

1. Контур линии H_α на месте ядра непрерывной эмиссии двухвершинный, полуширина его $\sim 10 \text{ Å}$, а общая протяженность крыльев достигает 40 Å . Контур симметричный, но сдвинут в красную сторону на $\sim 0,5 \text{ Å}$, что указывает на опускание излучающего объема со скоростью $\sim 20 \text{ км/с}$.

2. В момент наблюдения непрерывной эмиссии в спектре были видны дугообразные эмиссионные выбросы с лучевыми скоростями от $3 \cdot 10^2$ до $2 \cdot 10^3 \text{ км/с}$.

3. В период максимума свечения белой вспышки в спектре непрерывной эмиссии

полностью отсутствовали линии поглощения металлов, а линия углерода с высоким потенциалом возбуждения наблюдалась в эмиссии.

4. Определены поток излучения, мощность и суммарная энергия в континууме и в линии H_{α} . Поток в континууме более чем на два порядка превосходит поток в линии, мощность выше мощности в линии в 10 раз, а суммарная энергия каждого вида излучения примерно одинакова и составляет $\sim 10^{30}$ эрг. Такого же порядка кинетическая энергия выбросов, наблюдавшихся в начале вспышки.

Сравнение результатов наблюдений с предлагаемыми моделями белых вспышек будет проведено в дальнейшем.

Ноябрь. 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Solar-Geophys. Data. 1991. N 563/564. pt 1.
2. Svestka Z. // Space Sci. Rev. Vol. 5. P. 388.
3. Ellison M.A. // Month. Notic. Roy. Astron. Soc. 1946. Vol. 106. P. 500.
4. Rust D.M., Hegwer F. // Solar Phys. 1975. Vol. 40. P. 141.
5. Е Шу-хуэй // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1961. Т. 25. С. 234.
6. Бабин А.Н., Дятел Н.П., Лившиц М.А. // Астрон. журн. 1985. Т. 62. С. 1160.

УДК 523.985.3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ В СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКЕ

В.Г. Лозицкий, Э.А. Барановский

По наблюдаемым профилям линий H_{α} , FeI $\lambda 5434$, $\lambda 5447$, $\lambda 6173$ и FeII $\lambda 4924$ рассчитана модель для вспышки балла 2. Наблюдения профилей выполнены на эшелюном спектрографе с применением анализатора круговой поляризации.

Найдено, что температура и магнитное поле имеют максимум в фотосфере на глубине $\tau_{0,s} = 5 \cdot 10^{-3}$. В нижних слоях фотосферы ($\tau_{0,s} > 3 \cdot 10^{-2}$) магнитное поле близко к нулю. Делается вывод, что в близко расположенных (пространственно неразрешимых) узлах вспышки величина поля может различаться в несколько раз, а максимальные значения достигают более 4000 Гс. Величина магнитного поля, определенная по линии H_{α} , составляет около 2100 Гс.

DETERMINATION OF MAGNETIC FIELD AND THERMODYNAMICAL PARAMETERS OF SOLAR FLARE, by V.G. Lozitskij, E.A. Baranovsky. A model photosphere and chromosphere was calculated for the solar flare of importance 2. The calculations are based on the observed profiles of H_{α} , FeI $\lambda 5434$, $\lambda 5447$, $\lambda 6173$ and FeII $\lambda 4924$. The observations of the profiles are fulfilled on the echelle spectrograph with a polarization analyser.

The temperature and the magnetic field in the model are found to have a maximum in photospheric layers at the depth $\tau_{0,s} = 5 \cdot 10^{-3}$. In the low layers ($\tau_{0,s} > 3 \cdot 10^{-2}$) the magnetic field is very near to zero. A conclusion is made, that in closely located (spacely unresolved) flare knots the value of magnetic field may differ very significantly; the maximum value exceeds 4000 Gs. The value of magnetic field derived from H_{α} line profiles, is equal to 2100 Gs.

Возникновение и развитие солнечных вспышек тесным образом связано с магнитными полями в фотосфере, хромосфере и короне. Поэтому исследование магнитных полей в активных областях и, в частности, в самой вспышке необходимо для понимания природы вспышек.

Есть довольно много работ по изучению взаимосвязи вспышек и магнитных полей, но большая часть рассматривает поля в активной области или в пятнах вспышечной группы, т.е. вне вспышки. В [1, 2] по данным измерений магнитного поля с помощью магнитографа определялась высотная зависимость напряженности поля и получен рост поля с высотой.

Характеристики спектральных линий

Элемент, номер мультиплета	λ , Å	χ , эВ	g_{eff}
H_{α}	6563	10,15	1,05
FeI (15)	5434	1,01	0
FeI (37)	5447	1,60	1,25
FeI (62)	6173	2,2	2,50
FeII (42)	4924	2,88	1,70

В [3, 4] исследовалось магнитное поле в спокойных областях по профилям магнитоактивных линий. Авторы пришли к выводу, что структура поля очень неоднородна — имеются тонкие трубки с большой напряженностью поля (тысячи гаусс).

В [5] прослеживается связь вспышек с изменениями магнитных полей в соседних пятнах, а в [6] по линиям разной интенсивности найдена зависимость поля от высоты для флоккулов.

К выводу о сильной неоднородности магнитного поля, вплоть до инверсии знака, пришел автор [7], пытаясь интерпретировать измерения поля на магнитографе для разных линий.

В последнее время появился ряд статей, в которых исследуется магнитное поле в самой вспышке.

В [8] по профилям линий, полученным с поляризационной оптикой, было найдено, что в верхних слоях вспышки поле продольное, а в нижних — поперечное.

В [9] указывается, что наблюдаемые особенности профилей можно объяснить только предположением о существовании в светящемся объеме противоположно направленных полей.

В [10, 11] получено изменение магнитного поля, температуры, плотности и турбулентности на уровне фотосферы во время возникновения и развития вспышек. Там наблюдения сделаны без поляризационной оптики, и выводы основаны на сравнении ширин магнитоактивных и немагнитоактивных линий.

В [12, 13] по наблюдениям линий железа с призмой Волластона для нескольких вспышек найдено, что магнитное поле в фотосфере вспышки очень неоднородно — в тонких трубках (пространственно-неразрешимых) как бы сконцентрированы сильные магнитные поля (до 6000 Гс).

В [3, 4, 8–13] для определения характеристик магнитного поля анализируется весь профиль магнитоактивных линий. Такой метод имеет существенное преимущество перед измерением поля с помощью магнитографа или простым измерением величины расщепления. Особенности профиля дают возможность делать выводы о тонкой структуре магнитного поля, а не только определять величину напряженности. Кроме того, сопоставление профилей нескольких линий позволяет рассчитать также температуру, плотность, турбулентную и лучевую скорости в области вспышки.

Такие модельные расчеты были сделаны в [14] по линиям H_{α} , H_{γ} и линиям FeI, FeII и определена зависимость от высоты магнитного поля и термодинамических параметров для фотосферы и хромосферы вспышки балла 1, расположенной вне пятен рядом с δ -конфигурацией. Было получено, что область эмиссии фотосферных линий является тонким образованием в верхней фотосфере. Магнитное поле в этом тонком слое достигает 800–900 Гс, а глубже ($\tau_{0,5} > 4 \cdot 10^{-2}$) поле равно нулю. В хромосфере поле выше, чем на уровне фотосферы, и составляет около 1200 Гс.

Здесь мы делаем аналогичные расчеты для вспышки балла 2. Вспышка 16.06.89 г. расположена над пятном в группе № 225 (по Солнечным данным) и имеет координаты 17°S , 4°E . Начало вспышки в $5^{\text{h}}13^{\text{m}}$ UT, максимум в $5^{\text{h}}30^{\text{m}}$, конец в $6^{\text{h}}30^{\text{m}}$. Исследуемый спектр получен в $5^{\text{h}}29^{\text{m}}$, 5 UT, т.е. вблизи максимума. Спектр сфотографирован на эшелъном спектрографе горизонтального солнечного телескопа Астрономической

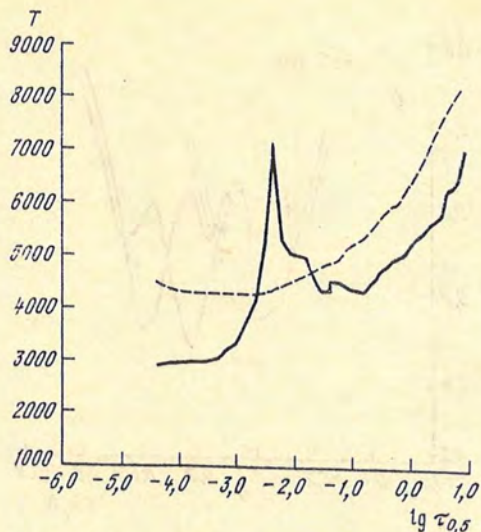


Рис. 1. Температура в невозмущенной фотосфере (штриховая линия) и в модели вспышки над пятном (сплошная линия)

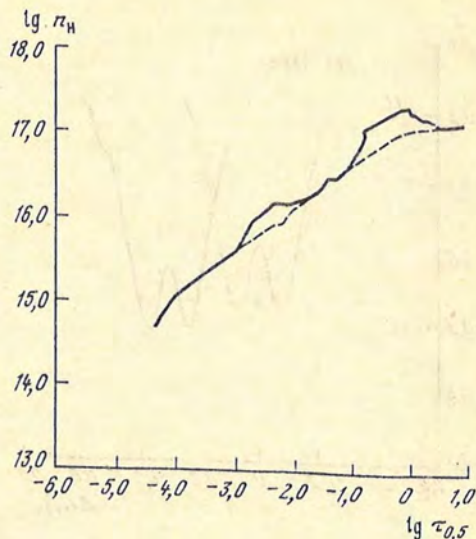


Рис. 2. Плотность в невозмущенной фотосфере (штриховая линия) и в модели вспышки (сплошная линия)

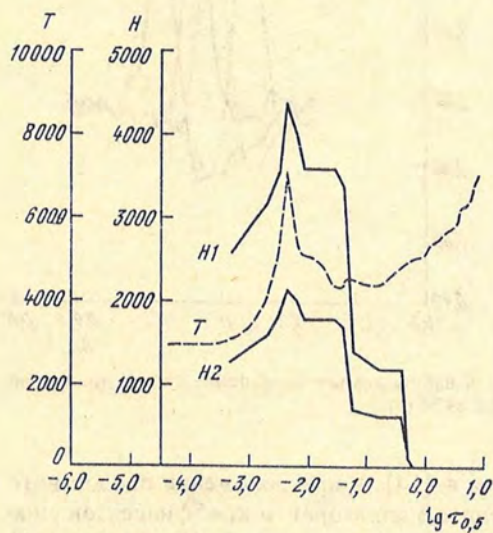


Рис. 3. Температура T и магнитное поле $H1, H2$ в компонентах модели вспышки $M1, M2$

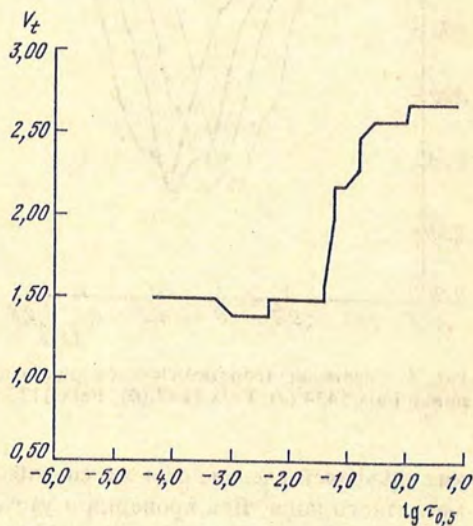


Рис. 4. Турбулентная скорость в модели вспышки

обсерватории Киевского университета [15]. Перед входной щелью спектрографа ставилась четвертьволновая пластинка, а за щелью — призма-расщепитель из исландского шпата. Рассеянный свет в пятне учитывался по снимкам края диска (он составил 22% в области 5000–6500 Å и 40% в области 4900 Å). Учитывался также рассеянный свет в спектрографе.

Список линий и некоторые данные о них приведены в таблице: χ — потенциал возбуждения нижнего уровня, g_{eff} — эффективный фактор Ланде. Вычисление теоретичес-

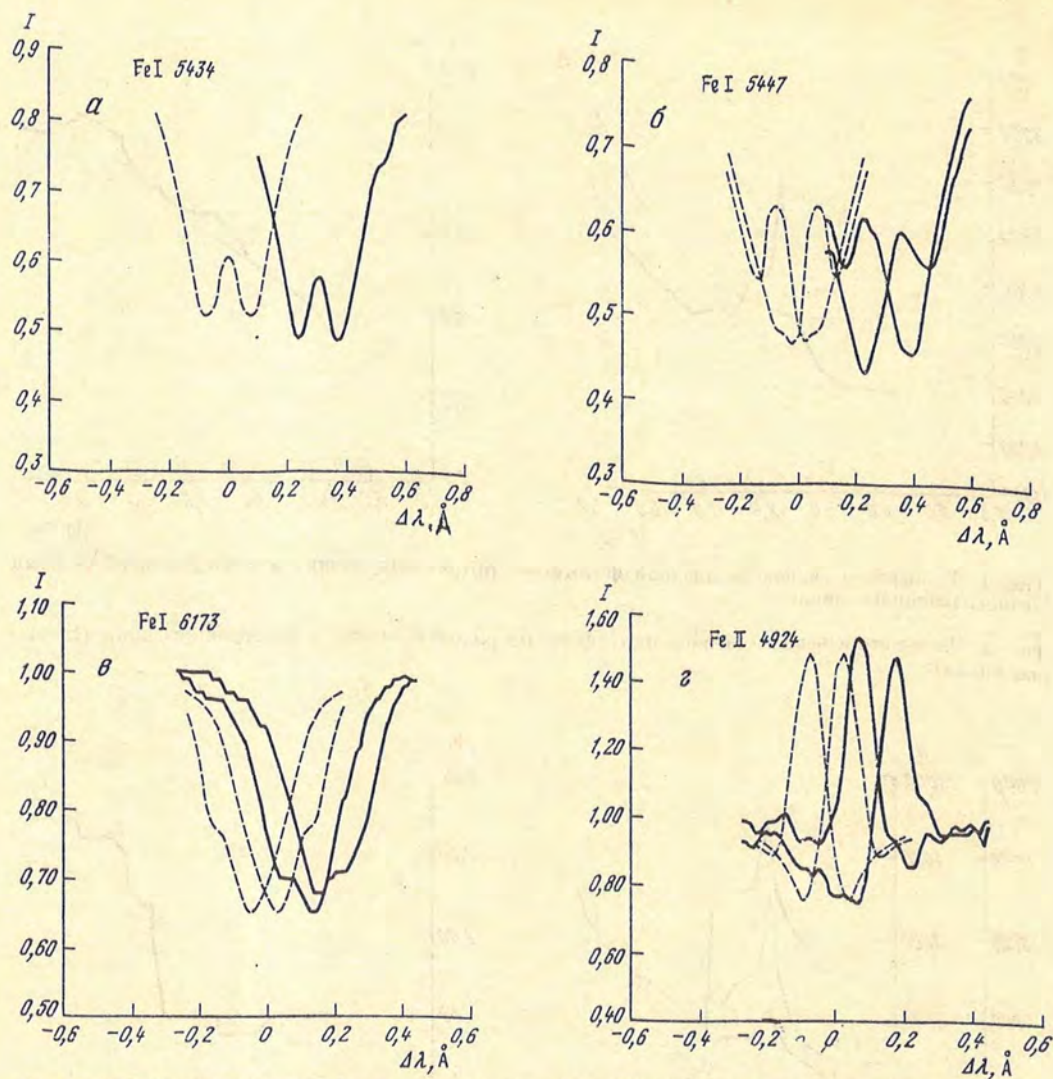


Рис. 5. Сравнение теоретических (штриховые линии) и наблюдаемых (сплошные линии) профилей линий FeI $\lambda 5434$ (а), FeI $\lambda 5447$ (б), FeI $\lambda 6173$ (в), FeII $\lambda 4924$ (г)

ких профилей сделано тем же способом, как и в [14], в предположении продольного магнитного поля. Для проверки и уточнения сил осцилляторов и коэффициентов уширения линий рассчитывались профили для модели невозмущенной фотосферы [16] и сравнивались с наблюдаемыми для невозмущенных областей. Одна из фотосферных линий является маггитонейтральной (фактор Ланде $g = 0$) — линия FeI $\lambda 5434$. По ширине этой линии можно найти величину турбулентной скорости.

Поиск моделей делается методом проб и ошибок — просчитывается много вариантов и отбираются те, которые дают наилучшее согласие теоретических и наблюдаемых профилей. Сначала подбирались модели без учета магнитного поля. На этом шаге мы добились согласования теоретических и наблюдаемых профилей только по величине эмиссии. Кроме того, была определена турбулентная скорость по ширине маггитонейтральной линии FeI $\lambda 5434$. Далее подбирался ход магнитного поля с высотой так, чтобы наилучшим образом объяснить наблюдаемое расщепление и профили отдельных компонентов для всех линий.

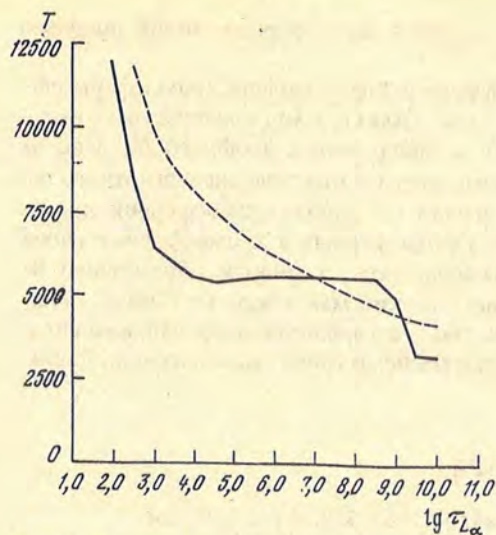


Рис. 6. Температура в невозмущенной хромосфере (штриховая линия) и в модели вспышки над пятном (сплошная линия)

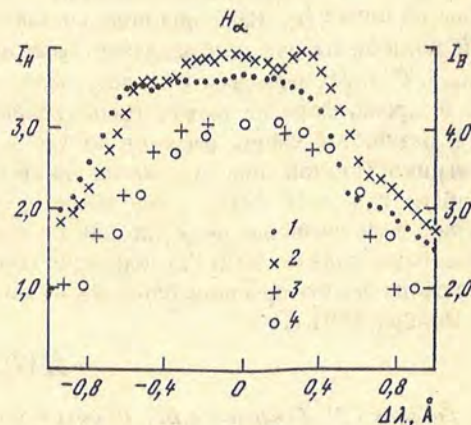


Рис. 7. Сравнение теоретических (1, 2) и наблюдаемых (3, 4) профилей линии H_{α}

Для нашей вспышки оказалось, что при хорошем совпадении теоретических и наблюдаемых профилей для магнитонейтральной линии FeI $\lambda 5434$ согласие профилей для магнитоактивных линий плохое — теоретические профили слишком узкие. Улучшить согласие посредством увеличения турбулентной скорости v_t нельзя — при этом нарушается согласование профилей нейтральной линии FeI $\lambda 5434$. Однородное магнитное поле не оказывает влияния на ширину профиля.

Получить одновременно согласие для всех линий оказалось возможным только в предположении неоднородной структуры поля. Магнитное уширение линий может происходить как от неоднородности поля по глубине, так и от наложения излучения от пространственно-неразрешимых узлов вспышки с различным полем. Сложение компонентов, смещенных на разную величину, и дает расширение профиля. В окончательном варианте присутствуют оба фактора уширения. Рассчитаны две модели (M1, M2) с одинаковым распределением по глубине термодинамических параметров, но с различным магнитным полем. Магнитное поле в моделях имеет максимальное значение на глубине $\tau_{0,5} = 5 \cdot 10^{-3}$, а в области $\tau_{0,5} > 3 \cdot 10^{-2}$ величина поля круто падает до нуля. Максимум магнитного поля почти совпадает с максимальным приростом (по сравнению с невозмущенной областью) температуры. Изменение с глубиной в фотосфере температуры, плотности, турбулентной скорости и магнитного поля показано на рис. 1–4 ($\tau_{0,5}$ — оптическая толщина при $\lambda 5000 \text{ \AA}$).

Заметим здесь, что уменьшение магнитного поля до нуля в глубоких слоях необходимо для согласования величины расщепления профилей одновременно в центре линий и в крыльях. Смещение σ -компонент в крыльях меньше, чем смещение центральной эмиссии. Это хорошо видно на рис. 5,б (FeI $\lambda 5447$). Следует обратить внимание, что определение величины магнитного поля по величине расщепления линий дает значения существенно меньше тех, которые получены по модельным расчетам.

Соотношение площадей узлов вспышки с полем по модели M1 и по модели M2 равно 1 : 1. В наши расчеты мы не включали модели с поперечной составляющей магнитного поля. Для решения вопроса о наличии поперечных полей необходимо привлечь большее число спектральных линий, в том числе линии со сложным (не триплетным) магнитным расщеплением. Мы предполагаем сделать это позднее.

Сравнение теоретических и наблюдаемых профилей фотосферных линий показано на рис. 5. На рисунках даны обе σ -компоненты.

Оценка величины магнитного поля в хромосфере и расчет модели хромосферы сделаны по линии H_{α} . Величина поля составляет около 2100 Гс, а ход температуры с высотой показан на рис. 6. Сравнение вычисленных и наблюдаемых профилей H_{α} дано на рис. 7. Следует заметить, что расчет модели хромосферы и определение магнитного поля в хромосфере не может быть сделано уверенно по одной хромосферной линии.

В результате наших расчетов получена модель фотосферных и хромосферных слоев вспышки. По этой модели эмиссия линий железа возникает в тонком образовании на глубине $\tau_{0,5} = 10^{-3} \div 10^{-2}$, где температура имеет резкий максимум (~ 7200 К). Магнитное поле очень неоднородно как по глубине, так и в горизонтальных направлениях. Максимум поля (~ 4000 Гс) примерно совпадает с температурным максимумом. В нижних слоях фотосферы поле близко к нулю.

Ноябрь. 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гопасюк С.И., Северный А.Б. // Письма в Астрон. журн. 1983. Т. 9. № 2. С. 120–124.
2. Гопасюк С.И. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1985. Т. 72. С. 159–171.
3. Пап Т.Т., Лозицкий В.Г. // Тр. XIII консультатив. совещ. КАПГ по физике Солнца (памяти В.Е. Степанова). Т. 1. Новосибирск: Наука, 1989. С. 96–101.
4. Лозицкий В.Г., Пап Т.Т. // Кинематика и физика небес. тел. 1989. Т. 5. № 1. С. 50–58.
5. Коваль А.Н., Степанян Н.Н. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1983. Т. 68. С. 3–14.
6. Ганджа С.И. // Солнечные магнитные поля и корона. Новосибирск: Наука, 1989. Т. 2. С. 99–104.
7. Рачковский Д.Н. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1988. Т. 79. С. 41–46.
8. Габин А.Н., Коваль А.Н. // Там же. 1992. Т. 86. С. 145–152.
9. Бабин А.Н., Коваль А.Н. // Там же. 1990. Т. 82. С. 129–138.
10. Аликаева К.В. // Физика солнечной плазмы. М.: Наука, 1989. С. 5–13.
11. Аликаева К.В., Кондрашова Н.Н., Редюк Т.И., Рудникова Е.Г. // Солнечные магнитные поля и корона. Новосибирск: Наука, 1989. Т. 2. С. 255–262.
12. Лозицкий В.Г. // Кинематика и физика небес. тел. 1986. Т. 2, № 1. С. 28–35.
13. Лозицкий В.Г. // Исследования солнечной плазмы. Ашхабад, 1989. С. 35–45.
14. Барановский Э.А., Лозицкая Н.И., Лозицкий В.Г. // Кинематика и физика небес. тел. 1991. Т. 7, № 3. С. 52–58.
15. Курочка Е.В., Курочка Л.Н., Лозицкий В.Г. и др. // Вестн. Киев. ун-та. Астрономия. 1980. Вып. 22. С. 48–56.
16. Holweger H., Müller E.A. // Solar Phys. 1974. Vol. 39, N 1. P. 19–30.

УДК 523.98

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ПРОДОЛЬНОГО ПОЛЯ НА ДВУХ УРОВНЯХ И H_{α} -СТРУКТУРЫ

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

На основании данных наблюдений продольного магнитного поля в линиях FeI $\lambda 5253$ Å и H_{β} , а также H_{α} -фильтрограмм проведено изучение структуры поля и электрических токов в активной области 25.09.90 г. ($L = 15^{\circ}E$, $\varphi = 12^{\circ}N$). Была определена средняя по активной области разность высот образования линий FeI $\lambda 5253$ Å и H_{β} (~ 700 км), вычислены средние по высоте вертикальные градиенты поля и их зависимость от напряженности поля, установлен характер соответствия между полями на обоих уровнях и его изменение в зависимости от величины поля. Показано, что потенциальное поле, вычисленное на уровне образования H_{β} по данным наблюдений фотосферного поля, больше наблюдаемого в H_{β} . Это различие объяснено присутствием в хромосфере поперечных электрических токов, магнитное поле которых антипараллельно потенциальному полю. На основании потенциального поперечного поля и тонкоструктурных H_{α} -волокон вычислены вертикальные электрические токи в активной области. Наибольшая величина плотности токов составляла

$4 \cdot 10^4$ А/км², а средняя по площади (для тока одного знака) — $2 \cdot 10^3$ А/км². Установлено наличие глобального электрического тока, направленного вверх по всей лидирующей части активной области и вниз — в ее хвостовой части. Величина глобального тока $2 \cdot 10^{12}$ А. Высказано предположение, что величина глобального тока $(1 \div 3) \cdot 10^{12}$ А является характерной для большой активной области, а его направление зависит от цикла солнечной активности: в лидирующей части активной области он направлен вверх в четных циклах и вниз — в нечетных.

INVESTIGATIONS OF MAGNETIC FIELDS AND ELECTRIC CURRENTS IN ACTIVE REGION BASED ON TWO LEVELS OBSERVATIONS OF LONGITUDINAL MAGNETIC FIELDS AND H_{α} -STRUCTURE, by V.I. Abramenko, S.I. Gopasyuk, M.B. Ogir', V.B. Yurchishin. The magnetic field structure and electric currents in the active region (AR) 25.09.90 ($L = 15^{\circ}E$, $\varphi = 12^{\circ}N$) were studied on the basis of H_{α} -pictures and longitudinal magnetic field observed in FeI $\lambda 5253$ Å and H_{β} . The average difference of the line formation levels is determined to be ~ 700 km. The vertical magnetic field gradients depending on the field intensity were calculated. The correlation between magnetic field intensity at two levels and its change with the field strength was ascertained. It is shown, that the potential magnetic field, calculated for H_{β} formation level on the basis of the observed photospheric field, is greater than the field observed in H_{β} . Such a difference is explained in terms of transverse electric currents in the chromosphere. The magnetic field of the currents must be antiparallel to the longitudinal potential field. The vertical electric currents in the AR are calculated on the basis of the potential transverse field and H_{α} -fibrils. The maximum electric current density is about $4 \cdot 10^4$ А/км² and average values about 2000 А/км². It is detected global electric current flowing upward through the whole leading part of the AR and downward in the tail. The global electric current is about $2 \cdot 10^{12}$ А. It is suggested that $2 \cdot 10^{12}$ А is the typical value for the global electric current and its direction depends on the solar activity: during even cycles the global electric current is directed upward in the leading part and downward in the odd cycles.

Введение

Многочисленные явления, протекающие в атмосфере Солнца, самым тесным образом связаны с магнитным полем и его структурой. Важную роль в их процессах играют также электрические токи. Это подтверждается рядом наблюдательных фактов. Во-первых, значительная часть фотосферного поперечного поля обусловлена электрическими токами, которые протекают в фотосфере [1, 2]. Во-вторых, площадь группы пятен синхронно меняется со средней плотностью вертикального электрического тока. Пятна в активной области (АО) появляются тогда, когда плотность вертикального тока достигает величины примерно 10^3 А/км² [2, 3]. В-третьих, положение вспышек тесно связано как с величиной вертикального электрического тока [3–6], так и с его направлением [3, 5, 6]. Поэтому изучение электрических токов и их связи со структурой магнитного поля имеет важное значение.

Получение информации об электрических токах требует наличия данных наблюдений о поперечных магнитных полях. Однако такой информацией располагают очень немногие исследователи. В связи с этим в [7] была разработана методика, а в [8] показана надежность информации, получаемой об электрических токах на основании данных наблюдений продольной составляющей магнитного поля и H_{α} -волоконцев. Исследования электрических токов и их связи с магнитными полями пока что немногочисленны. Поэтому здесь мы продолжаем изучение структуры продольной составляющей магнитного поля АО (по данным наблюдений в двух линиях) и структуры электрических токов.

1. Материал наблюдений и обработка

В последние годы на двойном магнитографе БСТ-1 Крымской астрофизической обсерватории был получен большой материал наблюдений продольной составляющей магнитного поля одновременно в двух линиях с входной щелью спектрографа $1'' \times 2''$ и $1'' \times 4''$. Для изучения нами были взяты наблюдения АО 25.09.90 г., находившейся вблизи центрального меридиана ($L = 15^{\circ}E$, $\varphi = 12^{\circ}N$). Эта группа находилась в большом магнитном комплексе, а пятна были только в этой его части [9]. Наблюдения проводились в линиях FeI $\lambda 5253$ Å и в H_{β} с разрешением $1'' \times 4''$. Ширины щелей фотометров составляли соответственно 55 мÅ и 100 мÅ, а расстояния от центра линий

до центра щелей фотометров 62,5 мÅ и соответственно 150 мÅ. В течение 5 ч были последовательно получены три записи магнитного поля. Первая из них охватывала всю АО, а две следующие — только лидирующую часть. Сканирование изображения Солнца относительно щели спектрографа проводилось с помощью фотогида [10] со скоростью 2"/с. Фотогид удерживал изображение Солнца за края диска, что приводило к деформации записываемого участка вследствие вращения Солнца [11]. При обработке данных этот эффект учитывался.

В течение первых 2 ч параллельно проводилось кинематографирование в лучах линии H_{α} (полоса пропускания фильтра 0,5 Å) этой же АО на КГ-1 с диаметром изображения Солнца 12 см [12].

По записям были построены карты продольной составляющей магнитного поля. На основании данных о продольной составляющей поля в фотосфере и хромосфере путем решения краевой задачи Неймана [13] был вычислен вектор потенциального поля в каждом узле сетки магнитограммы. Кроме того, по фотосферным данным наблюдений вычислялась потенциальная структура магнитного поля на разных уровнях над фотосферой. По данным вычислений были построены карты.

Волоконца тонкой структуры хромосферы, видимые на H_{α} -фильтрограммах как темные образования, определяют ориентацию истинного поперечного магнитного поля [14]. Для анализа были отобраны лучшие H_{α} -снимки. Ориентация волоконца показала, что в этой АО между лидирующей и хвостовой частями не было прямой магнитной связи. Если она и была, то, возможно, осуществлялась посредством высоких магнитных петель. Тем не менее магнитная связь между этими частями АО все же имела, на что указывали системы волоконца, расположенных на севере и на востоке АО вне магнитограммы. Наряду с этим поле хвостовых пятен замыкалось также на магнитную структуру S-полярности, которая располагалась к западу от магнитограммы. Об этом свидетельствуют системы волоконца, проходивших через центр магнитограммы параллельно основной нулевой линии магнитного поля и южнее магнитограммы. Совмещение снимка H_{α} -структуры с картой продольного магнитного поля и картой азимутов поперечного потенциального поля дало возможность установить направление магнитного поля в волокнах. Ориентация самих волоконца позволила определить азимуты истинного поперечного магнитного поля. Азимуты волоконца (а затем и токи) определялись по сетке с ячейкой $4'' \times 4''$.

Располагая данными о величине потенциального поперечного магнитного поля и азимутами истинного поперечного поля, мы вычислили вертикальные электрические токи согласно методике, изложенной в [7, 8]. Здесь при вычислении модуля поперечного потенциального поля и электрических токов были использованы математические методы, дающие более высокую точность вычислений. Анализ точности вычислений токов проводился на потенциальных моделях. Он показал, что максимальная погрешность вычисления токов составляет 1–2% от средней плотности токов, вычисленных по данным наблюдений (H_{α} -волоконцам и вычисленному поперечному потенциальному полю). Подробное изложение методики и анализ точности вычисления токов будут представлены отдельно.

2. Структура поля

Изучение соответствия между магнитными полями на разных уровнях, в том числе по наблюдениям в фотосфере и хромосфере, проводилось неоднократно. Степановым [15] и Северным [16] была найдена, а затем многими исследователями подтверждена хорошая связь между магнитными полями, измеренными в фотосфере и хромосфере ($\text{FeI } \lambda 5250 \text{ Å}$ и K CaII [15] и по наблюдениям в линиях $\text{FI } \lambda 5250 \text{ Å}$ и H_{α} [16]). Ими было также обнаружено, что при хорошем соответствии структур поля в целом на двух уровнях имеются участки в АО, где продольное поле на одном уровне имеет один знак, а на втором — противоположный.

На рис. 1, а, б приведены карты продольного магнитного поля АО на двух уровнях

для первой записи. На основании этих карт было вычислено отношение магнитных потоков по всей магнитограмме для поля N -полярности:

$$\Phi_N(\text{FeI})/\Phi_N(H_\beta) = 1,66,$$

а также для поля S -полярности:

$$\Phi_S(\text{FeI})/\Phi_S(H_\beta) = 1,64.$$

Отношение суммарных потоков равно

$$(\Phi_N(\text{FeI}) + \Phi_S(\text{FeI})) / (\Phi_N(H_\beta) + \Phi_S(H_\beta)) = 1,69.$$

Анализ карт показывает хорошее соответствие структур поля в целом. Коэффициент корреляции, вычисленный по всей магнитограмме, составляет 0,923. Однако в деталях между структурами поля на этих уровнях имеются существенные различия, и в некоторых участках наблюдается инверсия знака поля. Для детального изучения различий структур поля мы определили разность между напряженностями, полученными по наблюдениям в линии $\text{FeI } \lambda 5253 \text{ \AA}$ и в линии H_β :

$$\Delta H_{\parallel} = |H_{\parallel \lambda 5253}| - |H_{\parallel H_\beta}|.$$

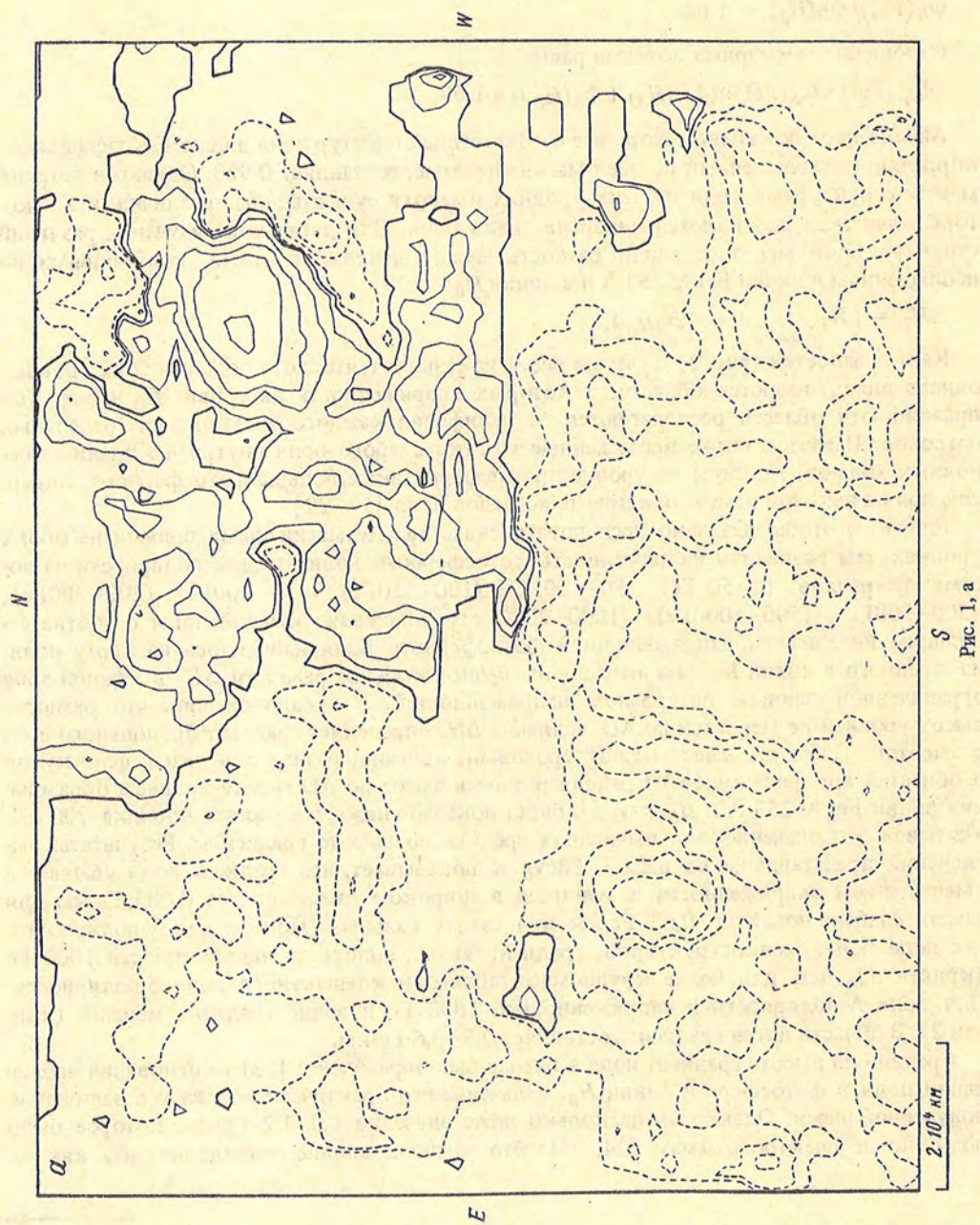
Карта разностей (рис. 2) с учетом рис. 1 показывает, что, хотя поле на обоих уровнях одного знака, имеются области, в которых напряженность на уровне H_β выше. Как правило, эти области располагаются на периферии каждого холма в виде отдельных островов. Имеются также протяженные участки слабого поля внутри АО вдали от основных холмов, где поле на уровне хромосферы также больше фотосферного. Инверсию поля с высотой отмечали и другие исследователи [17–22].

Для того чтобы детально исследовать связь между магнитными полями на обоих уровнях, мы разделили напряженность фотосферного поля каждой полярности на восемь интервалов: (0–50 Гс), (50–100 Гс), (100–150 Гс), (150–200 Гс), (200–300 Гс), (300–500 Гс), (500–1000 Гс), (1000–2000 Гс). Положение каждой зоны с соответствующим интервалом напряженностей фотосферного поля наносилось на карту поля, измеренного в линии H_β . Мы вычислили среднее значение разности $\Delta H_{\parallel}$ в каждой зоне, ограниченной данным интервалом напряженностей. В предположении, что разность высот уровней не меняется по АО, величина $\Delta H_{\parallel}$ определяет градиент продольного поля с высотой. (Разность высот между уровнями, конечно, разная для пятен, флоккулов и областей вне флоккулов.) Средняя разность высот по АО между уровнем образования линии $\text{FeI } \lambda 5253 \text{ \AA}$ и H_β , как это будет показано ниже, составляет порядка 700 км. Учитывая это значение, мы вычислили средние по высоте градиенты. Результаты вычислений представлены на рис. 3. Рисунок показывает, что градиент поля убывает с уменьшением напряженности и меняется в широком диапазоне: от 0,003 Гс/км для самых слабых полей до 0,63 Гс/км для самых сильных. Причем для N -полярности, где поле более мелкоструктурно, градиент выше, вплоть до напряженности 1000 Гс (кривая 1), чем для более крупномасштабного и компактного поля S -полярности. Для поля N -полярности с напряженностью 1000 Гс и выше градиент меньше (кривая 2). В области пятен градиент составляет 0,5–0,6 Гс/км.

Средний по высоте градиент поля в пятнах был определен в [23] на основании наблюдений поля в фотосфере и линии H_β . Значение его практически совпало с величиной, полученной нами. Однако он несколько ниже значения 1,0–1,2 Гс/км, которое было получено по спектрограммам [24, 25]. Это различие вполне естественно, ибо, как из-

Рис. 1. Карты продольного магнитного поля АО 25.09.1990 г. по наблюдениям в линии $\text{FeI } \lambda 5253 \text{ \AA}$ (а) и в хромосферной линии H_β (б)

Сплошной жирной линией проведена линия раздела полярностей. Сплошными тонкими линиями нанесены изоуровни лидирующего поля S -полярности, штриховыми — поля N -полярности. Изоуровни проведены через 50, 200, 500, 1000, 2000 Гс



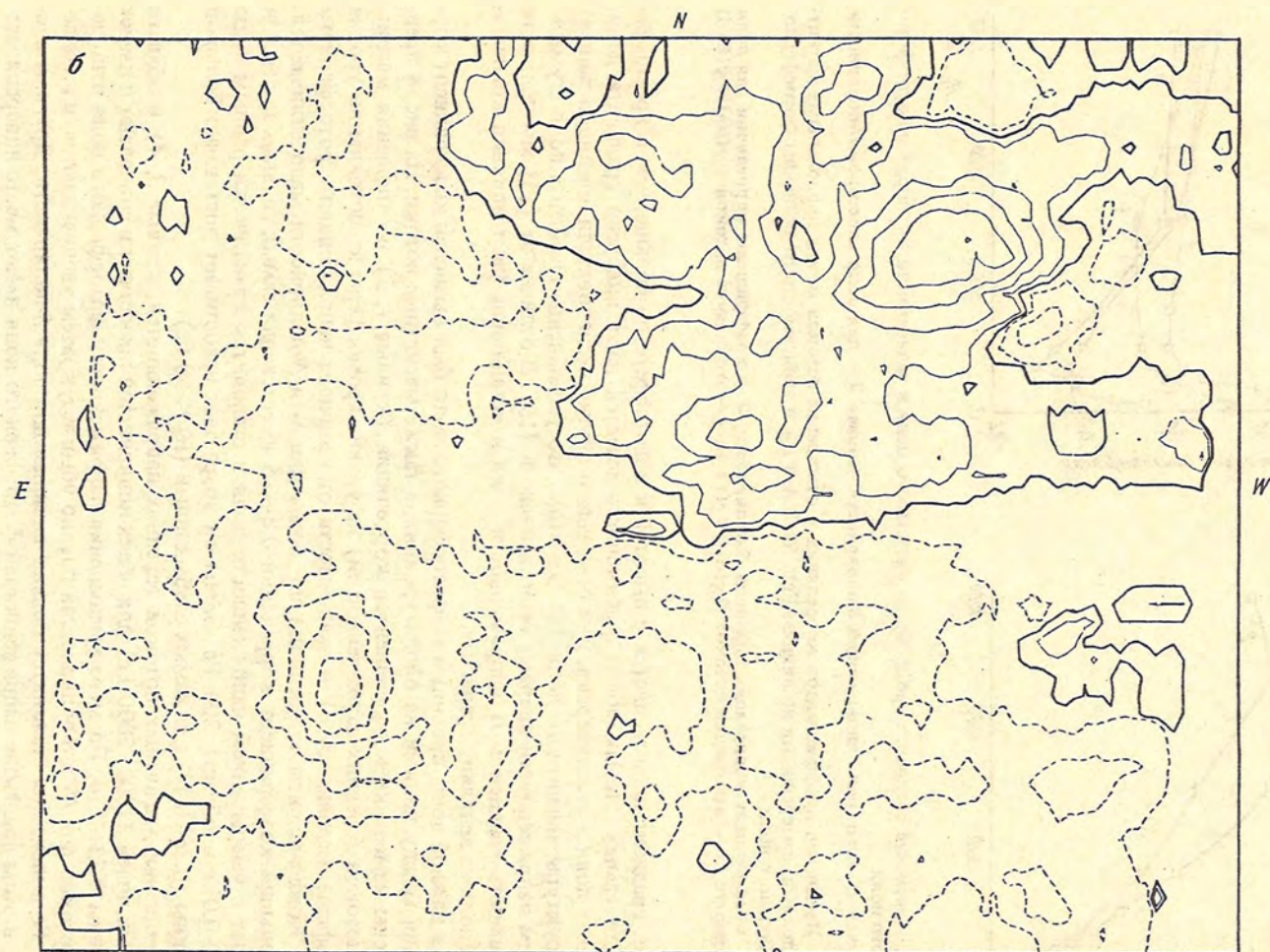


Рис. 1, б

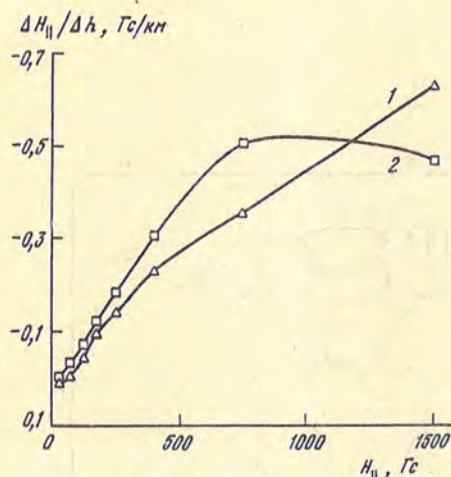


Рис. 3. Изменение градиента продольного магнитного поля в зависимости от напряженности фотосферного поля

Кривая 1 — для поля лидирующей S-полярности. Кривая 2 — для поля хвостовой N-полярности

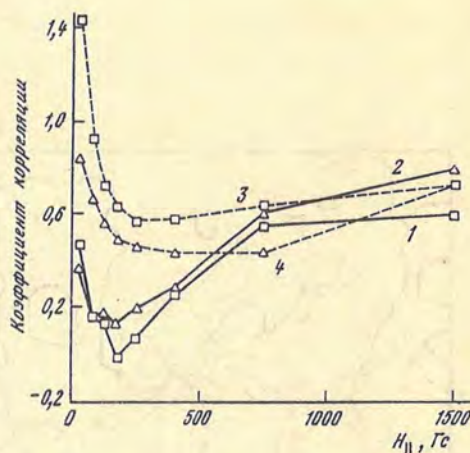


Рис. 4. Изменение коэффициентов корреляции и отношения потоков между продольными магнитными полями, измеренными по линиям Fe I 5253 Å и H_β , в зависимости от величины фотосферного продольного поля

1 — коэффициент корреляции для поля S-полярности, 2 — коэффициент корреляции для поля N-полярности, 3 — отношение потоков $\Phi_S(H_\beta)/\Phi_S(\text{Fe I})$, 4 — отношение потоков $\Phi_N(H_\beta)/\Phi_N(\text{Fe I})$

вестно, градиент поля меняется с высотой и в фотосфере он больше, чем в хромосфере. Для самых лабых полей S-полярности имеется даже инверсия градиента поля. Градиент поля и его инверсия, как отмечали и другие исследователи, очевидно зависят от структуры магнитного поля АО. Отметим, что уменьшение градиента поля с уменьшением напряженности впервые было найдено в [15]. В отличие от [15] мы получили зависимость градиента от напряженности поля и установили факт влияния компактности поля на величину градиента.

Для каждой зоны продольного фотосферного поля был вычислен коэффициент корреляции между полями на обоих уровнях, а также магнитные потоки. На рис. 4 представлены изменения коэффициентов корреляции (кривые 1, 2) и отношения магнитных потоков (средних напряженностей) на уровне хромосферы к потокам на уровне фотосферы (кривые 3, 4) в зависимости от величины напряженности фотосферного поля. Коэффициенты корреляции по зонам для S- и N-полярности мало отличаются. Наибольший коэффициент корреляции 0,8–0,6 имеется для самых сильных полей. Он убывает с уменьшением напряженности поля и становится практически равным нулю (0,13–0,01) в области 200 Гс. Затем он возрастает и достигает достаточно большой величины (0,36–0,47) для самых слабых полей ($H_{||} < 50$ Гс).

Отношения магнитных потоков (средних напряженностей, кривые 3, 4) в области сильных полей (1000–2000 Гс) для обеих полярностей практически совпадают и имеют величины 0,73–0,74. По мере уменьшения напряженности фотосферного поля отношения потоков для N- и S-полярностей плавно убывают, а затем увеличиваются, и в области 50 Гс и ниже они становятся больше единицы для поля S-полярности. Другими словами, в этом диапазоне напряженностей фотосферного поля имеет место инверсия магнитного поля. Хотя в области хвостовой полярности (см. рис. 2 на вкл.) имеются места, где хромосферное поле тоже бывает больше фотосферного, однако в среднем по зоне 0–50 Гс поле по H_β оказывается ниже. Отношения средних напряженностей поля для лидирующей полярности, где было самое большое пятно в группе, существенно выше, чем для хвостовой полярности.

Достаточно высокий коэффициент корреляции, который слабо изменяется в зонах с напряженностью фотосферного поля выше 800 Гс, свидетельствует о сохранении структур поля на обоих уровнях. Это, главным образом, центральные части холмов сильного поля. Ход кривых 3 и 4 (рис. 4) в этом диапазоне напряженностей фотосферного поля указывает на то, что поле на уровне хромосферы систематически ниже, чем на уровне фотосферы. Коэффициент корреляции и отношение напряженностей поля свидетельствуют о расхождении силовых линий с высотой — о развале поля. Причем в области самого большого пятна группы развал происходит существенно медленнее. При изменении поля от 1500 до 800 Гс отношение средних напряженностей меняется примерно от 0,7 до 0,6 для поля лидирующей полярности, в то время как для поля хвостовой полярности меняется от 0,7 до 0,4. Различие скорости убывания поля с высотой в разных полярностях, вероятно, обусловлено различием площадей магнитных холмов. Возможно, градиент поля зависит не только от величины напряженности, но и от размеров холмов и расстояния между ними. Поле хвостовой полярности более раздробленное по сравнению с полем лидирующей полярности. При изменении напряженности фотосферного магнитного поля от 800 до 300 Гс коэффициент корреляции резко убывает, в то время как отношение средних напряженностей практически не меняется. Эти зоны охватывают склоны холмов продольного поля. Вследствие развала поля с высотой нарушается подобие магнитных структур на обоих уровнях. Для полей 300–100 Гс подобие структур практически отсутствует (коэффициент корреляции очень низкий). Минимальный коэффициент корреляции приходится на область наибольшего развала поля. С переходом в область слабых полей (меньше 100 Гс) увеличивается коэффициент корреляции (рис. 4, кривые 1, 2) и уменьшается развал поля (даже имеет место инверсия поля, кривые 3, 4).

Из сравнения структур наблюдаемого продольного поля в хромосфере с потенциальным продольным полем следует присутствие электрических токов на уровне H_β . Вычисления потенциального поля были проведены по продольной составляющей фотосферного поля на высотах до 6'' над уровнем формирования линии FeI $\lambda 5253$ Å. Затем были вычислены коэффициенты корреляции между полями (наблюдаемым в линии H_β и потенциальным, вычисленным на разных высотах) и разность средних по магнитограмме напряженностей поля:

$$\frac{1}{S} \sum_i \Delta H_i S_i = \bar{H}_{H_\beta} - \bar{H}_{\text{пот.}}$$

Здесь суммирование проводится по зонам наблюдаемого хромосферного поля, S_i — площадь соответствующей зоны, ΔH_i — разность средних по зоне напряженностей поля, S — площадь магнитограммы. Результаты вычислений приведены на рис. 5. Коэффициент корреляции между наблюдаемым полем в линии H_β и потенциальным полем довольно высокий (не ниже 0,89). С переходом вверх от уровня FeI $\lambda 5253$ Å, где его значение составляет 0,923, коэффициент корреляции сначала увеличивается и достигает максимального значения (0,936) на высоте около 1'', 0, а затем монотонно убывает. Мы полагаем, что наибольшее значение коэффициента корреляции структур поля, потенциального и наблюдаемого в H_β , соответствует уровню образования того участка контура линии H_β , в котором проводились наблюдения. Оно относится к высоте ~700 км и близко соответствует значению уровня образования центральной части линии H_β , полученному из решения уравнений переноса и модели атмосферы Солнца [26]. Однако оказывается, что на этой высоте средняя по карте напряженность потенциального поля выше средней по карте напряженности наблюдаемого в H_β поля примерно на 50 Гс — величина довольно большая (кривая 2 на рис. 5). Это говорит о том, что потенциальное поле убывает медленнее реального поля в АО, т.е. поле на уровне H_β не является потенциальным. Отклонение наблюдаемого поля от потенциального обусловлено присутствием электрических токов.

Для выяснения влияния электрических токов на поле в зависимости от его напряжен-

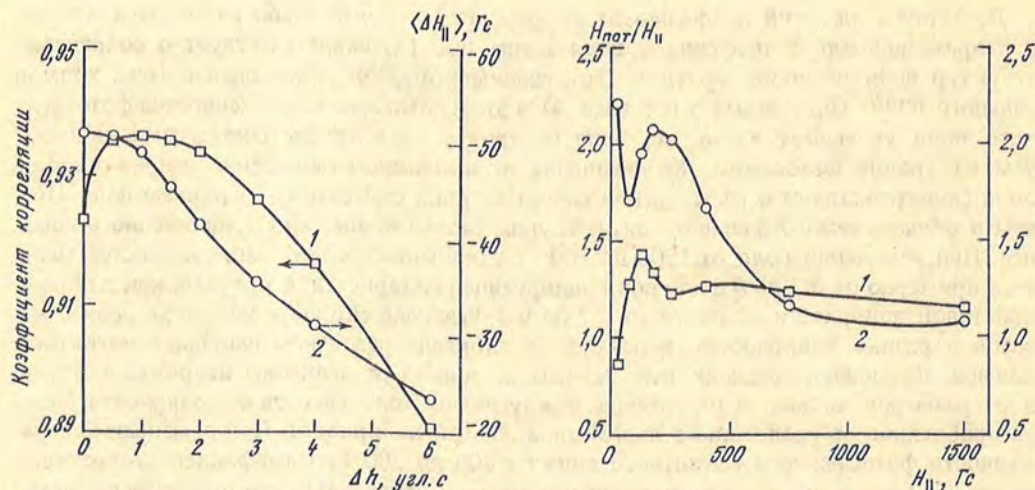


Рис. 5. Изменение коэффициента корреляции (кривая 1) и разности средних по карте напряженностей продольного поля (кривая 2) между измеренной напряженностью поля в линии H_β и напряженностью продольного потенциального поля в зависимости от разности высот между уровнем образования линии FeI $\lambda 5253 \text{ \AA}$ и уровнем расчета потенциального поля

Потенциальное поле рассчитано по наблюдениям в линии FeI $\lambda 5253 \text{ \AA}$

Рис. 6. Отношение напряженности потенциального продольного поля, вычисленного на высоте $1''{,}0$, к напряженности поля, измеренного в H_β , в зависимости от величины напряженности поля, измеренного в H_β

1 — для поля S-поляризации, 2 — для поля N-поляризации

ности мы вычислили отношение средних по зоне напряженностей потенциального поля к наблюдаемому. Результаты представлены на рис. 6 (зоны были выбраны по карте наблюдаемого хромосферного поля). Отклонение этих отношений от единицы и показывает роль токов. В области лидирующей полярности (вертикальный градиент поля меньше) токи оказывают практически одинаковое влияние как на сильные, так и на слабые поля. С уменьшением напряженности влияние поля токов усиливается, но незначительно. Для менее компактных полей хвостовой N-поляризации (для них вертикальный градиент больше) области сильных полей практически не подвержены влиянию тока ($H_{||} \geq 1000 \text{ Гс}$). С уменьшением напряженности роль поля токов становится существенной (кривая 2). Она особенно велика для слабых полей. Последнее согласуется с результатами [27], где было показано, что плотность тока, отнесенная к единице напряженности продольного поля, увеличивается с уменьшением напряженности поля. Данное обстоятельство означает, как отмечалось в [27], что слабые поля в большей мере подвержены деформациям в результате движений плазмы и способны более эффективно генерировать токи.

3. Электрические токи

Карта вертикальных токов, вычисленных на основе первой записи продольного поля в линии FeI $\lambda 5253 \text{ \AA}$ и H_α -волоконца "фотосферные" токи, представлена на рис. 7 (см. вкл.). Мы видим, что вертикальные токи более мелкоструктурны, чем магнитное поле. Максимальная плотность фотосферных токов 36000 А/км^2 , а средняя — 1800 А/км^2 . Структура токов, вычисленных по наблюдениям продольного поля в H_β - и по H_α -волоконцам ("хромосферные" токи), подобна структуре фотосферных токов (коэффициент корреляции по всей карте 0,93). Суммарный по карте фотосферный ток, направленный вверх, составляет $2,6 \cdot 10^{13} \text{ А}$. Он с точностью 0,5% совпадает по величине с сум-

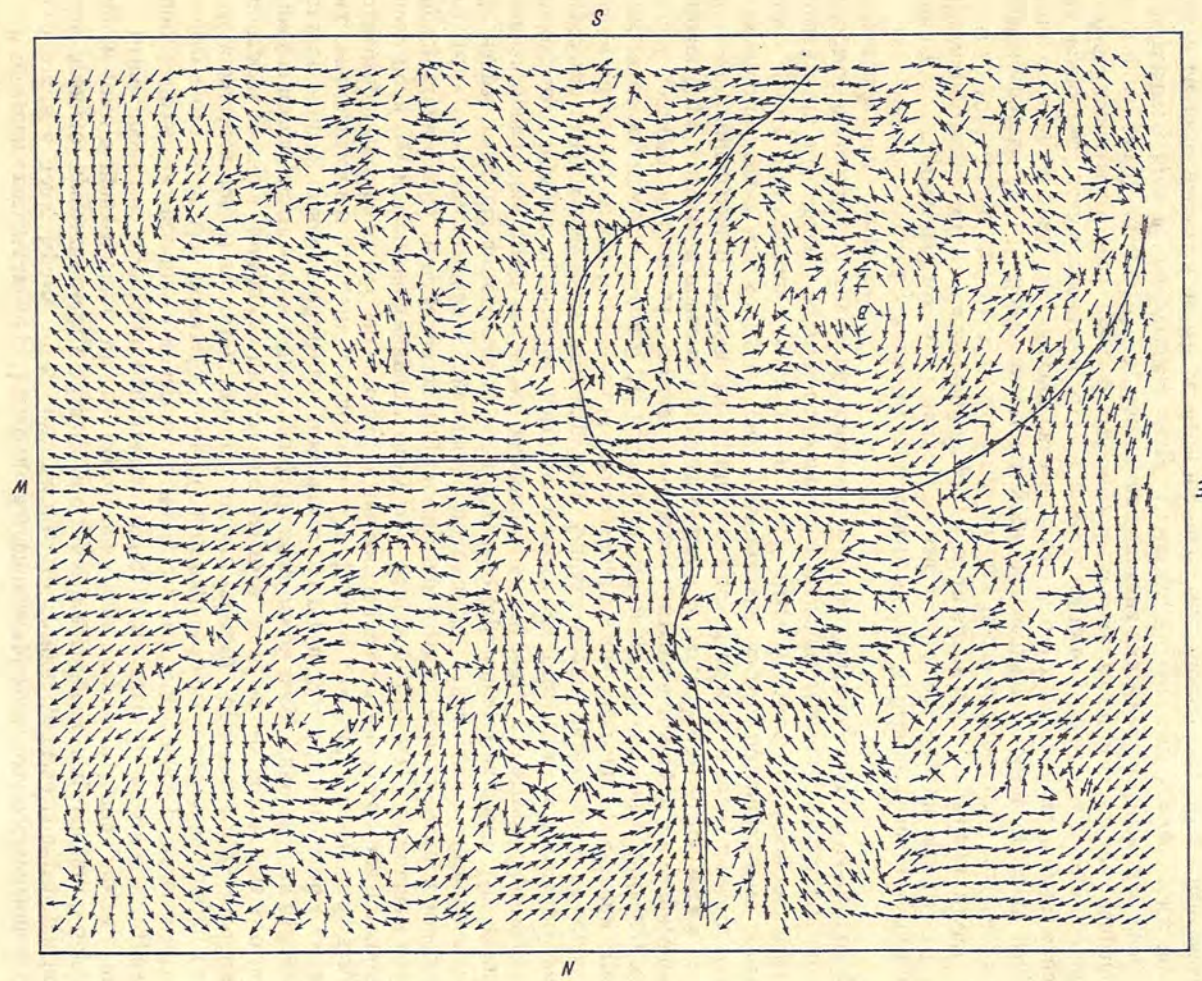
марным током, направленным вниз. Для хромосферных токов также выполняется баланс с точностью выше 0,5%, однако величина суммарных токов примерно в 2 раза меньше. Полученная таким методом величина суммарных токов одного знака, а также максимальные и средние значения плотности тока в АО хорошо согласуются с полученными результатами на основании вычислений токов по наблюдаемым поперечным полям [8].

В согласии с результатами [13] находятся и основные выводы по сопоставлению структур токов и поля. Кроме того, обнаружено, что граница раздела полярностей поля, как правило, проходит между областями с токами встречных направлений. В S -полярности токи в приграничной области направлены чаще вверх, а в N -полярности — вниз.

Было проведено сравнение ориентации тонкоструктурных H_α -волокон, отражающих направление истинного поперечного поля, с ориентацией вектора потенциального поперечного поля. Оно показало, что в области лидирующих и хвостовых пятен (в области сильных полей) вектор истинного (определяемого ориентацией H_α -волокон) поперечного поля повернут относительно вектора поперечного потенциального поля, причем преимущественно в одну сторону. Наличие такой закрученности поля свидетельствует о присутствии глобальных токовых структур в АО. Для того чтобы выявить их, мы применили методику, изложенную в [13], и разложили единичный вектор, ориентированный вдоль H_α -волокон, на две составляющие: вдоль вектора потенциального поля $H_{||}$ и перпендикулярно к нему $H_{\perp}$. Составляющая $H_{\perp}$ обусловлена только присутствием тока и показывает направление поворота истинного вектора поперечного поля, соответствующего ориентации волокон, относительно потенциального. Ее направление для фотосферного поля показано стрелочками на рис. 8. Преимущественная ориентация стрелочек четко выявляет две вихревые структуры. Границы этих вихревых структур проведены нами по ориентации стрелочек, которые выделяют наиболее характерные части этих структур. Однако можно видеть, что и на остальной части области с полем N -полярности прослеживается преобладание ориентации стрелочек такое же, как для вихря B . Не исключено, что вихрем B охвачена вся область хвостовой полярности. Вихрь A охватывает область с центром в лидирующем пятне, а центр вихря B расположен в области основных хвостовых пятен. Вихрь A занимает в основном зону лидирующей полярности (граница его лежит вблизи нулевой линии поля), и вектор ориентации волокон повернут относительно вектора потенциального поперечного поля в направлении $N \rightarrow E \rightarrow S \rightarrow W \rightarrow N$. В вихре B имеет место поворот вектора ориентации волокон в противоположном направлении. H_α -снимки показали, что эти глобальные вихревые структуры занимают гораздо большую часть, чем та, которую охватывает магнитограмма.

По площади вихря A и вихря B , выделенных на рис. 8, был вычислен результирующий ток — глобальный ток АО. В вихре A он направлен вверх и составляет $2,1 \cdot 10^{12}$ А. Результирующий ток по выделенной на рис. 8 части вихря B направлен вниз и составляет $0,7 \cdot 10^{12}$ А. Для других АО баланс глобальных токов выполнялся с довольно хорошей точностью [5, 13]. Полученное здесь различие в величине глобального тока, направленного вверх и вниз, скорее всего связано с тем, что в хвостовой части вихрь охвачен не полностью. Если включить и остальную часть магнитограммы, где поле в основном с N -полярностью, в вычисления результирующего тока, то глобальный ток, направленный вниз, равен $\sim 1,7 \cdot 10^{12}$ А. Последняя величина оказывается близкой к значению глобального тока в лидирующем вихре. Отметим, что результирующие токи по NE части магнитограммы и по SW ее части имеют то же направление, что и в центральной части вихря B . Это является еще одним доказательством того, что зона хвостовой полярности охвачена единой вихревой структурой с током, направленным вниз. Обращает на себя внимание тот факт, что величина глобального тока в этой АО такая же, как и в других, которые были исследованы нами раньше [5, 13], и составляет примерно $2,0 \cdot 10^{12}$ А. Такая величина глобального тока, по-видимому, является характерной для АО вообще.

Следует заметить, что результаты, полученные здесь по токам (в том числе и по гло-



бальным), основаны не на данных наблюдений поперечного поля, как в [5, 13], а на потенциальной структуре поперечного поля и ориентации H_α -волокон. Эти результаты еще раз подкрепляют заключение о надежности такой методики определения токов.

Как в предыдущих двух АО, исследованных нами (21–26.10.1968 г. и 8–14.06.1969 г.) [5, 13], так и в данной АО (25.09.1990 г.) глобальный ток был направлен вверх в лидирующем вихре и вниз — в хвостовом. Активная область 25.09.1990 г. находилась в северном полушарии, и южная полярность поля в ней была лидирующей. Активная область 21–26.10.1968 г. также располагалась в северном полушарии, и лидирующие пятна ее имели S -полярность. Активная область 8–14.06.1969 г. была в S -полушарии, и лидирующая полярность была N . Несмотря на это, мы имеем общую закономерность, а именно: в лидирующей части этих активных областей глобальный ток направлен вверх, а в вихре, который охватывает всю область поля хвостовой полярности, глобальный ток направлен вниз.

В работе [28] был вычислен глобальный ток в хвостовой части АО 23.09.1980 г. В соответствии с циклом активности лидирующие пятна ее имели N -полярность, хвостовые — S . Глобальный ток, вычисленный в [28], оказался практически таким же по величине ($3,0 \cdot 10^{12}$ А). Однако, в отличие от трех взятых нами АО, в этой глобальный ток был направлен вверх в хвостовой ее части. Активная область 23.09.1980 г. находилась в N -полушарии и относилась к нечетному 21-му циклу. В то же время остальные активные области принадлежали четным циклам активности (20-му и 22-му). На основании этих результатов можно предположить, что направление глобального тока в АО меняется со сменой цикла. Для четных циклов глобальный ток в лидирующей части АО направлен вверх, для нечетных — вниз. Если исходить из представлений генерации тока движениями плазмы в магнитном поле [1, 6], то это означает, что в четных циклах вихревые движения плазмы таковы, что они генерируют глобальный ток, направленный вверх по всей лидирующей части АО, а в нечетных циклах вихревое вращение плазмы противоположное и, соответственно, меняется направление глобального тока.

Заключение

Наблюдения продольного поля на двух уровнях, в частности, в фотосфере ($\text{FeI } \lambda 5253 \text{ \AA}$) и хромосфере (H_β), позволяют получить важные результаты по структуре магнитного поля: зависимости соответствия магнитных структур от величины напряженности поля, градиенты поля и даже определение разности высот между уровнями формирования линий. Однако проблема намного усложняется, если еще привлечь данные наблюдений в линии $\text{FeI } \lambda 5324 \text{ \AA}$, которая образуется в области температурного минимума. Измерения в этой линии или других спектральных линиях примерно с такой же эквивалентной шириной показывают [19, 20, 22, 29, 30], что наблюдаемая по ним напряженность магнитного поля больше, чем на уровне фотосферы и, соответственно, хромосферы. Поэтому привлечение данных наблюдений на характерных уровнях во многом усложнит анализ структуры поля.

Данные наблюдений продольного поля на двух уровнях позволяют получить информацию об электрических токах. Оказывается, что вертикальная составляющая потенциального поля, вычисленного на уровне H_β по фотосферному продольному полю, систематически выше измеренного в H_β . Это означает, что на уровне H_β текут электрически токи. Для того чтобы уменьшить продольную составляющую потенциального поля, эти токи должны быть кольцевыми, текущими параллельно поверхности Солнца.

←
Рис. 8. Карта направлений поворота истинного вектора поперечного поля, соответствующего ориентации H_α -волокон, относительно вектора потенциального поля АО 25.09.1990 г.

Потенциальное поле вычислено по наблюдениям продольной составляющей поля в линии $\text{FeI } \lambda 5253 \text{ \AA}$. A — центр лидирующего вихря, B — центр хвостового вихря. Сплошными линиями выделены границы вихревых структур

Так как потенциальное поле больше наблюдаемого в H_β , то поле этих кольцевых токов должно быть антипараллельно направлению потенциального поля.

Для объяснения усиления наблюдаемого продольного поля в области температурного минимума в [29] было высказано предположение, что на этих высотах текут горизонтальные токи, а в [30] этот факт объясняется предположением, что вокруг каждого холма поля течет кольцевой электрический ток. Направление его поля таково, что оно усиливает фотосферное поле (поле тока параллельно фотосферному). Объединяя этот результат с полученным нами здесь, мы приходим к заключению, что кольцевые токи на уровне H_β и в области температурного минимума для одной и той же полярности поля должны быть противоположно направленными.

Величина глобального тока в АО на уровне фотосферы составляет $(1 \div 3) \cdot 10^{12}$ А. Она, вероятно, является характерной для большой активной области. Направление глобального тока скорее всего зависит от цикла солнечной активности: в лидирующей части АО глобальный ток направлен вверх в четных циклах и вниз — в нечетных. Вывод о смене направления глобального тока с циклом солнечной активности основан на результатах для одной АО нечетного цикла. Поэтому необходимы дальнейшие исследования активных областей, принадлежащих нечетным циклам.

В заключение приносим благодарность Н.И. Шевякиной и Н.К. Коваль за получение H_α -фильтрограмм, помощь в обработке материала наблюдений и оформлении статьи. Ноябрь. 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абраменко В.И., Гонасюк С.И., Огирь М.Б. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1990. Т. 82. С. 108–116.
2. Abramenko V.I., Gopasyuk S.I., Ogir' M.B. // Solar photosphere: Structure, convection and magnetic fields / Ed. J.O. Stenflo. 1990. P. 267–271.
3. Абраменко В.И., Гонасюк С.И., Огирь М.Б. // Солнеч. данные. 1987. № 6. С. 73–79.
4. Moreton G.E., Severny A.B. // Solar Phys. 1968. Vol. 3, N 2. P. 282–297.
5. Абраменко В.И., Гонасюк С.И., Огирь М.Б. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1988. Т. 78. С. 151–170.
6. Abramenko V.I., Gopasyuk S.I., Ogir' M.B. // Solar Phys. 1991. Vol. 134. P. 287–297.
7. Абраменко В.И. Гонасюк С.И. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1988. Т. 80. С. 89–96.
8. Абраменко В.И., Гонасюк С.И., Огирь М.Б. // Там же. С. 97–105.
9. Solar-Geophys. Data Prompt Rep. 1990. N 565, pt 1. P. 165.
10. Границкий Л.В., Границкая Л.А., Дидковский Л.В., Никулин Н.С. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1977. Т. 56. С. 181–188.
11. Гонасюк С.И. // Там же. 1983. Т. 66. С. 77–82.
12. Бабин А.Н. // Там же. 1974. Т. 52. С. 79–87.
13. Абраменко В.И., Гонасюк С.И. // Там же. 1987. Т. 76. С. 147–168.
14. Цап Т.Т. // Там же. 1964. Т. 31. С. 200–208.
15. Степанов В.Е. // Там же. 1961. Т. 25. С. 174–179.
16. Северный А.Б. // Астрон. журн. 1966. Т. 43, № 3. С. 465–479.
17. Северный А.Б. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1965. Т. 33. С. 34–79.
18. Гусейнов М.Дж. // Там же. 1969. Т. 39. С. 253–264.
19. Гонасюк С.И., Северный А.Б. // Письма в "Астрон. журн." 1983. Т. 9, № 2. С. 120–124.
20. Semel M. // Astron. and Astrophys. 1981. Vol. 97, N 1. P. 75–78.
21. Гусейнов М.Дж. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1988. Т. 80. С. 106–109.
22. Ганжа С.И. // Солнечные магнитные поля и корона. Новосибирск: Наука, 1989. Т. 2. С. 99–104.
23. Severny A.B., Bumba V. // Observatory. 1958. Vol. 78, N 902. P. 33–37.
24. Вьялшин Г.Ф., Крат В.А. // Изв. Гл. астрон. обсерватории в Пулкове. 1965. № 178. С. 26–33.
25. Гусейнов М.Дж. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1978. Т. 58. С. 31–34.
26. Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R. // Structure of the solar chromosphere. Cambridge (Mass.), 1973. 1: Basic computations and summary of the results. P. 1–63.
27. Абраменко В.И., Гонасюк С.И., Огирь М.Б. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1992. Т. 86. С. 124–133.
28. Gary G.A., Moore R.L., Hagyard M.J. // Astrophys. J. 1987. Vol. 314, N 2, pt 1. P. 782–793.
29. Гонасюк С.И. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1985. Т. 72. С. 159–170.
30. Гонасюк С.И., Демкина Л.Б., Тарасова Т.Н. // Там же. 1993. Т. 87. С. 26–34.

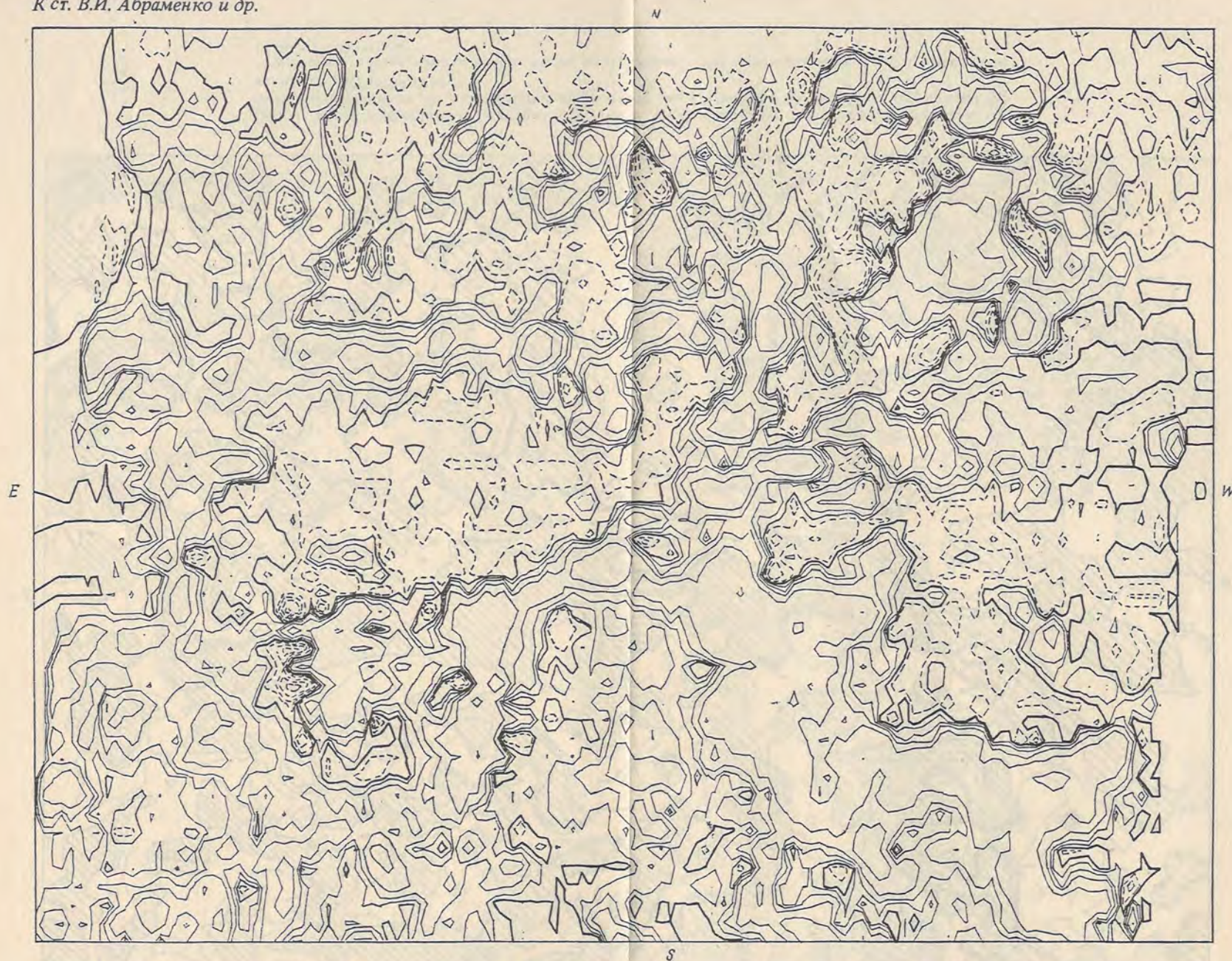


Рис. 2. Карта разностей абсолютных величин продольного поля, измеренного в линиях FeI 5253 Å и H β АО 25.09.1990 г.

Сплошными линиями обозначены зоны, где напряженность поля в линии FeI 5253 Å больше, пунктирными — области, где она меньше. Сплошной жирной линией обозначен уровень, где $|H_{H\beta}| = |H_{FeI}|$. Изолинии проведены через 20, 50, 100, 200, 500 Гс

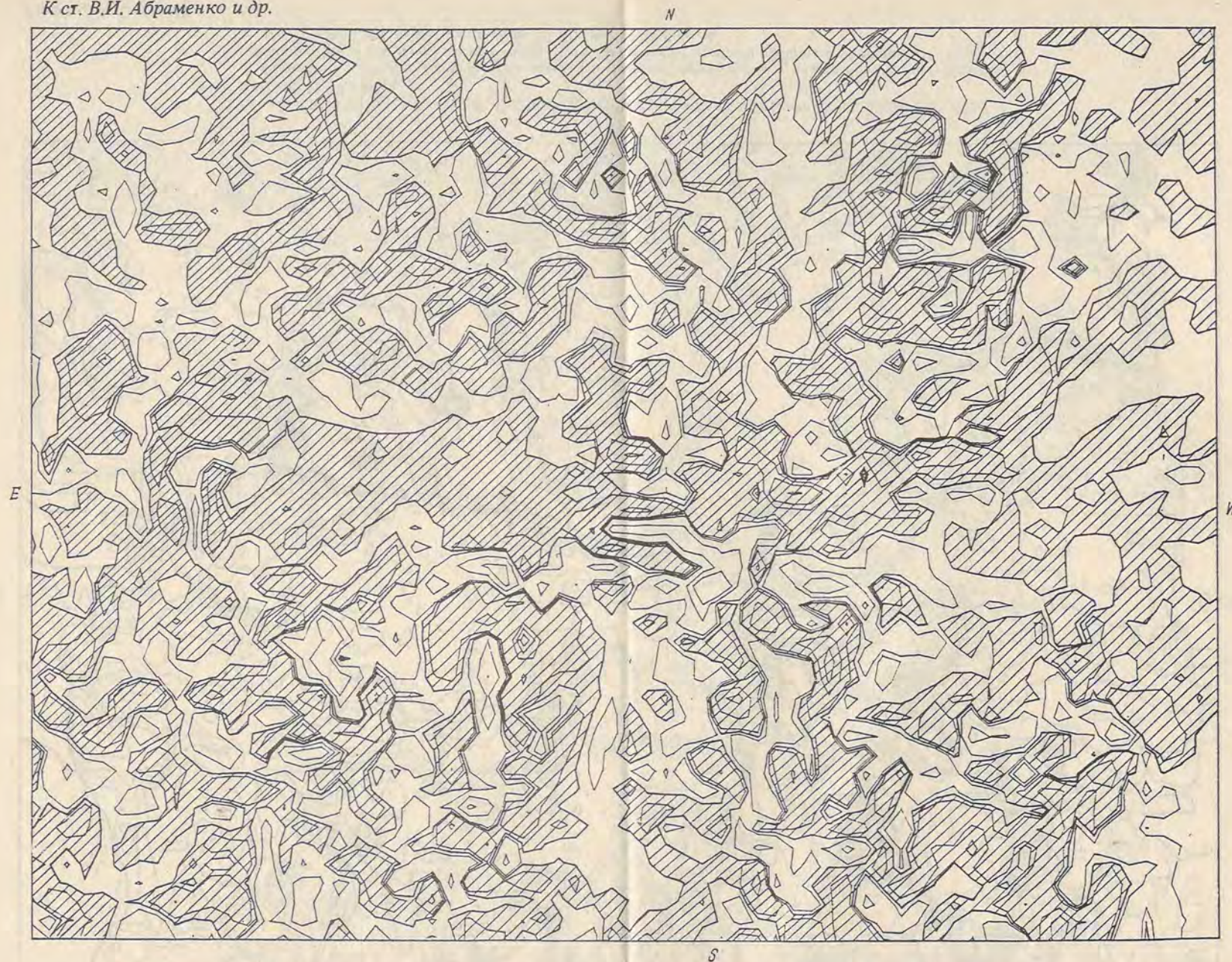


Рис. 7. Карта вертикальных электрических токов, вычисленных по поперечному потенциальному полю, рассчитанному по наблюдениям продольного поля в линии FeL 5253 А, и ориентации H_α -волоконце АО 25.09.1990 г.

Области с током, направленным вверх, заштрихованы. Изоуровни проведены через 1 000, 5 000, 10 000, 20 000 А/км².

НАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ И ВСПЛЕСКОВ НА ВОЛНАХ 3,5, 2,8, 2,25 И 1,95 СМ

А.Д. Гранат, Л.И. Цветков

Наблюдения выполнены на РТ-22 КрАО с помощью спектрорадиополяриметра в октябре 1989 г., в июле и августе 1991 г. Приведены результаты измерений спектра трех вспышечно-активных областей. В предположении теплового тормозного механизма излучения оценены напряженности магнитных полей, которые оказались в интервале 300–700 Гс. Измерены характеристики 94 всплесков радиоизлучения. Степень круговой поляризации отдельных всплесков может достигать 90%. Распределение спектральных индексов по потоку имеет максимум вблизи нуля; у 33% всплесков наблюдается явление инверсии знака круговой поляризации. В спектре радиоизлучения значительного числа всплесков имеются изломы. В 10% случаев проявилась колебательная структура после импульсной фазы. Яркостные температуры непродолжительных < 2 мин всплесков с потоком ~ 20 с.е.п. равны 10^6 – 10^8 К. Отмечено, что указанные свойства микроволновых всплесков (частотный диапазон 8,2–15,8 ГГц) можно интерпретировать с помощью моделей тепловых неоднородных источников.

THE OBSERVATIONS OF SOLAR ACTIVE REGIONS AND BURSTS AT THE 3.5, 2.8, 2.25, 1.95 CM WAVELENGTH, by A.D. Granat, L.I. Tsvetkov. The observations were performed using spectroradiopolarimeter of RT-22 CrAO on October 1989, July and August 1991. The results of spectral measurements of three flare active regions are presented. Assuming that the radio emission mechanism is bremsstrahlung the values of the magnetic fields were estimated ($B \sim 300$ – 700 Gs). The characteristics of 94 radio bursts were measured. The polarization of some bursts can reach 90 percent. The distribution of flux spectral index has maximum near zero. There were the sign inversion of the circular polarization for the 33 percent of the bursts observed. The radio emission spectra for most bursts have the zigzags. There is the oscillation structure for 10 percent of the bursts after impulsive phase. The brightness temperatures of some bursts with duration < 2 min and flux ~ 20 s.f.u. are equal 10^6 – 10^8 K. The characteristics of microwave bursts (frequency region 8.2–15.8 GHz) can be interpreted in the terms of the thermal inhomogeneous source.

Введение

Известно, что для отождествления механизмов радиоизлучения вспышечно-активных областей на Солнце требуются наблюдения в широком диапазоне волн в сочетании с поляризационными измерениями, дающими возможность оценивать напряженность магнитного поля в этих центрах активности. Поляриметрический комплекс сантиметровых волн [1], созданный в КрАО, позволяет в определенной степени решать частные проблемы диагностики вспышечной плазмы активных областей на основе получаемой информации о спектрах, колебаниях и степени поляризации радиоизлучения локализованных центров активности.

За период с 1988 по 1991 г. с помощью 4-волнового поляриметра проведено 7 циклов наблюдений на РТ-22 КрАО, в которых зарегистрировано около 200 всплесков. Два всплеска с колебательной структурой рассмотрены в [2]. Здесь мы представляем результаты наблюдений трех вспышечно-активных областей, слежение за которыми проводилось в течение нескольких дней. Нами оценены напряженности магнитных полей в активных областях, рассмотрены спектры всплесков со значением потока радиоизлучения < 100 с.е.п. (10^{-22} Вт/(м²·Гц)) и выявлены некоторые статистические характеристики этих всплесков. Спектральные и поляризационные характеристики радиоизлучения некоторых всплесков объясняются в рамках известных моделей радиоизлучения во время солнечных вспышек.

1. Диагностический комплекс, методика наблюдений и обработки

Аппаратурный комплекс создан на базе 22-метрового радиотелескопа и 4-волнового поляриметра. Антенна Кассегрена радиотелескопа оснащена широкополосным облучателем диапазона 8–17 ГГц. В этом диапазоне диаграмма направленности составляет $6,0' \times 3,4'$, коэффициент использования поверхности зеркала 0,7–0,6, уровень инструментальной поляризации около 0,1%. Спектрорадиополяриметр был оснащен измерительно-управляющей системой на базе аппаратуры КАМАК и микро-ЭВМ "Электроника-60" [3], которая в 1989–1990 гг. применялась в качестве локального пункта, сопряженного с автоматизированной системой управления антенны радиотелескопа [4]. В 1991 г. процесс наблюдений и регистрации сигнала на четырех волнах сантиметрового диапазона был автоматизирован при помощи измерительно-вычислительного комплекса ИВК-2 на базе ЭВМ СМ-4. Программное обеспечение, разработанное в лаборатории радиоастрономии КрАО [5], позволило реализовать несколько режимов, из которых мы пользовались режимами сканирования и слежения. Аппаратные средства и программа обеспечивают последовательное преобразование в цифровой вид и ввод в ЭВМ сигналов от 8 каналов поляриметра.

Обработка наблюдательного материала проводилась на ПК РС-XT по программам, написанным на Фортране одним из авторов. Расчеты потоков, степени поляризации, спектральных индексов, напряженностей магнитного поля выполнялись по редуцированным формулам, куда входят параметры радиотелескопа и приемной аппаратуры на каждой длине волны: эффективная площадь антенны, диаграмма направленности, антенная температура от спокойного Солнца, соотношение шкал и калибровочного уровня в каналах I и V , коэффициент просачивания сигналов.

2. Результаты наблюдений вспыхивающе-активных областей

В октябре 1989 г. по диску Солнца проходила развитая группа пятен СД 401 [6]. Центральный меридиан она пересекла 20.10.89 г. Согласно [6], группа имела мультиполярную структуру магнитного поля. Зарисовка группы пятен СД 401 представлена в верхней части рис. 1. Группа пятен на диске Солнца в июле 1991 г. пересекла центральный меридиан 26.07.91 г. и располагалась в северной полусфере. Группа пятен, которая проходила по диску в августе 1991 г., пересекла центральный меридиан 3.08.91 г. и также располагалась в северной полусфере. Зарисовки этих групп пятен представлены на рис. 1. Данными о магнитных полях авторы не располагают. Локальные источники, связанные с этими тремя группами пятен, имели высокий контраст: 3–4 уровня спокойного Солнца. Протяженность групп пятен не превышала размеров диаграммы направленности радиотелескопа на всех волнах.

В табл. 1 представлены данные наблюдений и результаты вычислений потоков радиоизлучения, степени поляризации и спектрального индекса. Значения потока на волне 3,5 см вычислялись из следующего выражения:

$$S_{3,5} \sim 11,83 \frac{I_{\text{и}}}{I_{\odot}} \left(1 + \frac{\theta_{\text{и}}}{\theta_d}\right)^2 \text{ с.е.п.}, \quad (1)$$

где $I_{\text{и}}$ и $I_{\odot}$ — уровни источника и спокойного Солнца. Размеры $\theta_{\text{и}}$ источников брались из оптических данных как среднее значение площади пятенной компоненты и полутени пятен, что соответствует нашим затменным наблюдениям [7]. θ_d — площадь ДН по уровню 0,5.

Степень поляризации определялась из равенства

$$\rho = \frac{R - L}{R + L} \cong \frac{V}{L} \quad (2)$$

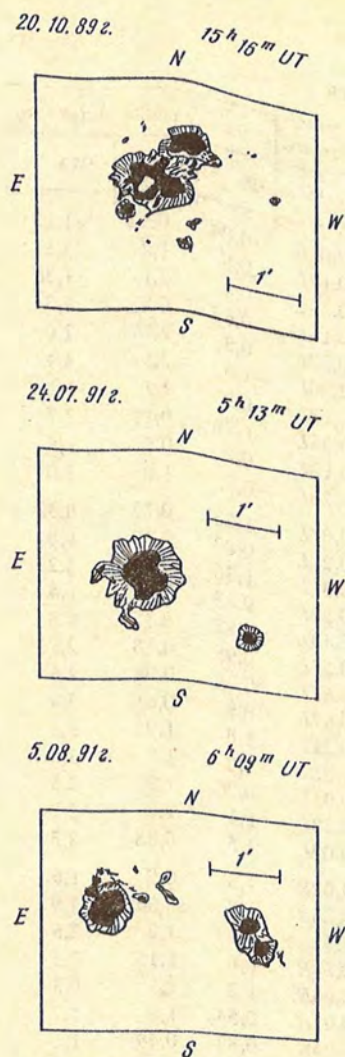


Рис. 1. Зарисовки групп пятен активных областей

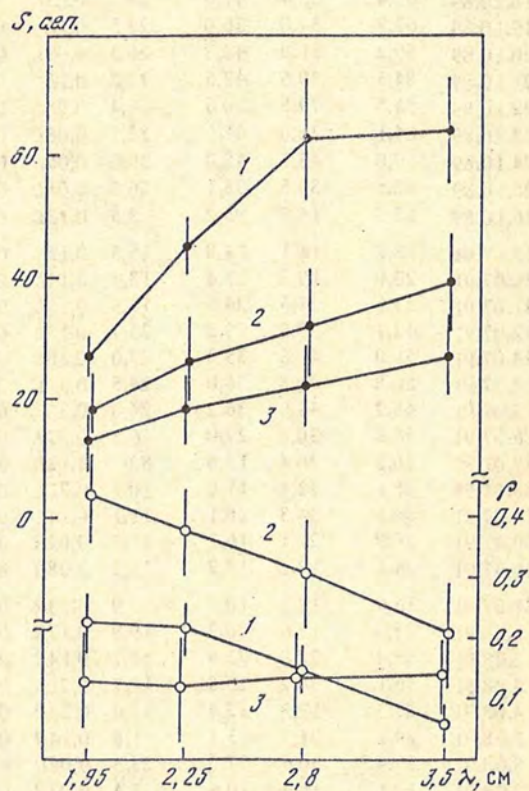


Рис. 2. Спектры радиоизлучения активных областей и степени поляризации

1 — локальный источник группы пятен СД 401; 2 — локальный источник группы пятен в июле 1991 г.; 3 — локальный источник группы пятен в августе 1991 г.

как отношение сигналов в каналах поляризации и интенсивности в предположении, что размеры источников в поляризованном и полном излучении совпадают.

Величина спектрального индекса по потоку оценивалась по формуле

$$\alpha_S = \frac{\ln(S_{\lambda 1}/S_{\lambda 2})}{\ln(\lambda_1/\lambda_2)} \quad (3)$$

В табл. 1 приведены значения трех спектральных индексов α_{S1} , α_{S2} и α_{S3} , вычисленных для интервалов длин волн 3,5–2,8 см, 2,8–2,25 см и 2,25–1,95 см соответственно.

Здесь следует заметить, что поскольку размеры локальных источников в поляризованном излучении несколько меньше размеров в полной интенсивности, то мы приводим заниженные значения степени поляризации. Кроме того, все параметры локальных

Т а б л и ц а 1
Данные наблюдений активных областей

Дата	Поток S , с.е.п.				Степень поляризации ρ , отн.ед.				Спектральный индекс α_S		
	λ 3,5 см	λ 2,8 см	λ 2,25 см	λ 1,95 см	λ 3,5 см	λ 2,8 см	λ 2,25 см	λ 1,95 см	α_{S1}	α_{S2}	α_{S3}
16.10.89	54,5	55,0	49,1	41,6	0,05R	0,02R	0,04R	0,01R	-0,04	0,52	-1,13
18.10.89	63,4	53,4	41,0	24,7	0,03R	0,03R	0,17L	0,17L	0,8	1,2	3,5
19.10.89	62,2	57,0	36,0	29,5	0,1L	0,21L	0,2L	0,36L	0,4	2,1	1,36
20.10.89	59,2	51,0	42,8	28,3	0,03L	0,15L	0,28L	0,18L	0,67	0,81	2,8
21.10.89	84,5	79,5	43,5	32,5	0,1L	0,24L	0,33L	0,32L	0,3	2,77	2,0
22.10.89	55,5	79,5	50,6	26,4	0,08L	0,24L	0,24L	0,20L	-1,6	2,1	4,4
23.10.89	64,1	78,0	61,0	52,1	0,06L	0,13L	0,2L	0,18L	-0,9	1,1	1,1
24.10.89	69,0	46,7	45,0	30,0	0,05L	0,14L	0,26L	0,25L	1,76	0,17	2,7
25.10.89	48,5	39,5	35,1	26,5	0,05L	0,11L	0,18L	0,13L	0,9	0,5	1,9
26.10.89	15,5	16,5	13,2	8,5	0,13L	0,19L	0,25L	0,28L	-0,3	1,0	3,0
19.07.91	18,7	14,1	14,8	15,5	0,1L	0,1L	0,15L	0,07L	1,23	0,22	-0,32
20.07.91	23,8	19,8	17,4	13,4	0,14L	0,13L	0,24L	0,21L	0,83	0,59	1,8
21.07.91	33,1	24,5	24,6	17,9	0,15L	0,15L	0,3L	0,31L	1,36	-0,02	2,2
22.07.91	42,7	35,5	29,3	23,7	0,13L	0,17L	0,33L	0,32L	0,83	0,88	1,4
23.07.91	51,0	41,6	35,3	27,0	0,18L	0,26L	0,44L	0,43L	0,92	0,75	1,8
24.07.91	50,8	40,8	36,0	24,5	0,37L	0,35L	0,47L	0,57L	0,99	0,58	2,63
25.07.91	48,2	44,6	36,2	24,8	0,3L	0,41L	0,35L	0,61L	0,35	0,96	2,6
26.07.91	35,6	30,8	27,0	16,5	0,22L	0,46L	0,5L	0,67L	0,9	0,61	3,4
27.07.91	30,3	20,4	13,5	8,6	0,12L	0,36L	0,29L	0,21L	1,8	1,9	3,1
28.07.91	28,1	22,4	17,0	10,1	0,31L	0,37L	0,31L	0,5L	1,0	1,3	3,6
29.07.91	30,1	24,3	16,1	11,1	0,14L	0,27L	0,4L	0,35L	0,96	1,9	2,5
30.07.91	26,9	21,1	16,2	11,7	0,02R	0,16L	0,19L	0,23L	1,1	1,2	2,2
31.07.91	24,1	17,2	14,2	10,2	0,08R	0,06L	0,03L	0,07L	1,5	0,88	2,3
31.07.91	16,9	12,1	10,0	7,9	0,13R	0,13R	0,03R	0,02R	1,5	0,9	1,6
1.08.91	23,3	17,6	20,3	9,8	0,17R	0,2R	0,21R	0,26R	1,3	-0,66	4,97
2.08.91	35,4	31,0	23,8	16,2	0,14R	0,2R	0,31R	0,32R	0,6	1,2	2,6
3.08.91	36,1	30,2	23,5	16,7	0,21R	0,24R	0,22R	0,28R	0,8	1,15	2,3
4.08.91	23,3	17,3	12,4	11,4	0,22R	0,11R	0,15R	0,03R	1,3	1,5	0,57
5.08.91	24,1	21,4	15,1	11,8	0,14R	0,12R	0,01R	0,01R	0,54	1,6	1,7
6.08.91	37,4	30,6	27,5	23,3	0,06R	0,09R	0,03R	0,05R	0,89	0,49	1,1
7.08.91	18,1	14,4	10,6	7,4	0,03R	0,02R	0,03R	0,03R	1,0	1,4	2,45
8.08.91	15,3	12,6	10,3	5,6	0,02L	0,02R	0,08L	0,02R	0,87	0,93	4,16

источников оказываются усредненными по площадке, охватываемой диаграммой направленности радиотелескопа.

Как видно (табл. 1), 18.10.89 г. имела место инверсия знака поляризации радиоизлучения активной области над группой пятен СД 401 при долготе $\varphi \sim 30^\circ E$. Знак поляризации менялся и при прохождении группы пятен 8.08.91 г. при $\varphi \sim 60^\circ W$.

С учетом явления направленности радиоизлучения локальных источников на Солнце мы вычислили средние значения плотности потока радиоизлучения и степени поляризации по данным наблюдений ± 4 дня от центрального меридиана ($\varphi = \pm 50^\circ$). Соответствующие графики приведены на рис. 2. В верхней части рис. 2 представлены средние спектры потоков радиоизлучения активных областей в октябре 1989 г. (1; в июле 1991 г. (2) и в августе 1991 г. (3). В нижней части рис. 2 представлены средние спектры степени поляризации радиоизлучения тех же активных областей. Вертикальными отрезками обозначены среднеквадратичные ошибки среднего.

Как видно из рис. 2, потоки радиоизлучения группы пятен СД 401 в среднем в 2 раза выше потоков радиоизлучения двух остальных групп. Это находится в согласии со

Таблица 2
Параметры локальных источников

Дата	Яркостная температура $T_{\text{я}} \cdot 10^5, \text{ К}$				Спектральный индекс α_T			Напряженность магнитного поля $B, \text{ Гс}$		
	3,5см	2,8см	2,25см	1,95см	α_{T1}	α_{T2}	α_{T3}	8,57ГГц	10,70ГГц	13,30ГГц
16.10.89	18,8	11,9	6,9	4,3	-2,1	-2,5	-3,2	72,61	37,46	59,16
18.10.89	8,9	4,3	2,2	1,0	-3,3	-3,1	-5,4	27,73	36,85	148,00
19.10.89	9,2	5,3	2,2	1,3	-2,5	-4,0	-3,6	132,60	199,91	262,95
20.10.89	8,2	4,4	2,4	1,2	-2,8	-2,8	-4,7	32,68	203,99	281,97
21.10.89	10,5	6,2	2,2	1,2	-2,4	-4,8	-4,1	127,08	190,39	380,96
22.10.89	8,6	7,8	3,2	1,2	-0,4	-4,1	-6,7	609,96	222,90	169,54
23.10.89	7,6	5,9	3,0	1,9	-1,1	-3,1	-3,1	166,35	159,68	305,36
24.10.89	11,0	4,7	2,9	1,4	-3,8	-2,2	-5,0	40,13	242,32	246,12
25.10.89	12,5	6,4	3,7	2,1	-3,0	-2,5	-3,9	50,83	167,54	218,45
26.10.89	4,8	3,2	1,7	0,8	-1,8	-2,9	-5,1	220,26	249,48	232,01
19.07.91	14,5	6,9	4,7	3,6	-3,3	-1,8	-1,8	92,42	211,55	394,42
20.07.91	4,1	2,1	1,2	0,7	-3,0	-2,6	-3,7	142,33	190,39	307,01
21.07.91	5,7	2,7	1,7	0,9	-3,4	-2,1	-4,3	134,55	271,99	330,22
22.07.91	7,3	3,8	2,1	1,2	-2,9	-2,7	-3,8	136,72	239,75	411,03
23.07.91	7,5	3,9	2,1	1,2	-2,9	-2,8	-3,8	189,30	353,58	548,04
24.07.91	7,5	3,8	2,2	1,1	-3,1	-2,5	-4,7	364,01	533,10	473,31
25.07.91	12,4	4,8	2,5	1,3	-4,3	-3,0	-4,5	212,78	520,40	368,13
26.07.91	9,7	3,5	1,9	0,9	-4,9	-2,5	-5,1	136,93	700,64	464,03
27.07.91	5,2	2,2	0,9	0,4	-3,9	-4,1	-5,5	93,84	334,35	249,56
28.07.91	4,8	2,4	1,2	0,5	-3,1	-3,2	-6,0	304,98	440,28	244,54
29.07.91	6,2	3,2	1,4	0,7	-3,0	-3,8	-4,7	142,33	270,56	402,82
30.07.91	6,9	3,4	1,7	0,9	-3,2	-3,2	-4,3	19,06	190,39	209,14
31.07.91	12,4	5,6	3,0	1,6	-3,6	-2,9	-4,3	67,77	78,78	33,02
31.07.91	2,6	1,2	0,6	0,4	-3,5	-3,2	-2,8	113,28	154,69	50,71
01.08.91	4,0	1,9	1,4	0,5	-3,4	-1,4	-7,0	152,49	543,98	141,99
02.08.91	4,6	2,5	1,3	0,6	-2,7	-3,0	-5,3	158,14	253,86	276,84
03.08.91	4,7	2,5	1,2	0,6	-2,8	-3,4	-4,7	228,74	268,79	221,55
04.08.91	3,0	1,4	0,7	0,4	-3,4	-3,2	-3,8	197,34	130,89	186,83
05.08.91	1,9	1,0	0,5	0,3	-2,9	-3,2	-3,5	147,23	142,79	13,52
06.08.91	3,3	1,7	1,0	0,6	-3,0	-2,4	-3,5	61,00	142,79	40,57
07.08.91	2,3	1,2	0,6	0,3	-2,9	-3,2	-4,7	31,55	23,80	30,21
08.08.91	1,9	1,0	0,5	0,2	-2,9	-3,2	-6,3	21,03	23,80	60,10

всплесковой активностью локального источника этой группы пятен: 19.10.89 г. (12^h04^mUT) и 23.10.89 г. (12^h33^mUT) нами зарегистрированы мощные всплески с потоком в 4000–7000 с.е.п., которые были связаны с протонными вспышками. Степень поляризации радиоизлучения группы пятен (июль 1991 г.) имела наибольшее значение, что, вероятно, обусловлено излучением мощной пятенной компоненты (см. рис. 1). Мультиполярная группа СД401 и ярко выраженная биполярная по структуре группа (август 1991 г.) имели в среднем значение степени поляризации 15% и слабо менялись по диапазону. Однако проявилась тенденция к росту степени поляризации радиоизлучения локального источника с уменьшением длины волны.

Результаты наблюдений на спектрополяриметре позволили оценить параметры локального источника (ЛИ) [8]. Яркостная температура локального источника на волне 3,5 см вычислялась из соотношения

$$T_{\text{я}}^{3,5} \sim 2,9 \cdot 10^4 S_{\text{и}} / \theta_{\text{и}} \text{ К}, \quad (4)$$

где $S_{\text{и}}$ в с.е.п., $\theta_{\text{и}}$ — размер ЛИ в кв. мин. Спектральный индекс по яркостной температуре:

$$\alpha_T = \frac{\ln(T_{\text{я}1}/T_{\text{я}2})}{\ln(f_1/f_2)} \quad (5)$$

По степени поляризации ρ и абсолютной величине α_T была оценена величина напряженности магнитного поля из выражения

$$B \sim 3,56 \cdot 10^2 \frac{\rho f}{|\alpha_T| |\cos \alpha|}, \quad (6)$$

где f в ГГц.

Следует заметить, что угол α между направлением магнитного поля и лучом зрения не учитывается, так как равенство $|\cos \alpha| \approx 1$ выполняется в широком интервале величин углов: $\alpha \approx 0 \div 60^\circ$. Фактически мы измеряем проекцию вектора напряженности магнитного поля на луч зрения.

Соответствующие значения яркостных температур, спектральных индексов и напряженности магнитного поля приведены в табл. 2.

Как видно из табл. 2, в дни после мощных вспышек 20, 24.10.89 г. напряженность магнитного поля в активной области на уровне, с которого выходит излучение на волне 3,5 см, резко уменьшилась, что свидетельствует о перестройке структуры магнитного поля только на верхнем уровне переходного слоя хромосфера—корона над группой пятен СД 401. Средние значения спектральных индексов: $\alpha_{T1} = \alpha_{T2} = -3, 0$; $\alpha_{T3} = -4,5$. Градиенты магнитных полей во вспышечно-активных областях претерпевают значительные изменения. Характер спектра радиоизлучения и величина магнитных полей в этих областях не противоречат предположению о преимущественном вкладе теплового термозного излучения [8].

3. Результаты наблюдений всплесков

За указанный период наблюдений нами зарегистрировано 94 всплеска с потоком радиоизлучения ≤ 100 с.е.п. Семь событий с большим потоком радиоизлучения требуют отдельного рассмотрения. С целью изучения статистических свойств всплесков мы определили некоторые их параметры, которые представлены в табл. 3. Здесь приведены даты и моменты начала событий, значения потоков на четырех волнах, степени поляризации и спектральных индексов (по потоку). Для событий, состоявших из серии элементарных всплесков, указано начало серии. В колонках степени поляризации отмечен знак поляризации (L или R). При обнаружении всплесков мы применяли известный критерий: всплеск считался зарегистрированным, если его величина превышала уровень шумовой дорожки в записи радиоизлучения локального источника. Для поляриметрического комплекса порог обнаружения в среднем равен 0,2 с.е.п. Прочерк означает, что всплеск не зарегистрирован по техническим причинам. Отметим, что слабые микровсплески из активной области СД 401 проявлялись только на коротких волнах. Из табл. 3 следует, что явление инверсии знака поляризации имело место в 21 из 44 всплесков, возникавших в этой активной области, и в 12 из 50 событий для двух других вспышечно-активных областей.

По данным табл. 3 построены гистограммы параметров всплесков. На рис. 3 показано распределение потоков. Шкала потоков степенная. В каждом интервале указано число всплесков последовательно на волнах 3,5; 2,8; 2,25 и 1,95 см. Максимум распределения данной выборки находится в интервале 10–20 с.е.п. На рис. 4 показана гистограмма степени поляризации радиоизлучения в максимуме всплесков. Большинство из рассмотренных нами 94 всплесков имеет степень поляризации, не превышающую 30%. На рис. 5 показано распределение спектральных индексов (по потоку). По оси

Т а б л и ц а 3
П а р а м е т р ы з а р е г и с т р и р о в а н н ы х в п л е с к о в

Дата, время UT	Поток S , с.е.п.				Степень поляризации ρ , отн.ед.				Спектральный индекс α_S		
	$\lambda 3,5\text{см}$	$\lambda 2,8\text{см}$	$\lambda 2,25\text{см}$	$\lambda 1,95\text{см}$	$\lambda 3,5\text{см}$	$\lambda 2,8\text{см}$	$\lambda 2,25\text{см}$	$\lambda 1,95\text{см}$	α_{S1}	α_{S2}	α_{S3}
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
16.10.89											
10 ^h 47 ^m	5,1	7,1	7,5	10,3	0,21L	0,09L	0,1L	0,04R	-1,5	-0,3	-2,2
11 ^h 30 ^m	<0,2	<0,2	4,9	8,9	—	—	0,05L	0,06R			-4,1
11 ^h 52 ^m	<0,2	<0,2	8,0	13,7	—	—	0,06L	0,05R			-3,7
12 ^h 05 ^m	<0,2	<0,2	5,1	8,9	—	—	0,14L	0,03R			-3,8
18.10.89											
9 ^h 03 ^m	11,6	15,0	16,0	18,6	0,09L	0,07L	0,18L	0,09L	-1,2	-0,3	-1,0
	11,1	13,6	14,8	16,4	0,10R	0,06R	0,06R	0,05L	-0,9	-0,4	-0,7
	20,0	33,6	38,0	34,7	0,11R	0,05R	0,06R	0,07L	-2,3	-0,57	+0,6
9 ^h 41 ^m	10,7	16,8	16,0	15,2	0,13R	0,04R	0,15L	0,18L	-2,0	+0,22	+0,35
10 ^h 22 ^m	0,2	3,6	8,0	9,8	—	0,14L	0,26L	0,37L		-3,7	-1,4
	0,2	7,1	—	6,6	—	0,29L	—	0,54L			
11 ^h 05 ^m	0,2	5,0	—	12,6	—	0,10L	—	0,37L			
	6,5	8,6	9,9	15,3	0,10R	0,06R	0,06R	0,03L	-1,3	-0,65	-3,0
	7,9	12,1	13,96	17,2	0,08R	0,09R	0,06R	0,04L	-1,9	-0,66	-1,4
12 ^h 29 ^m	12,0	15,7	9,4	8,7	0,12L	0,09L	0,13L	0,12L	-1,2	+2,4	+0,53
20.10.89											
7 ^h 30 ^m	2,9	1,4	8,0	8,3	0,01L	0,08L	0,26L	0,36L	+3,3	-8,0	-0,25
	35,7	47,2	47,5	40,0	0,02L	0,13L	0,28L	0,37L	-1,26	-0,03	+1,2
	5,0	16,2	84,0	94,0	0,18R	0,10R	0,11L	0,13L	-5,3	-7,6	-0,77
9 ^h 13 ^m	4,2	10,1	15,5	16,0	0,66R	0,07R	0,18L	0,18L	-4,0	-1,97	-0,22
9 ^h 41 ^m	13,0	—	59,5	89,9	0,42R	—	0,12L	0,20L			-2,8
	6,2	—	15,0	11,7	0,13R	—	0,15L	0,25L			+1,7
10 ^h 13 ^m	12,5	15,5	43,0	62,7	0,06R	0,18L	0,13L	0,24L	-1,0	-4,7	-2,6
	2,5	6,1	12,0	32,3	0,20R	0,15L	0,07R	0,16L	-4,0	-3,1	-6,8
10 ^h 51 ^m	5,8	3,7	3,5	3,4	0,13L	0,37L	0,48L	0,58L	+2,0	+0,26	+0,2
	0,2	5,7	13,0	15,7	—	0,09R	0,25L	0,38L		-3,8	-1,3
	5,0	11,5	23,0	25,3	0,11R	0,11L	0,21L	0,35L	-3,8	-3,2	-0,65
	0,2	6,1	11,5	17,3	—	0,66R	0,07L	0,28L		-2,9	-2,8
	5,0	8,8	18,5	18,5	0,37R	0,09R	0,19L	0,39L	-2,6	-3,4	0
11 ^h 16 ^m	5,4	25,0	38,5	58,3	0,07R	0,04R	0,06L	0,15L	-6,9	-2,0	-2,8
11 ^h 44 ^m	0,2	6,7	13,5	15,9	—	0,07L	0,18L	0,30L		-3,2	-1,1
13 ^h 05 ^m	5,6	10,1	13,5	21,3	0,28L	0,24L	0,31L	0,22L	-2,7	-1,3	-3,1
13 ^h 18 ^m	0,2	12,8	20,0	21,9	—	0,28L	0,44L	0,53L		-1,1	-0,62
21.10.89											
6 ^h 41 ^m	83,9	50,8	31,6	23,1	0,19L	0,19L	0,17L	0,10L	+2,3	+2,2	+2,1
10 ^h 10 ^m	20,5	30,2	—	45,7	0,21L	0,30L	—	0,56L	-3,4		
22.10.89											
8 ^h 06 ^m	14,1	15,5	20,0	23,5	0,20L	0,05L	0,10L	0,25L	-0,4	-1,2	-1,1
9 ^h 52 ^m	6,4	13,2	12,0	11,1	0,03R	0,07L	0,27L	0,50L	-3,3	+0,4	+0,53
10 ^h 41 ^m	9,5	11,0	9,5	10,8	0,02R	0,11L	0,29L	0,40L	-0,7	+0,67	+0,87
10 ^h 54 ^m	9,5	11,0	10,5	11,1	0,14L	0,15L	0,23L	0,15L	-0,7	+0,44	-0,71
23.10.89											
9 ^h 07 ^m	3,2	5,7	6,5	12,7	0,19L	0,14L	0,14L	0,16L	-2,6	-0,6	-4,5

Таблица 3 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
24.10.89 7 ^h 18 ^m	9,0 25,5	12,9 17,1	15,5 13,0	12,6 10,7	0,05L 0,25L	0,25L 0,36L	0,46L 0,45L	0,62L 0,20L	-1,6 +1,8	-0,8 +1,3	+1,4 +1,3
9 ^h 38 ^m	0,2	15,7	18,5	20,4	—	0,13L	0,23L	0,22L		+0,8	-0,67
11 ^h 18 ^m	8,8	6,4	9,0	11,1	0,16L	0,21L	0,28L	0,23L	+1,4	-1,56	-1,43
26.10.89 11 ^h 22 ^m	0,2	0,2	3,3	4,4	—	—	0,26L	0,22L			-1,96
12 ^h 30 ^m	8,3	9,0	13,6	15,7	0,03R	0,06L	0,17L	0,22L	-0,36	-1,9	-1,0
16.07.91 6 ^h 44 ^m	4,6 7,7	2,6 4,2	0,6 0,7	0,4 0,4	0,28L 0,23L	0,43L 0,40L	0,53L 1,00L	0,50L 0,41L	+2,6 +2,7	+6,4 +7,9	+4,0 +4,2
12 ^h 57 ^m	2,9 1,9	2,0 2,0	0,4 0,4	0,3 0,3	0,60R 0,27R	0,57R 0,23L	1,00R 0,62L	0,21L 0,21L	+1,7 -0,23	+7,1 +7,1	+6,3 +6,3
19.07.91 6 ^h 52 ^m	0,9	2,4	4,7	6,4	0,56R	0,24R	0,51L	0,65L	-4,4	-3,1	-2,1
10 ^h 09 ^m	1,6	1,7	2,3	1,5	0,25L	0,45L	0,77L	0,83L	-0,17	-1,4	+2,9
11 ^h 28 ^m	1,9	2,2	2,5	3,5	0,31L	0,23L	0,61L	0,39L	-0,66	-0,6	-2,3
20.07.91 10 ^h 06 ^m	5,3	4,6	3,2	2,5	0,3L	0,43L	0,80L	0,33L	+0,64	+1,67	+1,68
21.07.91 10 ^h 14 ^m	13,5 7,3	9,7 5,3	6,6 3,9	4,1 2,7	0,34L 0,22L	0,43L 0,28L	0,72L 0,43L	0,66L 0,57L	+1,77 +1,44	+1,77 +1,41	+3,25 +2,5
11 ^h 13 ^m	28,8	18,8	14,0	7,9	0,13L	0,11L	0,11L	0,02R	+1,92	+1,36	+3,9
23.07.91 9 ^h 02 ^m	5,8	5,2	3,3	3,3	0,07R	0,1R	0,36R	0,67L	+0,5	+2,1	0
9 ^h 16 ^m	8,5 8,1	9,1 7,0	14,8 9,0	15,0 6,9	0,08L 0,10L	0,09L 0,14L	0,20L 0,21L	0,24L 0,30L	-0,28 +0,67	-2,24 -1,16	+0,1 +1,8
23.07.91 12 ^h 34 ^m	13,2	11,3	11,5	10,2	0,37L	0,32L	0,46L	0,40L	+0,7	-0,08	+0,82
24.07.91 06 ^h 02 ^m	8,6	7,0	3,3	<0,2	0,06R	0,13R	0,13L	—	+0,95	+3,46	—
06 ^h 38 ^m	14,3	9,3	3,3	<0,2	0,27L	0,38L	0,57L	—	+1,9	+4,76	—
9 ^h 12 ^m	20,3	8,4	<0,2	<0,2	0,25R	0,24R	—	—	+3,96	—	—
9 ^h 48 ^m	7,2	5,6	5,9	4,1	0,11L	0,33L	0,84L	0,92L	+1,4	-0,2	+2,5
13 ^h 01 ^m	12,8	16,3	23,4	21,6	0,13L	0,20L	0,27L	0,28L	-1,3	-1,4	+0,55
25.07.91 6 ^h 34 ^m	1,5	3,1	8,0	7,0	0,47R	0,26R	0,04L	0,27L	-3,3	-4,4	+0,91
12 ^h 56 ^m	9,5	12,1	14,6	9,8	0,30L	0,30L	0,34L	0,46L	-1,1	-0,86	+2,72
26.07.91 12 ^h 14 ^m	3,3 4,7 9,1	4,4 6,3 5,3	3,9 6,2 2,6	3,2 4,4 2,2	0,20L 0,30L 0,13R	0,26L 0,42L 0,05R	0,41L 0,60L 0,41L	0,41L 0,89L 0,66L	+1,3 +1,33 +2,44	+0,55 +0,08 +3,27	+1,35 +2,34 +1,14
27.07.91 12 ^h 03 ^m	4,7	6,3	8,5	7,6	0,21L	0,31L	0,35L	0,61L	+1,32	+1,38	+0,76
12 ^h 55 ^m	18,3	21,9	26,0	23,5	0,19L	0,22L	0,35L	0,55L	+0,81	+0,8	+0,7

Таблица 3 (окончание)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
28.07.91 6 ^h 30 ^m	26,5	30,6	23,6	14,1	0,10L	0,21L	0,46L	0,54L	0,65	1,2	3,5
30.07.91 9 ^h 50 ^m	13,2	—	27,4	28,1	0,02L	—	0,16L	0,25L	—	—	0,17
31.07.91 8 ^h 18 ^m	18,5	16	13,6	10,8	0,03L	0,02L	0,01L	0,03L	0,65	0,75	1,57
1.08.91 10 ^h 25 ^m	14,8	16,8	25,3	14,6	0,30R	0,32R	0,42R	0,61R	-0,57	-1,9	3,75
11 ^h 47 ^m	26,4	43,4	81,3	68,6	0,21R	0,27R	0,40R	0,46R	-2,2	-2,9	1,16
	7,8	8,4	8,4	7,6	0,28R	0,30R	0,51R	0,58R	-0,34	0,05	0,68
	6,6	6,5	7,3	6,4	0,50R	0,43R	0,57R	0,48R	0,69	-0,53	0,9
13 ^h 00 ^m	14,7	15,0	17,3	10,5	0,41R	0,38R	0,52R	0,72R	-0,09	0,66	3,4
2.08.91 10 ^h 21 ^m	3,1	7,2	9,0	7,0	0,17L	0,09R	0,42R	0,81R	-3,8	-1	1,7
11 ^h 12 ^m	1,6	1,8	21,4	15,6	0,60L	0,50L	0,12R	0,14L	-0,53	-11,4	2,2
13 ^h 19 ^m	19,8	18,4	18,3	14,0	0,08L	0,03L	0,02R	0,19R	0,33	0,03	1,8
3.08.91 9 ^h 34 ^m	6,2	5,4	3,9	2,8	0,21L	0,33L	0,47R	0,70L	0,6	1,5	2,3
10 ^h 47 ^m	3,8	4,6	5,4	5,1	0,32R	0,25R	0,29R	0,58R	-0,86	-0,74	0,39
11 ^h 19 ^m	1,7	2,9	4,6	5,2	0,36R	0,26R	0,20R	0,41R	-2,4	-2,1	-0,84
11 ^h 40 ^m	10,3	12,1	16,2	14,5	0,31R	0,30R	0,25R	0,53R	-0,73	-1,3	0,76
4.08.91 7 ^h 12 ^m	4,5	6,1	4,4	6,3	0,05L	0,03L	0,12L	0,26L	-1,4	1,5	-2,1
10 ^h 5 ^m	3,4	3,0	2,0	1,9	0,23R	0,12R	0,07R	0,17R	0,56	1,9	0,35
	5,3	5,2	3,3	4,4	0,13R	0,06R	0,06R	0,01R	0,09	2,1	-1,96
6.08.91 07 ^h 39 ^m	22,5	22,5	19,5	12,0	0,24R	0,27R	0,24R	0,48R	0	0,7	3,3
7.08.91 11 ^h 33 ^m	22,9	19,8	12,4	8,1	0,05R	0,06R	0,10R	0,28R	0,66	2,15	2,9
11 ^h 49 ^m	13,6	15,3	11,5	8,8	0,03R	0,01R	0,04R	0,17R	-0,53	1,3	1,8
8.08.91 6 ^h 19 ^m	20,1	16,8	16,2	11,8	0,05L	0,01L	0,04R	0,12R	0,81	0,17	2,2
8 ^h 54 ^m	15,2	10,7	4,9	6,2	0,01L	0,02L	0,02R	0,06R	1,6	3,6	-1,6

Таблица 4

Параметры всплесков с инверсией знака круговой поляризации

Дата, время UT		Яркостная температура $T_{\lambda} \cdot 10^{-6}$, К				Примечание
		$\lambda = 3,5$ см	$\lambda = 2,8$ см	$\lambda = 2,25$ см	$\lambda = 1,95$ см	
18.10.89 г.	9 ^h 03 ^m	69	79	54	37	$R \rightarrow L$
25.07.91 г.	6 ^h 34 ^m	5	7	11	8	$R \rightarrow L$
8.08.91 г.	8 ^h 54 ^m	53	25	7	7	$L \rightarrow R$

Рис. 3. Гистограмма потоков всплесков в максимуме импульсной фазы

Штриховкой отмечено число событий на волне 1,95 см

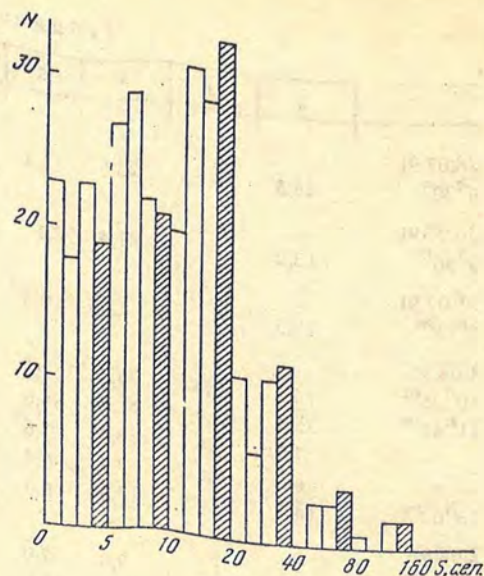
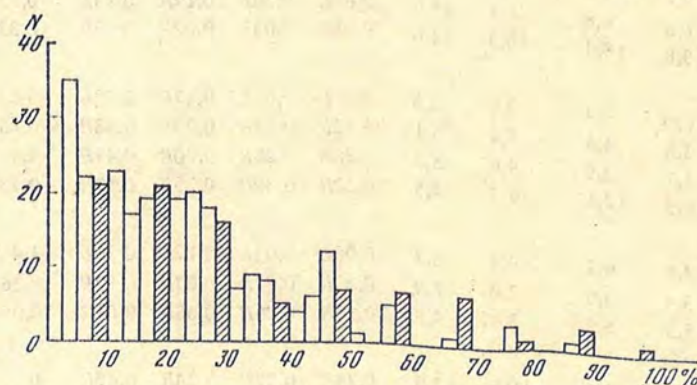


Рис. 4. Гистограмма степени поляризации радиоизлучения всплесков

Штриховкой отмечено число событий на волне 1,95 см



абсцисс последовательно в соответствующих интервалах расположены значения спектральных индексов α_{S1} , α_{S2} и α_{S3} . Из рис. 5 видно, что в среднем по всему интервалу 3,5–1,95 см спектральный индекс имеет максимум вблизи нуля. Однако максимум распределения α_{S3} попадает в интервал (0–+1), а распределения α_{S1} и α_{S2} практически совпадают с максимумом в интервале (0––1). Гистограмма спектральных индексов близка к нормальному закону распределения.

Для определения яркостных температур источников всплесков необходимо знать их угловые размеры. Недостаточное разрешение радиотелескопа вынуждает нас обратиться к литературным данным. Согласно наблюдениям на VLA в сантиметровом диапазоне волн [9, 10] размеры источников, ответственных за импульсную фазу всплесков, составляют 2–15". Основываясь на этих данных, можно оценить значения яркостных температур источников по антенной температуре радиоизлучения некоторых всплесков.

Здесь при расчетах истинные размеры источников всплесков принимались равными $8 \cdot 10^{-3}$ кв. мин. В примечании (табл. 4) указано направление инверсии знака поляризации при переходе от длинных волн к коротким. Согласно табл. 4 в спектрах T_a имеются максимумы и резкие изменения наклона спектра. Всплески с такими особенностями в наших данных (см. табл. 3) подтверждают более надежно ранее полученный результат об изменениях спектров отдельных пиков в сложных всплесках [11].

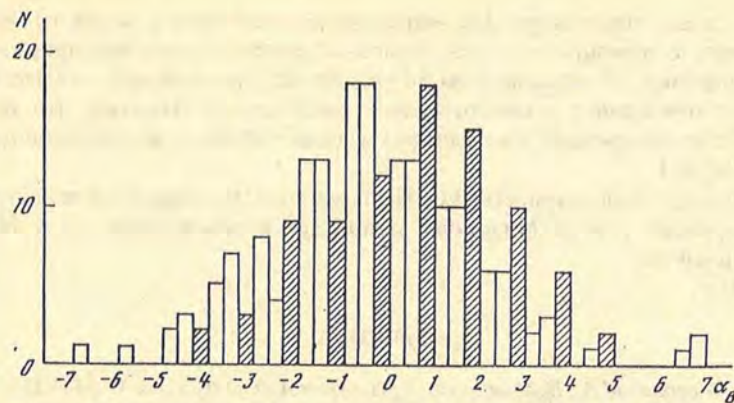


Рис. 5. Распределение спектральных индексов радиоизлучения всплесков
Штриховкой выделены спектральные индексы в интервале длин волн 2,25–1,95 см

4. Обсуждение результатов

Значения параметров трех локальных источников, связанных со вспышечно-активными областями, представленные в табл. 2, свидетельствуют о том, что яркостные температуры их в диапазоне длин волн 3,5–1,95 см заключены в интервале 10^6 – 10^4 К, а напряженности магнитных полей для моментов нахождения активной области вблизи центрального меридиана принимают значения 700–300 Гс. Эти значения параметров локальных источников близки к значениям, полученным по результатам наблюдений на РАТАН-600 [8,12]. Сравнивая наши результаты наблюдений в сантиметровом диапазоне волн с результатами наблюдений на РТ-22 КрАО в миллиметровом диапазоне [4, 5], где измеренная напряженность магнитного поля в нижележащем слое солнечной атмосферы составила 200 Гс, можно утверждать, что они близки, если принять во внимание значительный контраст локальных источников. По-видимому, источники сантиметрового излучения имели большее значение оптической толщи.

Многолетний опыт наблюдений радиовсплесков на РТ-22 КрАО в сантиметровом диапазоне волн подтверждает, что всплески, возникающие в одной активной области, имеют тенденцию сохранять временной профиль. В [2] мы рассмотрели всплеск, имеющий импульсную фазу с последующей колебательной структурой, оценили параметры эруптивной вспышечной плазмы и среднее магнитное поле вспышечной петли. В цикле наблюдений в октябре–ноябре 1988 г. всплесков такого вида было около 10%. Всплесковая активность рассматриваемых локальных источников содержит 10 всплесков с небольшой глубиной модуляции колебаний, т.е. тоже порядка 10% от общего числа 94. В пяти случаях (см. табл. 3) наблюдались серии элементарных всплесков. Их можно интерпретировать с учетом модели [13] как колебания протуберанца, лежащего на системе магнитных петель. Однако, согласно [10], сложные всплески, имеющие ряд максимумов, могут генерироваться в нескольких пространственно разнесенных источниках, локализация которых соответствует структуре H_α -вспышки.

В подтверждение последнего предположения в табл. 4 приведены параметры элементарных всплесков длительностью ~ 2 мин с инверсией знака поляризации как элементов сложных событий, содержащих несколько максимумов.

Примеры расчетов спектров радиоизлучения по модели теплового неоднородного источника [14] частично подтверждают результаты наших наблюдений. Статистические характеристики всплесков: распределение спектральных индексов (по потоку) в интервале ± 5 (рис. 5), наличие "узкополосных" микровсплесков только на высоких частотах (12 случаев), существование максимумов спектра в диапазоне 8,2–15,8 ГГц, резкие изменения наклона спектра, инверсия знака поляризации, приемлемые ($\sim 10^7$ К)

значения яркостных температур для источников всплесков с потоком 10–30 с.е.п. можно объяснить с помощью модели тепловых неоднородных источников. Из этого следует, что излучение 32 всплесков из 94 можно интерпретировать совместным действием теплового тормозного и циклотронного механизмов. Заметим, что такая интерпретация наиболее приемлема для радиоизлучения сложной по магнитной структуре группы пятен СД 401.

Авторы выражают благодарность Н.С. Нестерову и С.И. Гопасюку за полезные замечания, Н.В. Баранову и М.А. Миронову за помощь в наблюдениях, П.В. Матвееву за оформление рисунков.

Ноябрь. 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цветков Л.И., Миронов М.А., Поздняков М.М., Бачурин А.Ф. // Наст. сб. С. 146–152.
2. Гранат А.Д., Степанов А.В., Цветков Л.И. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1991. Т. 83. С. 53–60.
3. Баранов Н.В., Гранат А.Д., Миронов М.А., Цветков Л.И. // Тез. докл. на Сов.-Фин. симпоз. Ереван, 1990.
4. Моисеев И.Г., Нестеров Н.С., Никитин П.С., Стежка П.Н. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1986. Т. 74. С. 171–176.
5. Моисеев И.Г., Нестеров Н.С., Никитин П.С., Стренка И.Д. // Там же. 1993. Т. 87.
6. Солнечные данные. 1989. № 10.
7. Ерюшев Н.Н., Цветков Л.И. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1972. Т. 64. С. 112–121.
8. Bogod V.M., Gelfreikh G.B. // Solar Phys. 1980, Vol. 67, P. 29–46.
9. Marsh K.A., Hurford G.J. // Astrophys. J. 1980, Vol. 240, N 2. Pt 2. P. 111–114.
10. Kundu M.R. // Radio Phys. Sun Symp. N 86, Dordrecht etc., 1980, P. 157–169.
11. Бачурин А.Ф., Дворяшин А.С., Ерюшев Н.Н. и др. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1983. Т. 68. С. 25–30.
12. Ахмедов Ш.Б., Богод В.М., Боровик В.Н. и др. // Изв. САО. Астрофиз. исслед. 1987. Т. 25. С. 105–134.
13. Зайцев В.В., Степанов А.В. // Письма в "Астрон. журн." 1988. Т. 14. С. 456–460.
14. Zheleznyakov V.V., Tikhomirov Yu.V. // Solar Phys. 1982, Vol. 81, P. 121–135.

УДК 520.2/8; 524.6

ЭФФЕКТ СПЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКИ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СЕЙФЕРТОВСКИХ ГАЛАКТИК

Р.Р. Валиуллин

Рассмотрены физическая сущность эффекта спектродинамической фокусировки (СДФ) и условия его реализации. Приводятся результаты применения эффекта СДФ для усиления контраста линий в спектрах сейфертовских галактик.

EFFECT OF SPECTRODYNAMIC FOCUSING AND THE RESULTS OF ITS USING FOR INVESTIGATION OF THE SEYFERT GALAXIES, by R.R. Valiullin. The physical essence of spectrodynamic focusing (SDF) effect and the conditions of its realization are considered in the article.

The results of application of SDF effect for intensifying the contrast of lines in spectra of the Seyfert galaxies are presented.

Введение

В настоящее время в наблюдательной астрономии наряду с крупными телескопами с диаметром зеркала более 2 м для фотометрических и спектральных исследований широко применяются телескопы средних размеров. Малая площадь их главного зеркала частично компенсируется хорошим пропусканием спектрографа и высокой чувствительностью приемника. Увеличение проникающей способности таких систем (телес-

коп + спектрограф) без существенного изменения их конструкции было бы полезно с точки зрения получения новых наблюдательных данных. Одним из путей, позволяющих это сделать, по нашему мнению, могло быть использование спектродинамического эффекта, приводящего к сжатию спектральной линии, или к так называемой спектродинамической фокусировке линии, впервые рассмотренной Димингом и Трафтоном [1].

Под спектродинамическим эффектом (СДЭ) подразумевается искажение в направлении дисперсии монохроматического изображения объекта, возникающее на выходе бесщелевого спектрографа из-за существования в объекте вращательного движения.

Естественно, изображение того края (объекта), который движется к нам, в фокальной плоскости камеры спектрографа будет смещено в коротковолновую сторону спектра; изображение края, движущегося от нас — в длинноволновую. Если ориентация бесщелевого спектрографа такова, что проекция оси вращения объекта перпендикулярна направлению дисперсии, то может иметь место как сжатие монохроматического изображения объекта, так и расширение. Для того чтобы было сжатие, изображение движущейся к нам части объекта в фокальной плоскости камеры спектрографа должно находиться с красной стороны спектра, а той части объекта, которая движется от нас, — с синей. Только в этом случае изображения противоположных краев объекта из-за эффекта Доплера будут смещаться навстречу друг другу.

Спектродинамической фокусировкой (СДФ) называется такая форма СДЭ, которая ведет к сжатию размера монохроматического изображения вдоль дисперсии. У твердотельно вращающихся объектов при соблюдении определенных условий СДФ может привести к сжатию монохроматического изображения диска до размеров узкой линии, значительно увеличив таким образом контраст слабой линии над континуумом в спектре. Достоинство такого метода слабых линий при их обнаружении очевидно, оно достигается сочетанием высокой дисперсии при полном отсутствии щели или с применением широкой входной щели.

Условия, выполнение которых необходимо для увеличения контраста линий при широкой входной щели спектрографа, рассмотрены в первом разделе статьи. Имея в дальнейшем в виду наблюдения центральных областей спиральных и сейфертовских галактик, мы рассмотрели в качестве модели наблюдаемого объекта плоский вращающийся диск.

Для практического обнаружения спектродинамического эффекта у галактик был использован спектрограф конструкции Э.К. Денисюка, установленный на 70-см рефлекторе АФИФ (г. Алма-Ата). В качестве приемника на спектрографе применяется ЭОП с последующим фотографированием изображения спектра с экрана на пленку.

Нами предпринята попытка обнаружения СДЭ у сейфертовской галактики NGC1068. Результаты наблюдений приведены во втором разделе. Несмотря на то, что полученные результаты наблюдений далеки от ожидаемых, автор считает необходимым их опубликовать в надежде, что последующие наблюдения центральных областей галактик окажутся более результативными и позволят получить новую информацию об этих объектах.

1. Физическая основа и условия реализации эффекта СДФ

Примем в качестве модели галактики твердотельно вращающийся плоский диск, излучающий в длине волны λ_0

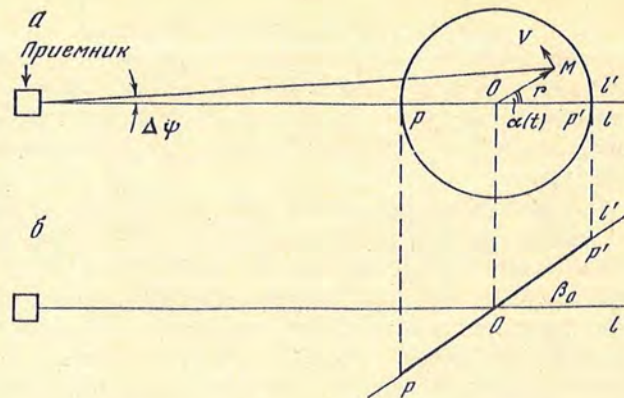
Рассмотрим движение пробной точки M диска, вращающегося с периодом T .

Положение точки M на диске можно описать двумя полярными координатами: радиусом-вектором r и полярным углом $\alpha(t)$. За полюс удобно взять центр диска O , а за полярную ось l' — проекцию луча зрения l на плоскость диска (см. рис. 1, *а*). Обозначим через β_0 угол между лучом зрения l и плоскостью диска (см. рис. 1, *б*). Тогда

4. Известия КАО

Рис. 1. Две проекции диска

a — проекция на плоскость диска; b — проекция на плоскость, проходящую через луч зрения и ось вращения диска



проекция p радиуса-вектора r на луч зрения будет

$$p = r \cos \alpha(t) \cdot \cos \beta_0, \quad (1)$$

а на линию узлов

$$n = r \sin \alpha(t). \quad (2)$$

Так как полярный угол $\alpha(t)$ меняется во времени с угловой скоростью $\omega = 2\pi/T$, то $\alpha(t) = (2\pi/T)(t - t_0)$, где t_0 — момент прохождения точкой M полярной оси. Проекция скорости вращения точки M на луч зрения из (1) будет равна

$$v_r = \frac{dp}{dt} = - \frac{2\pi r}{T} \cos \beta_0 \sin \alpha(t). \quad (3)$$

На выходе спектрографа имеем доплеровское смещение изображения точки M :

$$\Delta \lambda(t) = \left(- \frac{2\pi r}{T} \frac{\lambda_0}{c} \cos \beta_0 \right) \sin \alpha(t). \quad (4)$$

Обозначив через $C = - \frac{2\pi r}{T} \frac{\lambda_0}{c} \cos \beta_0$, получаем

$$\Delta \lambda(t) = C \sin \alpha(t). \quad (5)$$

Из (5) видно, что пока точка M движется по одну сторону от оси l' , доплеровское смещение имеет один знак. После прохождения оси l' знак доплеровского смещения меняется на противоположный. Так как от знака доплеровского смещения зависит направление смещения монохроматического изображения точки на выходе бесщелевого спектрографа, то в зависимости от соотношения направления вращения и дисперсии изображение точки M будет постоянно (вне зависимости от $\alpha(t)$) смещено либо в сторону от монохроматического изображения оси l' , либо к изображению оси l' (рис. 2), либо параллельно ей. Наибольший интерес для нас представляет случай смещения изображения точки к изображению оси l' . Тогда происходит сжатие монохроматического изображения диска, получаемого на выходе спектрографа, а значит усиление и яркости, и контраста этого изображения. В идеале, правильно подобрав дисперсию спектрографа для конкретного объекта, можно добиться сжатия монохроматического изображения до узкой линии.

Коэффициент усиления контраста (или яркости) в этом случае будет иметь следующий вид:

$$\rho(h) = \frac{(a/b) \sqrt{h(2b-h)}}{\Delta l}, \quad (5)$$

где a, b — большая и малая полуоси эллипса — изображения диска, Δl — ширина прямоугольника сжатия, h — высота прямоугольника сжатия (см. рис. 3).

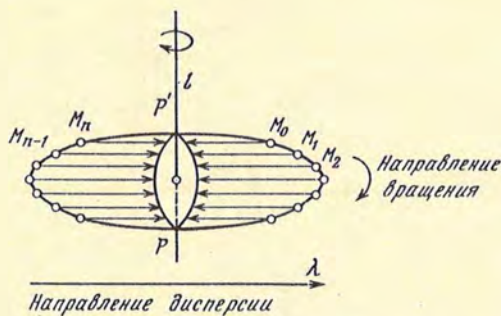


Рис. 2. Положения произвольной точки M (см. рис. 1) в разные моменты времени в проекции на небесную сферу и их смещения в изображении на выходе бесщелевого спектрографа

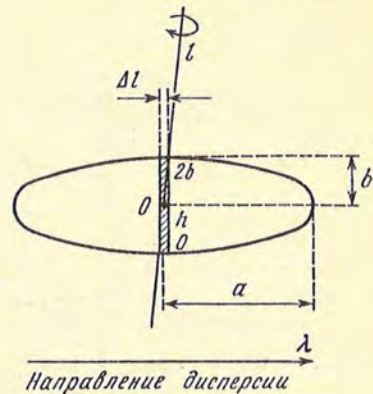


Рис. 3. Идеальное сжатие монохроматического изображения диска на выходе спектрографа

Коэффициент усиления контраста, как видно из (5), максимален (при $h = b$) в центре узкого прямоугольника сжатия и минимален на его краях (при $h \rightarrow 0$ и $h \rightarrow 2b$). Причем средний коэффициент усиления контраста тем больше, чем меньше Δl (см. (5)). Величина же Δl будет определяться (при правильно подобранных параметрах спектрографа) величиной монохроматического турбулентного изображения точечного источника на выходе спектрографа.

Рассмотрим теперь более подробно процесс сжатия эллипса изображения диска в узкий прямоугольник на выходе спектрографа, т.е. как происходит спектродинамическая фокусировка. Для осуществления СДФ необходимо, чтобы доплеровское смещение произвольной точки на выходе спектрографа компенсировало пространственное несовпадение этой точки с осью l' (см. рис. 1). Найдем величину углового расстояния точки диска M с радиусом r и полярным углом $\alpha(t)$ от оси l' . Используя (2) и полагая $L \gg n$, получаем

$$\Delta\psi = n/L = r \sin \alpha(t)/L, \quad (6)$$

где n — линейная проекция радиуса-вектора r пробной точки диска M на линию узлов, $\Delta\psi$ — угловое выражение n (см. рис. 1, a), L — расстояние до объекта (диска), выраженное в тех же единицах, что и n .

Если допустить, что диск не вращается, то угловое расстояние пробной точки от оси l' на выходе спектрографа будет равно

$$\Delta\eta = (F/f)r \sin \alpha(t)/L, \quad (7)$$

где F — фокусное расстояние объектива телескопа, f — фокусное расстояние коллиматора спектрографа.

Из формулы угловой дисперсии дифракционного спектрографа имеем

$$d\varphi/d\lambda = mC/\cos\varphi, \quad (8)$$

где φ — угол дифракции, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — порядок спектра, $C = (a + b)^{-1}$ — постоянная решетки (число штрихов в 1 мм). Так как доплеровское изменение длины волны λ_0 , вызванное вращением пробной точки M , равно

$$\Delta\lambda = \left(- \frac{2\pi r}{T} \frac{\lambda_0}{c} \cos\beta_0 \right) \sin\alpha(t),$$

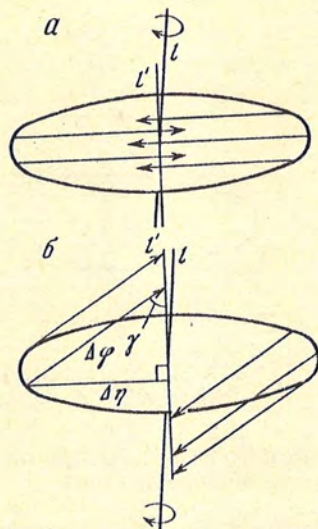
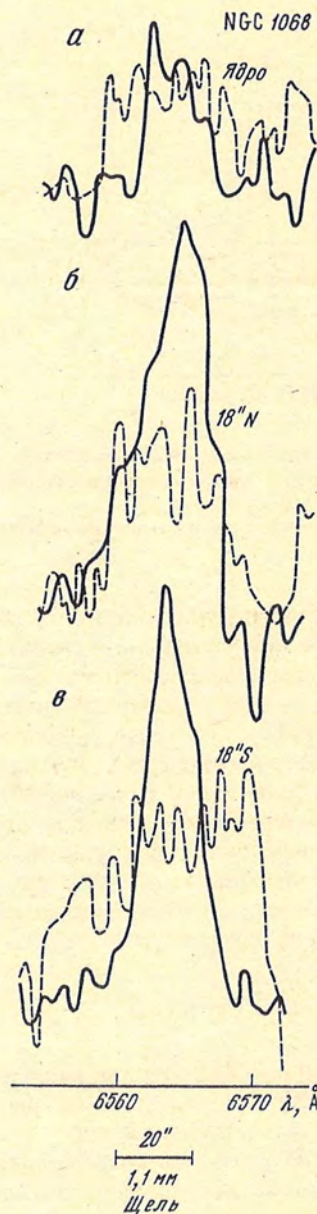


Рис. 4. Смещение точки диска при условии $|\Delta\varphi/\Delta\eta| > 1$
 a — угол между направлением дисперсии и осью l' равен 90° ; b — направление дисперсии и ось l' образуют угол γ , такой, что $\sin \gamma = |\Delta\eta/\Delta\varphi|$

Рис. 5. Профили узкой компоненты линии H_α в спектре ядра галактики NGC 1068 (a); околоядерной области, находящейся на $18''$ севернее ядра галактики (b); околоядерной области, расположенной на $18''$ южнее ядра галактики ($в$)

Непрерывной линией изображены профили, полученные при соблюдении условий СДФ, штриховой — при нарушении условий СДФ



то угловое смещение этой точки на выходе спектрографа будет

$$\Delta\varphi \approx \frac{mC}{\cos\varphi} \left(-\frac{2\pi r}{T} \frac{\lambda_0}{c} \cos\beta_0 \right) \sin\alpha(t). \quad (9)$$

Для осуществления СДФ необходимо, чтобы $|\Delta\eta| = |\Delta\varphi|$, т.е.

$$\left| \frac{F}{f} \frac{r \sin\alpha(t)}{L} \right| = \left| \frac{mC}{\cos\varphi} \left(-\frac{2\pi r}{T} \frac{\lambda_0}{c} \cos\beta_0 \right) \sin\alpha(t) \right|$$

$$\text{или} \quad \left| \frac{mC}{\cos\varphi} \right| \frac{f}{F} \lambda_0 = \left(\frac{c}{2\pi} \right) \frac{1}{\cos\beta_0} \frac{T}{L}. \quad (10)$$

Рассчитав правую часть уравнения (10), можно правильно подобрать параметры, стоящие в левой части уравнения, и добиться максимальной СДФ. Тогда монохроматическое изображение любой точки диска будет находиться на отрезке PP' , который отсекается на оси l' краями диска. Ось l' , как было определено выше, является проекцией луча зрения на плоскость диска. Однако практическое применение СДЭ по вышеописанной методике сложно, так как при существующих телескопах и спектрографах с заданными F, f, C, m, φ добиться СДФ в нужной длине волны не всегда возможно. Поэтому предлагается другая методика.

В этом случае параметры левой части уравнения (10) подбираются так, чтобы отношение

$$\left| \frac{\Delta\varphi}{\Delta\eta} \right| = \left| \frac{2\pi m C f \lambda_0 \cos\beta_0 L}{c F \cos\varphi T} \right| \quad (11)$$

оказывалось немного больше 1. Для обнаружения СДФ следует плавно менять позиционный угол спектрографа до тех пор, пока все смещенные точки изображения диска снова не будут лежать на оси l' (рис. 4). Условие СДФ переписывается в виде

$$\left| \frac{\Delta\varphi}{\Delta\eta} \right| = \frac{1}{\sin\gamma} \quad \text{или} \quad \left| \frac{mC}{\cos\varphi} \right| \frac{f}{F} \lambda_0 \sin\gamma = \frac{c}{2\pi} \frac{1}{\cos\beta_0} \frac{T}{L}, \quad (12)$$

где γ — угол между l' и направлением дисперсии.

Так как $T/\cos\beta_0$ исследуемой галактики часто неизвестно, то проще искать эффект СДФ следующим образом:

- 1) выбрать дисперсию спектрографа так, чтобы эмиссионные линии в интересующей области спектра, снятого с узкой щелью, расположенной вдоль большей оси галактики, имели наклон в 45° (или чуть меньше) от направления дисперсии;
- 2) расширив входную щель до размеров области твердотельного вращения, повернуть спектрограф на 90° вначале в одну сторону от начального положения, потом в другую;
- 3) сравнив два последних спектра, по ширине монохроматических линий найти позиционный угол СДФ;
- 4) если линии имели наклон меньший, чем 45° (см. (1)), то будет найден позиционный угол частичной СДФ. Для нахождения угла полной СДФ нужно получить спектры, меняя в небольших пределах позиционный угол в ту или иную сторону (направление изменения равнозначно, см. рис. 4);
- 5) позиционный угол, при котором ширина линий в спектре минимальна, можно считать углом полной СДФ.

2. Результаты применения метода спектродинамической фокусировки при наблюдении сейфертовских галактик

Описанный выше метод СДФ был применен к группе сейфертовских галактик (СГ).

Поиск условий спектродинамической фокусировки велся эмпирическим методом (путем изменения дисперсии и позиционных углов спектрографа). Ширина щели бралась $6''-9''$.

У СГ: NGC1068, 4151, 5548, 3227, 3516, Mrk 1, 3, 6, 9, 10, 78, 79, 124, 304, 305, 372, 376, 766, 1095, 3C 120 при определенных дисперсиях и позиционных углах, наряду с обычными для СГ эмиссионными линиями (бальмеровская серия, линии [NII], [SII], линии Fe), наблюдались узкие (ширина линий меньше ширины монохроматического изображения щели), очень малоконтрастные, близкие по наклону линии с длинами волн: $\lambda_0 4814,0 \pm 0,5 \text{ \AA}$, $\lambda_0 4908,0 \pm 0,5 \text{ \AA}$, $\lambda_0 6539,0 \pm 0,5 \text{ \AA}$, $\lambda_0 6587,0 \pm 0,5 \text{ \AA}$ — у СГ NGC 4151 (13–14.06.1989 г.) и $\lambda_0 4876,3 \pm 0,2 \text{ \AA}$, $\lambda_0 4915,5 \pm 0,2 \text{ \AA}$, $\lambda_0 4926,1 \pm 0,4 \text{ \AA}$ — у СГ Mrk 3 (12–13.03.1989 г.). λ_0 — лабораторные длины волн.

Из-за необычно малой ширины этих линий и невозможности получить их при пози-

ционных углах спектрографа, отличающихся от данных на 180° , автор предполагает, что эти линии представляют результат действия СДФ на спутники бальмеровских линий, аналогичные тем, которые были обнаружены рядом авторов из CAO у CG NGC 4151 [3]. Эффект СДФ, возможно, играет в наших наблюдениях роль простого усилителя контраста этих спутников, делая возможным их обнаружение и изучение у NGC4151 и у других более слабых CG при худших приборных условиях.

В качестве примера действия эффекта СДФ приводятся профили узкой компоненты H_α CG NGC1068. Хотя этот пример не совсем удачен из-за сложного характера движения вещества в околоядерной области ($r < 30''$) [4], однако, существование узкой эмиссии в околоядерной области и то, что для этой галактики хорошо известно поле скоростей излучающего газа [4], делает этот объект удобным для поиска эффекта СДФ.

Рассмотрим условия, при которых велся поиск эффекта СДФ. Дисперсия на фотопленке составляла $24,8 \text{ \AA/мм}$ и угловой масштаб $93''/\text{мм}$. Их сопоставление дает следующее соотношение между дисперсией и угловым масштабом: $2,67 \text{ \AA} - 10'',0$.

При этих условиях, как было установлено опытным путем, эффект СДФ наблюдается при сжатии изображения галактики вдоль позиционного угла, равного 110° . Из [4] же известно, что при позиционном угле $100^\circ \text{ grad } v_r = 12,5 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{угл. с}$ (для $r < 20''$), что дает изменение v_r на $r = 10''$, $\Delta v_r = 125 \text{ км/с}$. Тогда доплеровский сдвиг в области H_α равен $2,74 \text{ \AA}$, что соответствует (для нашего соотношения углового масштаба и дисперсии) $10'',3$.

Таким образом, две точки галактики, отстоящие от ядра по обе стороны на расстоянии $10'',0$ вдоль направления с позиционным углом 100° , при данной дисперсии и угловом масштабе на фотопленке сдвинуты из-за доплеровского смещения на $10'',3$. Правильно подобрав позиционный угол спектрографа, можно добиться, чтобы эти сдвиги происходили навстречу друг другу. Но тогда эти две точки сольются фактически в одну. Это же произойдет и с любой другой симметричной относительно ядра парой точек с $r < 10''$, так как зависимость v от r (см. [4]) при позиционном угле 100° близка к линейной. Теоретически должно было бы произойти сжатие околоядерной области с $r = 10''$ в полосу шириной $0'',6$, но если учесть средний размер турбулентного диска ($2''-3''$) и отклонения от линейности v_r (доходящие до 30 км/с [4]), то ожидаемая ширина полосы сжатия должна быть порядка $5''$.

Автором были проведены соответствующие наблюдения с различными позиционными углами спектрографа. Был найден позиционный угол оптимальной СДФ, равный 20° . Таким образом, сдвиг происходил вдоль направления с позиционным углом 110° . Отсюда видно, что вышеприведенные рассуждения подтверждаются результатами наблюдения, которые представлены на рис. 5, где приведены профили узкой компоненты H_α в спектре NGC1068, полученные 8–9.09.1989 г. Соблюдение или нарушение условий СДФ сводилось к соответствию или несоответствию позиционного угла условиям СДФ. В первом случае позиционный угол составлял 20° , во втором 180° . Все остальные условия для обоих случаев были одинаковы. Ширина щели — $20''$. Дисперсия на фотонегативе — $24,8 \text{ \AA/мм}$. Экспозиция — 5 мин. Различия по времени между первой и второй экспозициями были незначительны (около 15 мин).

Из сопоставления профилей виден выигрыш в разрешении как в области ядра, так и в околоядерной области. Выигрыш же в контрасте существен только в околоядерной области.

В заключение автор хочет поблагодарить Э.К. Денисюка, Н.Н. Павлову, Э.Я. Вильковиского, Л.Н. Кондратьеву, Л.Н. Шестакову за ценные советы и замечания в ходе выполнения работы.

Ноябрь. 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Deeming T.J., Trafton L.M. // Appl. Opt. 1971, Vol. 10, N 2, P. 382.
2. Мартынов Д.Я. Курс практической астрономии. М.: Наука, 1967. 139 с.
3. Бочкарев Н.Г., Шаповалова А.И., Жеков С.А. // Сообщ. CAO. 1989. Т. 61. С. 33.
4. Walker M.F. // Astrophys. J. 1968. Vol. 151, N 1, P. 71–97.

СРАВНЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ CCD - И TV-ФОТОМЕТРИИ СЛАБЫХ ЗВЕЗД

В.В. Прокофьева, Е.П. Павленко

Предельные возможности телевизионной фотометрии звезд были оценены для случаев использования вакуумной передающей трубки суперизокон и твердотельного передающего прибора CCD. Опубликованные данные для блеска звезд и средней квадратичной ошибки его измерения были пересчитаны для условий наблюдений на 0,9-метровом телескопе с экспозицией 100 с. Зависимости погрешностей измерения от блеска звезд показали, что цифровой телевизионный комплекс Крымской астрофизической обсерватории, работающий в условиях низкого качества изображений ($\rho = 5''$), уступает по точности измерений блеска слабых звезд CCD-фотометрии, применяемой в условиях хорошего качества изображений ($\rho = 1''$) примерно в 2 раза.

COMPARISON OF THE POSSIBILITIES OF THE CCD- AND TV-PHOTOOMETRY OF FAINT STARS, by V.V. Prokof'eva, E.P. Pavlenko. The limited possibilities were estimated for the TV peak up tube I-Isocon and for CCD for stellar photometry. The published data — mean square error and stellar magnitude — were reduced to the condition of the observations with the 0,9-meter telescope and 100 s exposure time. The dependences m.s.e. — stellar magnitudes have shown that the TV installation of the Crimean Astrophysical Observatory under poor seeing ($\rho = 5''$) has stellar measurement's accuracy of about twice as worse as CCD-photometry under good seeing ($\rho = 1''$).

Введение

Развитие методов измерения блеска звезд ставит целью достижение максимальной проникающей способности при наименьших затратах времени наблюдения. Быстрый прогресс в разработке двумерных оптико-электронных приборов обещает создание приемника, обладающего квантовой эффективностью, близкой квантовой эффективности фоточувствительной поверхности.

Повышение квантового выхода двумерных приемников света позволяет регистрировать изображения слабых звезд практически на всех телескопах, включая телескопы среднего и малого размеров. Принципиальное ограничение на рост проникающей способности накладывают качество изображений и яркость фона ночного неба. Влияние обоих этих факторов иллюстрирует рис. 1, на котором условно показана площадка приемника света, имеющая 4×4 ячейки. На нее падает световой поток от фона неба I_{ns} и от изображения звезды I_{st} в центре двумерной гауссианы, причем принято, что $I_{ns} = I_{st}$. Интегральная интенсивность фона неба существенно превосходит интегральную интенсивность в изображении звезды. Стремление полностью зарегистрировать световой поток от звезды требует регистрации крыльев изображения, а это приводит к значительному и непропорциональному увеличению светового потока от фона неба. Улучшение качества изображений или уменьшение яркости фона неба являются принципиально важными при фотометрии слабых звезд.

Минимизация затрат телескопного времени на измерения блеска звезд требует применения высокочувствительных приемников оптического изображения, позволяющих одновременно регистрировать сотни слабых звезд, попадающих в поле зрения. Быстрота обработки наблюдений достигается использованием возможностей телевидения, обеспечивающих непосредственную связь приемника света с ЭВМ и накопление данных в ее памяти.

Телевизионные системы, отличительной особенностью которых является преобразование оптического изображения в последовательность электрических импульсов — видеосигнал — уже в течение нескольких десятилетий используются для наблюдений звезд. В 60-е годы широко применялись вакуумные передающие трубки различных типов. Фотометрия слабых звезд на трубках класса суперортикон была развита в Крымской астрофизической обсерватории вначале по телевизионным снимкам, а затем, начиная с 1986 г., с применением цифровой регистрации сигнала в ЭВМ [1–10].

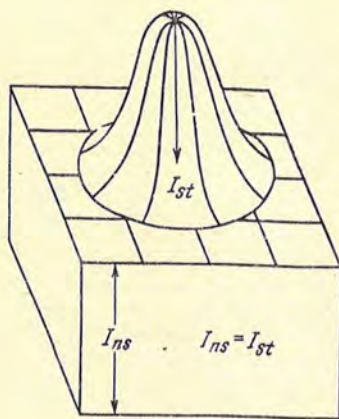


Рис. 1. Схема регистрации светового потока от звезды I_{st} на фоне излучения ночного неба I_{ns} площадкой приемника оптического изображения

В 70-е годы появились и стали применяться для астрономических наблюдений твердотельные передающие приборы. Они широко известны под названием CCD-матриц, что подчеркивает их отличие от вакуумных передающих телевизионных приборов. CCD-матрицы вначале применялись лишь для спектральных исследований, и только в середине 80-х годов появились работы с описанием методики и результатов CCD-фотометрии слабых звезд [11–21]. В некоторых случаях в литературе описаны условия наблюдений и приведена точность измерения блеска звезд различной яркости. Эти данные в совокупности с большим коли-

чеством оценок точности телевизионной фотометрии, имеющимся в распоряжении авторов статьи, позволили нам провести анализ и сравнение предельных возможностей телевизионной фотометрии, осуществляемой как с помощью вакуумных передающих приборов, так и твердотельных. Последние представлены CCD-матрицами, а класс вакуумных передающих приборов — суперизоконом.

1. Преимущества фотометрии с помощью двумерного приемника света в условиях наблюдений слабых звезд

Телевизионные системы с вакуумными или твердотельными передающими приборами являются приемниками оптического изображения, или двумерными приемниками, как их иногда называют. Регистрация оптического изображения, а не светового потока, как это осуществляется с помощью электрофотометрии, является их принципиальным отличием от ФЭУ. Отметим наиболее важные из них. Телевизионные системы позволяют:

- получать одновременно изображения большого числа звезд;
- одновременно регистрировать излучение фона ночного неба и звезд;
- вести обработку данных, задавая размер диафрагмы по реальному размеру изображений данной звезды в данную ночь наблюдений, минимизируя при этом аддитивные помехи от излучения фона неба;
- накапливать информацию на элементах прибора с целью повышения отношения сигнала к шуму;
- оперативно обрабатывать результаты наблюдений многих звезд;
- точность фотометрии звезд с помощью CCD-приборов достигает $\pm 0^m,005$, что совпадает с электрофотометрической точностью.

Напомним принципиальные особенности классического электрофотометрического метода наблюдений:

- электрофотометр с одним ФЭУ измеряет интегральный световой поток, проходящий через диафрагму поля;
- размер диафрагмы поля всегда значительно больше (до 10 раз), чем размер изображения звезды;
- аддитивные шумы, вызванные существенным вкладом излучения фона ночного неба, велики;
- ФЭУ не обладает возможностью накопления сигнала с целью повышения отношения сигнала к шуму.
- ФЭУ имеет широкий динамический диапазон, обеспечивающий высокую фотометрическую точность, но трудности использования дифференциального метода наблю-

дений приводят к потере этой точности из-за колебаний экстинкции земной атмосферы.

Сравнение принципиальных возможностей телевизионного и электрофотометрического методов фотометрии показывает, что при регистрации изображений слабых звезд на фоне ночного неба первый из них обладает явными преимуществами, открывая возможности увеличения проникающей способности. Это подтверждается большим числом публикаций и широким развитием в настоящее время как CCD-фотометрии, так и телевизионной с применением вакуумных приборов.

2. Различие физических принципов регистрации малоконтрастных звездных изображений с помощью суперизокон и CCD

Кратко остановимся на принципиальных особенностях сравниваемых приемников света, которые могут влиять на полученный результат. Основным является используемый в обоих случаях метод увеличения отношения сигнала к шуму, что закладывается в методику наблюдений и обработки данных.

В Крымской астрофизической обсерватории цифровая телевизионная фотометрия выполняется на 0,5-метровом менисковом телескопе. В качестве приемника света применяется передающая трубка ЛИ 804, представляющая собой изокон, совмещенный в единой стеклянной колбе с каскадом электронно-оптического усиления света (суперизокон). Трубка охлаждается сухим холодным воздухом и обычно работает при 0°C , что повышает отношение сигнала к шуму. Накопление потенциального рельефа, образованного излучением исследуемого объекта, производится на мишени передающей трубки. Однако длительность эффективного накопления ограничена растеканием заряда по поверхности мишени. А.Н. Абраменко показал, что при 0°C накопление с сохранением закона взаимозаменяемости идет лишь в течение нескольких секунд. При более глубоком охлаждении это время увеличивается [1]. Накопление информации с целью повышения отношения сигнала к шуму производится также в памяти ЭВМ. Здесь усредняются шумы считывания и отношение сигнала к шуму растет пропорционально корню квадратному из времени накопления или из числа телевизионных кадров, информация которых усредняется.

Приборы CCD работают при глубоком охлаждении, что позволяет производить накопление информации в ячейках этих приборов в течение длительного времени, достигающего часов. Однако в условиях наблюдений слабых звезд на фоне ночного неба ограничение на длительность времени накопления накладывает излучение фона ночного неба, которое в течение нескольких минут заполняет информационную емкость ячеек матрицы, создавая аддитивную помеху при измерениях светового потока от звезд. Поэтому, чем слабее звезда и чем больше относительный вклад излучения фона ночного неба, тем ниже точность фотометрических измерений. Наилучшая фотометрическая точность измерения блеска звезд с помощью матриц составляет $\pm 0^m,005$ и получена в условиях, когда световой поток от звезды превосходит по величине световой поток от площадки фона неба, равной по размеру площади, занимаемой изображением звезды. Ячейка матрицы является линейным приемником света, но емкость ее ограничена. В современных матрицах каждая ячейка может накопить $10^4 - 10^5$ электронов.

В условиях регистрации изображений слабых звезд на фоне ночного неба становится важным такой параметр светоприемной аппаратуры, как контрастная чувствительность. Изокон, в отличие от матрицы, не является линейным приемником света, и физические процессы, ответственные за контрастную чувствительность прибора, значительно сложнее. Эффект перераспределения зарядов на мишени трубки, описанный ее разработчиком Н.Д. Галинским, создает условия подчеркивания контраста [1].

3. Зависимости точности фотометрических измерений от блеска звезд

Сравнения предельных возможностей CCD-фотометрии и фотометрии с помощью суперизокон были проведены по опубликованным данным о точности измерения блеска звезд различной яркости. В большинстве случаев погрешности измерения приведены для звезд известного блеска, игравших роль звезд сравнения при наблюдениях переменных звезд. Средние квадратичные ошибки измерений определялись по достаточно длинным рядам наблюдений, что обеспечивало их статистическую весомость.

Погрешности измерений блеска звезд при CCD-фотометрии взяты нами в основном из публикаций [11–14] и представляют работу матриц различных типов: RCA, RCAI, TI2, TI3 ТЕК. Шумы считывания в них колеблются от 60 до 8 ед/пиксел, число ячеек от 256×256 на матрице RCA, до 800×800 на матрице TI. Все наблюдения выполнены в период с 1987 по 1990 г., большинство из них на 91-сантиметровом телескопе обсерватории Китт-Пик, а некоторые на 180-сантиметровом телескопе в штате Огайо. Длительности экспозиции лежат в пределах от 30 до 750 с.

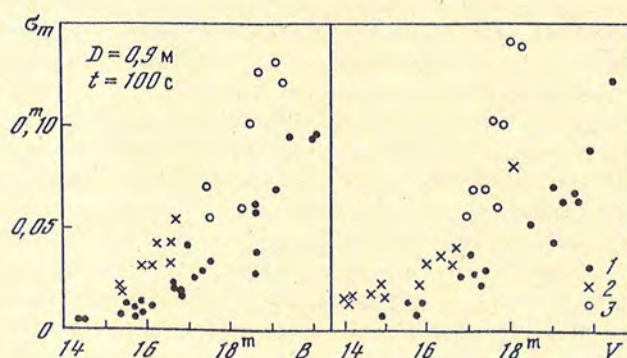


Рис. 2. Средние квадратичные ошибки измерения блеска звезд в цветовых системах В (слева) и V (справа) в зависимости от их блеска

1 — данные CCD-фотометрии; 2 — цифровая, 3 — фотографическая фотометрия, полученные на телевизионном комплексе Крымской обсерватории

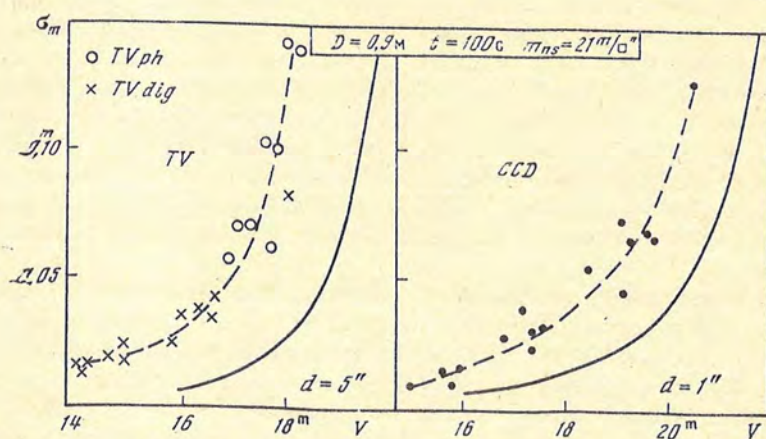


Рис. 3. Сравнение теоретических (сплошная кривая) и практических (штриховая) предельных возможностей фотометрии, выполненной в фотометрической системе V с помощью передающей трубки суперизокон (TV) и на CCD-матрицах

Для оценки предельных возможностей суперизокона были взяты погрешности измерений, полученные при фотометрических исследованиях переменных звезд и астероидов с помощью цифрового телевизионного комплекса Крымской астрофизической обсерватории [2–8]. Наблюдения были выполнены в течение 15 лет с различными передающими трубками. Для анализа использованы также данные, полученные при фотографической регистрации телевизионного изображения и последующем фотометрировании этих снимков. Длительности экспозиций колебались от 40 до 540 с.

Сравнение двух различных приемников света потребовало сведения всех опубликованных данных в единую систему. Был выбран 0,9-метровый телескоп, длительность экспозиций 100 с, и во всех случаях взяты средние квадратичные ошибки измерения блеска звезд. Когда приводились средние квадратичные ошибки измерения блеска разности двух звезд, был сделан соответствующий пересчет.

Сравнение приемников света проводилось по наблюдениям, выполненным в полосах B и V цветовой системы Джонсона и Моргана. На рис. 2 приведены полученные нами зависимости средних квадратичных ошибок измерений от блеска звезд в этих системах. Семейство точек, соответствующее данным CCD-фотометрии (1), лежит ниже, чем данные для фотометрии, выполненной с помощью суперизокона (2, 3). Наивысшая точность при CCD-фотометрии составляет $0^m,005$ для звезд ярче $15^m,5$, а при фотометрии с помощью суперизокона — $0^m,015$ для звезд ярче $14^m,5$. Резкий подъем значений погрешностей измерений в области слабых звезд обусловлен влиянием излучения фона ночного неба. Этот подъем наступает для крымских наблюдений для более ярких звезд, чем при CCD-наблюдениях, что объясняется различным качеством изображений: $1''$ при CCD-наблюдениях и до $5''$ в Крыму. Плохое качество изображений в последнем случае обусловлено расположением 0,5-метрового менискового телескопа на склоне горы и отсутствием отбора наблюдений по качеству изображений. Отметим, что верхняя группа точек на B -зависимости (кружки) лежит ближе к данным CCD-фотометрии, чем аналогичные точки на V -зависимости, потому что первые были получены по отобранным по качеству изображения наблюдениям окрестностей слабого рентгеновского объекта V 1055 Ori [8].

4. Обсуждение результатов

Собранные нами и представленные на рис. 2 данные дают основание для их сравнения с теоретическим пределом. Будем считать, что последний обеспечивает идеальный приемник света, имеющий квантовый выход, равный единице и не вносящий шумов [1]. Точность измерения светового потока в этом случае будет определяться естественными флуктуациями светового потока от звезды и от ночного неба с площадки, равной площади изображения звезды. Поскольку полезный сигнал при фотометрии звезд определяется разностью суммарного потока квантов от звезды N_{st} и от фона неба под ее изображением N_{ns} , зарегистрированного приемником света, и потока квантов от фона неба, то теоретическое значение отношения сигнала к шуму ψ оценивается по выражению

$$\psi = N_{st} (N_{st} + 2N_{ns})^{-1/2}.$$

Сравнение данных, полученных из наблюдений и теоретически для спектральной полосы V , демонстрирует рис. 3 для обоих типов приемников оптического изображения. Квантовый поток от звезды блеска V был рассчитан по выражению [1]

$$N_{st} V = (\pi D^2 / 4) 10^{-0,4 V} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} Q(\lambda) Q_V(\lambda) p(\lambda)^M N_0(\lambda) d\lambda,$$

где D — диаметр телескопа в сантиметрах, $Q(\lambda)$, $Q_V(\lambda)$ коэффициенты пропускания оптики телескопа и набора цветных фильтров, обеспечивающих полосу V , $p(\lambda)$ — спектральная прозрачность атмосферы на воздушной массе M , $N_0(\lambda)$ — значение внеатмосферной фотонной освещенности на длине волны λ , создаваемой звездой нулевой

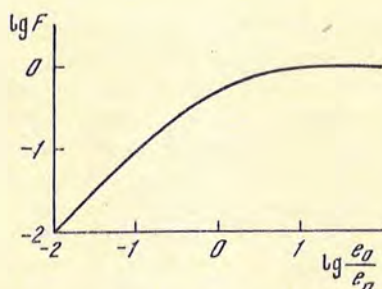


Рис. 4. Зависимость величины действующего квантового выхода от относительной мощности светового I_0 и шумового I_n сигналов

звездной величины произвольного спектрального класса на 1 нм и 1 см, t — время экспозиции в секундах.

При расчетах были использованы: воздушная масса, равная единице; среднее пропускание светофильтра в полосе V , равное 0,5; время экспозиции 100 с, диаметр телескопа 90 см, пропускание оптики телескопа при CCD-наблюдениях $Q=0,8$, а при наблюдениях в Крыму на телескопе, имеющем 4 зеркальных отражения и мениск, — 0,6.

Расчеты фотонного потока от фона неба были сделаны для разных размеров изображений звезд. Уровень яркости ночного безлунного неба был принят $21^m/\text{кв.с}$ [22]. Наилучшее согласие экспериментальных и теоретических кривых, представленное на рис. 3, было получено для качества изображения $5''$ в Крыму и $1''$ при CCD-наблюдениях. Средний размер изображений $5''$ для наблюдений, полученных с помощью цифрового телевизионного комплекса, определяется как низким качеством изображений в месте расположения менискового телескопа (на склоне горы), так и методикой измерений, когда фотометруемая площадка превосходит размер изображения звезды.

Сравнение теоретического и практического пределов фотометрии звезд позволяет сделать для каждого из приемников света оценку величины его действующего квантового выхода (detective quantum efficiency) в реальных условиях наблюдений. Величина DQE определяется выражением [23]

$$DQE = \psi_{out}^2 / \psi_{in}^2 \quad (2)$$

где ψ_{in} — отношение сигнала к шуму на входе приемника света, рассчитанное теоретически [1], ψ_{out} — отношение сигнала к шуму, полученное при наблюдениях. Напомним, что действующий квантовый выход для каждого реального приемника света является величиной переменной и зависит от соотношения мощности полезного и шумового сигналов в данных условиях измерений [1]. Эта особенность величины DQE иллюстрируется рис. 4, где в логарифмическом масштабе показана зависимость функции F от отношения мощности полезного e_0 и шумового e_n сигналов.

$$F = \frac{e_0/e_n}{1+e_0/e_n},$$

$DQE = \epsilon F$, где ϵ — квантовый выход фоточувствительной поверхности приемника света. Для идеального приемника $\epsilon = 1$.

Оценки DQE сделаны для диапазонов звездных величин, где точность измерений еще не ограничивается свойствами приемников света. Для CCD этот диапазон составил $17^m,0-18^m,5$, а для суперизокон — $16^m,0-17^m,5$. Оценки были сделаны для B - и V -наблюдений. Результаты приведены в таблице.

Различие величин DQE в разных областях спектра для изокон находится в пределах точности его оценки, а для CCD вызвано, по-видимому, меньшей чувствительностью этого приемника в области коротких длин волн. В обоих случаях действующий квантовый выход CCD-матриц превосходит действующий квантовый выход суперизокон, работающего в цифровом телевизионном комплексе Крымской астрофизической обсерватории, в 3 раза.

**Действующий квантовый выход, определенный по точности
фотометрических наблюдений слабых звезд**

Приемник света	Область спектра	
	<i>V</i>	<i>B</i>
ССД	$0,12 \pm 0,02$	$0,09 \pm 0,02$
Суперизокон	$0,04 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,01$

Проведенное нами сравнение квантовой эффективности разных приемников оптического изображения, используемых для фотометрии звезд, было выполнено несмотря на разные астроклиматические условия их работы. Это позволило сделать сравнение реальных наблюдений с теоретически оцененными возможностями. Отметим, что при таком сравнении мы, по-видимому, учли влияние качества изображений не полностью. Поэтому в будущем более точное сравнение хотелось бы провести по наблюдениям, полученным в идентичных условиях.

Заключение

Проведенные нами сравнения точности фотометрических измерений блеска звезд показали, что современные твердотельные приборы, в частности ССД-матрицы, превосходят по квантовой эффективности наиболее высокочувствительные вакуумные передающие трубки примерно в 3 раза. Отметим, что математическое обеспечение ССД-наблюдений звезд сейчас высоко развито и позволяет использовать всю полезную информацию оптимальным образом. Этого нельзя сказать про цифровой телевизионный комплекс КРАО, где применено стробирование сигнала и фон неба суммируется по всей ширине строка, а не только под изображением звезды. Развитие системы регистрации информации в КРАО с применением современных ЭВМ даст улучшение точности фотометрии по крайней мере в 1,5 раза. С другой стороны, имеется резерв повышения квантовой эффективности суперизокона за счет увеличения в нем докоммутационного усиления в несколько раз. Отметим, что работы над усовершенствованием суперизокона были прекращены несколько лет назад, а прогресс в развитии матриц за эти годы чрезвычайно высок.

Авторы глубоко благодарят Н.Д. Галинского и А.Н. Абраменко за обсуждение перспектив развития суперизокона и проблем, поднятых в настоящей статье.

Ноябрь. 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абраменко А.Н., Агапов Е.С., Анисимов В.Ф. и др. Телевизионная астрономия / Под ред. В.Б. Никонова. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Наука, 1984. 272 с.
2. Павленко Е.П. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1983. Т. 67. С. 50–54.
3. Павленко Е.П. // Там же. 1988. Т. 79. С. 103.
4. Pavlenko E.P., Pelt J. // IBVS. 1988. N 3252. P. 1.
5. Павленко Е.П., Прокофьева В.В. // Астрон. циркуляр. 1988. № 1530. С. 7.
6. Павленко Е.П., Прокофьева В.В., Долгушин А.И. // Письма в "Астрон. журн.". 1989. Т. 15, № 7. С. 611.
7. Charles P.A., Kidger M.R., Pavlenko E.P., Callanan P.J. // Month. Notic. Roy Astron. Soc. 1991. Vol. 29. P. 567.
8. Прокофьева В.В., Шайкин И.В. // Астрон. циркуляр. 1989. № 1538. С. 13.
9. Абраменко А.Н., Александрин Ю.С., Прокофьева В.В., Якушин В.Н. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1982. Т. 66. С. 218.
10. Абраменко А.Н., Прокофьева В.В., Бондарь Н.И. и др. // Там же. 1988. Т. 78. С. 182.
11. Howell S.B., Szkody P. // Publ. Astron. Soc. Pacif. 1988. Vol. 100. P. 224.
12. Szkody P., Howell S.B., Mateo M., Kreidl T.J. // Ibid. 1989. Vol. 101, № 644. P. 899.
13. Howell S.B., Szkody P., Kreidl T.J. et al. // Ibid. 1990. Vol. 102, № 653. P. 758.

14. Udalsky A., Kaluzny J. // Ibid, 1991. Vol. 103, № 660. P. 198.
15. McClure R., Dan A., Van den Berg D.A., Smith G.H. et al. // Ap. J. 1986. Vol. 307. P. 49.
16. Heasley J.N., Cristian C.A. // Ibid. P. 738.
17. Bolte M., Marleau F. // Publ. Astron. Soc. Pacif. 1989. Vol. 101. P. 1088.
18. Bolte M. // Ap. J. 1987. Vol. 315. P. 469.
19. Stetson P.B. // Publ. Astron. Soc. Pacif. 1987. Vol. 99. P. 191.
20. Penny A.J., Dickens R.J. // Month. Notic. Roy. Astron. Soc. 1986. Vol. 220. P. 845.
21. Lupton R.H., Gunn J.E. // Ap. J. 1986. Vol. 91. P. 317.
22. Лютый В.М., Шапов А.С. // Астрон. журн. 1982. Т. 59. С. 174.
23. Jones R.C. // Adv. Electron. and Electron Phys. 1959. Vol. 11. P. 183.

УДК 520.82 + 520.374

ИСКУССТВЕННЫЙ ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ СТАНДАРТ НА СВЕТОДИОДАХ КАК ОСНОВА ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ТЕЛЕВИЗИОННОЙ ФОТОМЕТРИИ ЗВЕЗД

В.В. Прокофьева, В.В. Бочков, Е.П. Павленко

Искусственный фотометрический стандарт разработан для калибровки фотометрических наблюдений звезд, получаемых с помощью двумерного приемника света. Определение блеска и цвета звезд производится методом фундаментальной фотометрии. Изображения искусственных звезд проектируются во время наблюдений на входной фотокатод телевизионной передающей трубки. Яркость всех звезд одновременно меняется в широких пределах установкой силы тока, проходящего через светодиоды осветителя, причем относительная яркость искусственных звезд известна и остается постоянной.

Инструментальная фотометрическая система v построена для заданной силы тока. Постоянный член редукционной формулы перехода к величинам V системы Джонсона и Моргана определен по наблюдениям стандартных звезд в течение шести лет. В пределах погрешности измерений он постоянен. Формулы редукции показателей цвета $B-V$ и $V-R$ нелинейны. Основное применение описанной методики — исследование слабых переменных звезд и астероидов. Точность измерений $0^m,03 - 0^m,05$.

THE ARTIFICIAL PHOTOMETRICAL STANDARD ON LIGHT DIODES AS THE BASE OF FUNDAMENTAL TV STELLAR PHOTOMETRY, by V.V. Prokof'eva, V.V. Bochkov, E.P. Pavlenko. The artificial photometrical standard is developed for calibration of stellar photometry obtained with two-dimensional light detector. Brightness and colour indexes are defined by conventional technique of fundamental photometry.

The calibration of TV photometrical observations is being made with artificial stars images projected on the entrance photocathode of peak up tube. Known relative brightness of artificial stars images is constant. The brightness of all stars is changing simultaneously within broad range by setting up the strength of the current through the light diodes of illuminator.

The instrumental photometrical system v is constructed for a given strength of the current. A constant member of reduction formula to V -values of Johnson-Morgan system is derive. It has not changed for 6 years. The formulae of colour-index reductions $B-V$ and $V-R$ are not linear.

This technique is mainly applied for investigations of faint variable stars and asteroids. The measurement accuracy is $0^m,03 - 0^m,05$.

Введение

Фотометрические исследования слабых переменных звезд проводятся в Крымской астрофизической обсерватории с помощью высокочувствительной телевизионной аппаратуры уже более 20 лет [1]. Фотографическая регистрация изображений с телевизионного экрана и методика обработки телевизионных снимков звезд давали точность одного измерения блеска звезды около $0^m,08$. Переход на цифровую регистрацию блеска звезд повысил эту точность до $0^m,02 - 0^m,015$ [2, 3]. Высокая точность фотометрии, близкая к точности электрофотометрии, поставила задачу создания инструментальной фотометрической системы и привязки ее к системе Джонсона-Моргана. По аналогии с классической электрофотометрией опорой инструментальной фотометрической системы должен быть специальный фотометрический стандарт.

Специфика телевизионных наблюдений состоит в том, что в телевизионном кадре достаточно уверенно производятся относительные фотометрические измерения. Поэтому в 1976 г. была предложена и осуществлена идея калибровки каждого телевизионного снимка [4, 5]. Поскольку ставилась цель калибровки только изображений звезд, то калибровочный источник света должен был представлять собой звездообразные изображения — искусственные звезды (звездный тест), — размеры которых должны быть близкими средним размерам турбулентных дисков звезд для данного телескопа. Закон распределения интенсивности в изображениях искусственных звезд для точной калибровки должен быть таким же, как в естественных изображениях звезд. Последнее требование трудно выполнимо, так как распределение энергии в кружке рассеяния, создаваемое турбуленцией земной атмосферы и оптикой телескопа, лишь с большими допущениями можно представить двумерной гауссианой. Поэтому здесь жесткого требования мы не ставили.

Широкий диапазон звездных величин, в котором проводятся телевизионные наблюдения, потребовал создания фотометрического стандарта, обладающего возможностями калибровки наблюдений в таком же широком диапазоне яркостей звезд. При этом желательна возможность установки любой наперед заданной яркости калиброванного источника света для обеспечения требования фотометрии: сравнение исследуемого объекта с калиброванным источником света близкой яркости. Для повышения точности привязки к калиброванному источнику света он должен был имитировать изображения нескольких звезд. Известное соотношение блеска искусственных звезд могло обеспечить относительную калибровку каждого наблюдения в шкале Погсона.

1. Характеристики искусственного фотометрического стандарта и области его применения

Искусственный фотометрический стандарт представляет собой специальное оптическое устройство, разработанное А.Н. Абраменко [6]. Устройство располагается вблизи фокальной плоскости телескопа. Оно обеспечивает проектирование изображения звездного теста на входной фотокатод передающей телевизионной трубки непосредственно во время наблюдений. Звездный тест представляет собой миниатюрную пластинку из латунной фольги, в которой имеются 14 отверстий равного диаметра ($d = 0,15$ мм). Отверстия закрыты специально изготовленным набором серых светофильтров, пропускание которых определяет градации яркости искусственных звезд. Отверстия расположены в два ряда, по семь в каждом. Диапазон блеска искусственных звезд в каждом ряду около $0^m,9$. Пластинка с отверстиями освещается с помощью белого экрана, перед которым размещены специально отобранные светодиоды АЛ 102 В. Расположение 25 светодиодов таково, что в фокальной плоскости объектива, проектирующего изображения отверстий на фотокатод передающей трубки, освещенность равномерна [6]. Большое число светодиодов снижает зависимость яркости звездного теста от характеристик отдельных их экземпляров. Спектральное излучение светодиода имеет максимум на длине волны 570 нм и полуширину около 50 нм. Небольшое по величине излучение светодиодов в красной области спектра отсекается светофильтром СЗС-21, установленным в ноябре 1985 г., что изменило опубликованную ранее величину нуля-пункта шкалы звездных величин [7].

Оптическое устройство звездного теста имеет свою фокусировку и юстировку, что позволяет регулировать положение изображения звездного теста в поле зрения передающей трубки. Необходимым требованием является проектирование звездного теста на то место фотокатода, которое освещается фоном ночного неба во время наблюдений. Этим достигается идентичность условий регистрации искусственных и естественных звезд. Размер изображений искусственных звезд на фотокатоде рассчитан так, чтобы он был близок среднему размеру изображений звезд в фокальной плоскости менискового телескопа КраО, где установлен телевизионный комплекс [2].

Уровень яркости всех искусственных звезд определяется силой тока, проходящего через светодиоды. Регулировка силы тока предусмотрена как ступенчатая, с точно известными коэффициентами ее изменения, так и плавная. Это позволяет установить любую яркость звездного теста в его рабочем диапазоне. Последний довольно широк. Специальные исследования зависимости яркости звездного теста от силы тока светодиодов были проведены А.Н. Абраменко. Они показали возможность регулировки яркости искусственных звезд в диапазоне до 12^m , причем зависимость яркости искусственных звезд от силы тока степенная, с показателем степени $K = 1,4 \pm 0,08$ [6]. Измерения силы тока через светодиоды производятся с помощью цифрового прибора, обеспечивающего однопроцентную точность.

Звездный тест впервые был применен для глазомерных оценок блеска звезд на телевизионных снимках в 1977 г. [1, 4, 5]. Для этой цели были сделаны небольшие градации блеска между изображениями искусственных звезд, и использовалась лишь относительная шкала звездных величин теста.

Относительный блеск искусственных звезд успешно применялся также для построения характеристических кривых при фотометрировании телевизионных снимков. Это позволяло иметь шкалу Погсона для тех снимков переменных звезд, где в поле зрения совсем не было звезд известного блеска или попадали одна-две звезды, которых было недостаточно для надежного получения калибровочной кривой. Степенная зависимость яркости искусственных звезд от силы тока, проходящего через светодиоды, была применена в практической работе в 1981 г. при определении звездных величин вторичных R -стандартов в рассеянном скоплении NGC 188 [8]. Стояла задача определения R -величин слабых звезд в диапазоне от 13^m до 16^m , а фотометрическая привязка делалась к звездам скоплений χ и h Per и M67, где R -величины были известны лишь для звезд ярче $12^m,5$. Задача была успешно выполнена, R -величины были определены для 149 слабых звезд. Правильность перехода от ярких стандартных звезд к слабым была проконтролирована по наблюдениям ряда звезд в тех же скоплениях, выполненным в полосе V .

Дальнейшим развитием методологии искусственного фотометрического стандарта явилось создание метода фундаментальной телевизионной фотометрии [9]. Ссылаясь на классика и одного из основателей электрофотометрии звезд проф. В.Б. Никонова, напомним, что "...основная проблема фундаментальной астрофотометрии — определение из наблюдений (без использования каких-либо вспомогательных данных) свободных от систематических ошибок значений внеатмосферных фотометрических характеристик звезд" [10]. Фундаментальный метод электрофотометрических исследований звезд основан на применении радиолюминесцентного источника излучения (РЛИ), с опорой на яркость которого строится инструментальная фотометрическая система, связываемая специальными наблюдениями стандартных звезд с системой Джонсона и Моргана UBV . Нами предлагается искусственный фотометрический стандарт на светодиодах, позволяющий калибровать телевизионные наблюдения в широком диапазоне яркостей исследуемых звезд.

2. Кривые реакции инструментальной фотометрической системы

Инструментальная фотометрическая система определяется спектральной чувствительностью поверхности приемника света и пропусканием светофильтров, выделяющих нужные спектральные области [11]. В качестве приемника света в цифровом телевизионном комплексе КрАО применяется передающая телевизионная трубка ЛИ 804 типа суперизокон, имеющая каскад ЭОП с мультищелочным входным фотокатодом. С 1987 г. стали применяться трубки с новым фотокатодом, имеющим повышенную чувствительность в коротковолновой области спектра и максимум вблизи длины волны 420 нм (рис. 1) [12]. Новый фотокатод наносится на увиолевое стекло УТ-48, пропускающее ультрафиолет почти до 200 нм.

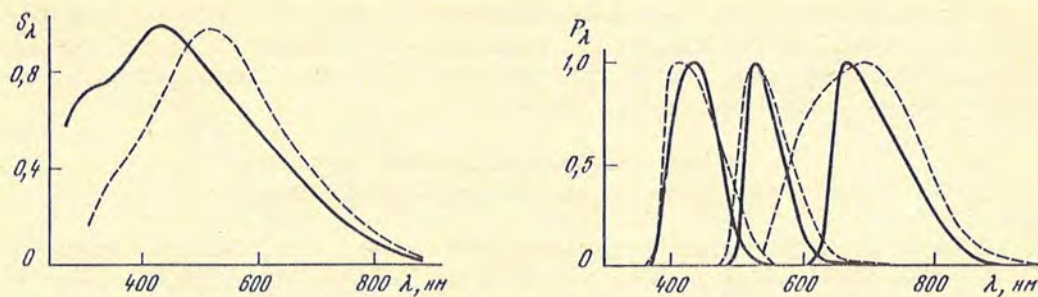


Рис. 1. Относительные спектральные чувствительности входных фотокатодов передающей телевизионной трубки ЛИ 804

Штриховая кривая — обычный мультищелочной фотокатод; сплошная — фотокатод, имеющий повышенную чувствительность в коротковолновой области спектра

Рис. 2. Кривые реакции инструментальной фотометрической системы *bvr* (сплошные кривые) в сравнении с кривыми реакции стандартной цветовой системы *BVR* (штриховые)

Наиболее широко при телевизионных фотометрических наблюдениях используются наборы светофильтров, обеспечивающие кривые реакции, близкие к кривым реакции спектральных полос *B* и *V* системы Джонсона и Моргана и полосы *R* системы Джонсона. Измерения блеска звезд в системах *BVR* настолько многочисленны, что эти системы иногда называют стандартными [13, 14]. Для краткости ниже будем придерживаться такой терминологии.

В таблице для каждой из полос инструментальной фотометрической системы, близких *BVR* системе, приведены марки цветных стекол, составляющих наборы, их толщины, средние длины волн и полуширины кривых реакции для изоэнергетического источника излучения и спектральной чувствительности мультищелочного фотокатода с повышенной чувствительностью в коротковолновой области спектра. Отметим, что общая оптическая толщина каждого из наборов стекол одинакова. Это обеспечивает неизменность фокусировки телескопа при смене спектральных полос.

Кривые реакции инструментальной фотометрической системы приведены на рис. 2. Они построены по данным спектральной чувствительности нового фотокатода для изоэнергетического источника излучения. Там же штриховыми линиями показаны реакции цветовой системы Джонсона и Моргана *B* и *V* и системы Джонсона *R*. Средние длины волн обеих фотометрических систем достаточно хорошо согласуются между собой. Форма же кривых реакций отличается. Так, полоса *V* нашей инструментальной системы уже полосы *V* стандартной системы; полоса *B* имеет у нас более резкий край

Характеристики инструментальной фотометрической системы *bvr* цифрового телевизионного комплекса КрАО

Спектральные полосы	Средние длины волн, нм	Полуширины кривых реакции, нм	Марки цветных стекол	Толщины стекол, мм
<i>b</i>	440	84	СС-5	2,6
			СЗС-22	2,4
			ЖС-10	2,9
<i>v</i>	550	60	СЗС-21	4,0
			ЖС-18	4,2
<i>r</i>	700	119	КС-14	4,2
			ЖС-18	4,0

с длинноволновой стороны; а полоса R несимметрична, имеет резкий подъем в области 650 нм и значительно уже стандартной кривой реакции системы R . В целом инструментальная фотометрическая система характеризуется тем, что ее спектральные полосы практически не перекрываются между собой.

3. Шкала звездных величин и показателей цвета в инструментальной фотометрической системе

Создание инструментальной фотометрической системы, основанной на телевизионных наблюдениях, требует решения двух вопросов: обеспечение шкалы Погсона и определение нуля-пункта. Решение первого из них осложняется тем, что отклик телевизионной системы на световой сигнал от звезд можно считать линейным лишь в ограниченном диапазоне значений видеосигнала. В одном телевизионном кадре этот диапазон в звездных величинах достигает 4 — 5^m и зависит от режима работы трубки [15]. Принятая нами калибровка с помощью изображений искусственных звезд позволяет для каждого наблюдения определить зависимость отклика телевизионной системы от блеска звезд. За нулевую звездную величину принят блеск самой яркой искусственной звезды.

Инструментальная система звездных величин охватывает все телевизионные наблюдения, полученные в различных режимах работы аппаратуры и при различных длительностях экспозиций. Для этого применяется упомянутая выше зависимость яркости искусственных звезд от силы тока, проходящего через светодиоды осветителя. Поправка в звездных величинах, учитывающая различную величину тока при наблюдениях в полосе V , имеет вид

$$v_I = -2,5K \lg(I_V/I_0), \quad (1)$$

где K — коэффициент [6], I_V — сила тока при наблюдениях данной звезды, I_0 — сила тока, определяющая нуль-пункт инструментальной фотометрической системы. Ее величина была нами выбрана равной 40 мкА, чтобы поправка v_I была минимальной при наблюдениях слабых звезд 16—17^m, которые в основном и исследуются телевизионным методом.

При наблюдениях в полосах B и R поправки за величину тока, проходящего через светодиоды, вычисляются по выражениям, аналогичным (1):

$$b_I = -2,5K \lg(I_B/I_0), \quad (2)$$

$$r_I = -2,5K \lg(I_R/I_0). \quad (3)$$

Коэффициент K выражений (1) — (3) был уточнен по специальным наблюдениям звезд в спектральной полосе V . В течение 40 ночей в 1987 — 1991 гг. были получены наблюдения стандартных звезд в диапазоне V -величин от 8^m до 17^m. Для регистрации их блеска применялись как цифровой, так и фотографический методы (последний — для слабых звезд). Обработка наблюдений проводилась так, что по известному блеску V каждой звезды был определен внеатмосферный блеск самой яркой из 14 искусственных звезд. На рис. 3 представлена полученная из наблюдений зависимость, определяющая связь внеатмосферного блеска яркой звезды теста и логарифма отношения величины силы тока I_V при наблюдениях звезды к силе тока I_0 , определяющему нуль-пункт инструментальной системы. По оси ординат отложена разность блеска звезды V и наблюдаемого ее блеска v_I , выраженного в единицах шкалы Погсона звездного теста и вынесенного за атмосферу. Разброс точек на рисунке в основном обусловлен ошибками учета экстинкции, так как обычно используется среднее или среднесезонное значение коэффициента экстинкции, а наблюдения проводились до значений воздушных масс $F(z) = 2$.

Зависимость внеатмосферного блеска яркой звезды звездного теста от силы тока, проходящего через светодиоды, в первом приближении можно представить линейной.

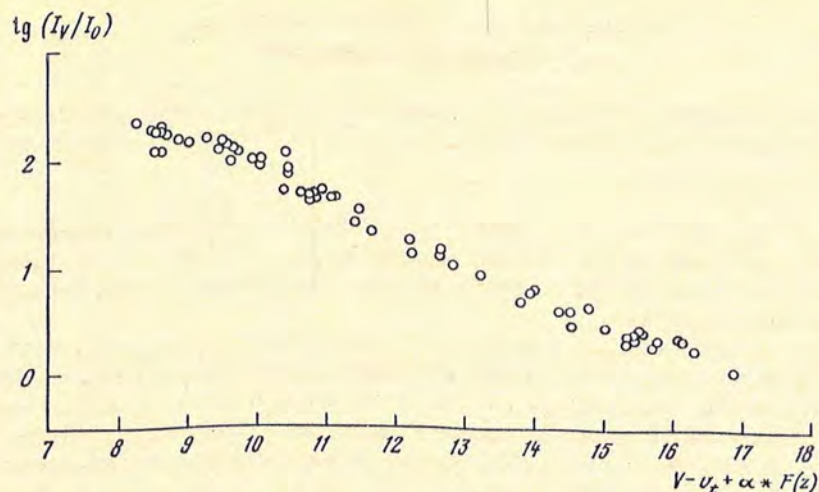


Рис. 3. Зависимость между силой тока, проходящего через светодиоды осветителя звездного теста, и внеатмосферной звездной величиной самой яркой искусственной звезды

Тогда коэффициент $K = 1,45 \pm 0,04$, что практически совпадает с величиной, определенной по лабораторным измерениям и приведенной выше [6]. Более точно зависимость, приведенную на рис. 3, можно представить полиномом третьей степени. Отклонение от линейности в области ярких звезд может быть вызвано изменением температуры светодиодов при больших токах.

Изменение коэффициента K в области слабых звезд, по-видимому, определяется условиями их наблюдений при длительном накоплении потенциального рельефа на мишени трубки, когда расплывание изображений звезд, наблюдаемых и искусственных, может быть разным вследствие различного распределения энергии в кружках рассеяния тех и других. Уточнение зависимости, приведенной на рис. 3, дает резерв повышения точности фотометрии.

Внеатмосферный блеск v и показатели цвета $b - v$ и $v - r$ наблюдаемых звезд определяются в инструментальной фотометрической системе по следующим выражениям:

$$v = v_t - \alpha_v F(z) + v_I, \quad (4)$$

$$b - v = b_t - v_t - (\alpha_b - \alpha_v)F(z) + b_I - v_I, \quad (5)$$

$$v - r = v_t - r_t - (\alpha_v - \alpha_r)F(z) + v_I - r_I, \quad (6)$$

где v_t , b_t , r_t — блеск исследуемого объекта в шкале Пугсона звездного теста; α_b , α_v , α_r — коэффициенты экстинкции в спектральных полосах B , V , R соответственно; $F(z)$ — воздушная масса, на которой получены наблюдения объекта; b_I , v_I , r_I — значения поправок для пересчета наблюдений к единому нуль-пункту инструментальной фотометрической системы согласно выражениям (1) — (3).

Квазиодновременные наблюдения в спектральных полосах B , V , R , которые осуществляются с помощью турели быстрой смены светофильтров и специального электронного сдвига соответствующих изображений звездного поля [2], обеспечивают более высокую точность определения показателей цвета, чем последовательные наблюдения в тех же полосах. Объясняется это отсутствием поправок за величину силы тока при одновременных наблюдениях. Отметим, что потеря света в каждой спектральной полосе составляет при этом 6 раз, а звездный тест ослабляется специальным устройством в 4 раза.

4. Редукция наблюдений к стандартной фотометрической системе BVR

Спектральная полоса V является у нас опорной, как и в системе Джонсона—Моргана. Формула редукции инструментальной системы v к стандартной V имеет вид

$$V = V_0 + v + C_{BV}(B - V). \quad (7)$$

Коэффициент C_{BV} при показателе цвета $B-V$ определялся из наблюдений неоднократно на протяжении нескольких лет. Средняя величина его $C_{BV} = 0^m,08 \pm 0^m,04$. Сравнительно малое значение этого коэффициента позволило в некоторых случаях пренебречь зависимостью от показателя цвета.

Константа V_0 редукционной формулы (7) вычислялась регулярно в течение шести лет по наблюдениям стандартных звезд, включаемых для этой цели в программу наблюдений. Результаты представлены на рис. 4. Вертикальные черточки указывают погрешности измерений. Их величина определяется методом определения экстинкции в данную ночь. В большинстве случаев расчеты велись по среднесезонному значению α_v . При этом ошибки велики и иногда достигают $0^m,2$. В тех случаях, когда α_v было определено в данную ночь тем или иным способом, ошибки значительно меньше и достигают $0^m,05$. В 1991 г. были проведены специальные наблюдения стандартных звезд в течение нескольких ночей. В течение ночи регистрировался блеск v и показатели цвета $b-v$ и $v-r$ восьми-десяти звезд. При обработке этих наблюдений значение V_0 и коэффициент экстинкции α_v определялись решением системы уравнений вида

$$V_i - v_i = V_0 + \alpha_{vi} F_i(z), \quad (8)$$

где V_i — каталожные значения блеска стандартной звезды, v_i — ее блеск в инструментальной фотометрической системе, α_{vi} — значение коэффициента экстинкции в момент наблюдений звезды на воздушной массе $F(z)$. Формально вычисленная погрешность определения величины V и коэффициента экстинкции для наблюдений, полученных при неустойчивой прозрачности 3–4 мая 1991 г., оказалась равной $0^m,15$ и $0^m,05$ соответственно. Невысокая точность определения константы V_0 вынудила нас усреднять данные, полученные в соседние или близкие ночи.

Отметим, что значения V_0 , приведенные на рис. 4, определены для температуры наружного воздуха $+15^\circ\text{C}$. В данные наблюдений, выполненных при другой температуре, были внесены поправки согласно средней зависимости яркости светодиодов от температуры, полученной из наблюдений: яркость растет примерно на $0^m,01$ при уменьшении температуры на 1°C . Близкая зависимость приведена и в [16].

В течение шести лет контроля постоянства константы V_0 на телескопе неоднократно проводились мероприятия, которые могли вызвать ее изменение. Так, стрелочками, направленными вниз, на рис. 4 указаны моменты промывки оптики телескопа, а вертикальная разделительная линия указывает момент демонтажа звездного теста и его промывку. Средние значения величины V_0 , определенные по всем наблюдениям до этого момента ($V_0 = 16^m,45 \pm 0^m,03$) и после него ($V_0 = 16^m,39 \pm 0^m,03$), отличаются на $0^m,06$.

Как упоминалось выше, наблюдения звезд на телевизионном комплексе могут проводиться отдельно в спектральных полосах B , V и R и квазиодновременно в тех же полосах, причем в последнем случае величина постоянного члена V_0 в выражении (7) иная. Она определяется соотношением $V'_0 = V_0 - 2,5 \lg(6/4)$, где цифры под логарифмом означают расчетное ослабление света от звезд и от звездного теста. Величина V'_0 была определена независимо из наблюдений, проведенных в течение последних четырех лет, и оказалась равной $15^m,95$ для температуры светодиодов около 15°C . Таким образом, разность нуль-пунктов формулы перехода от инструментальной фотометрической системы к стандартной в точности равна расчетной величине $0^m,44$. Это говорит о правильности полученных нами значений нуль-пунктов и о их постоянстве в течение нескольких лет.

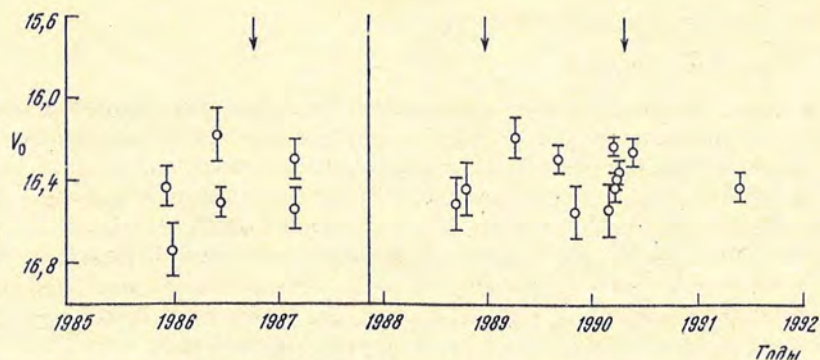


Рис. 4. Результаты определения нуля-пункта V_0 редукционной формулы перехода от инструментальной фотометрической системы v к стандартной V

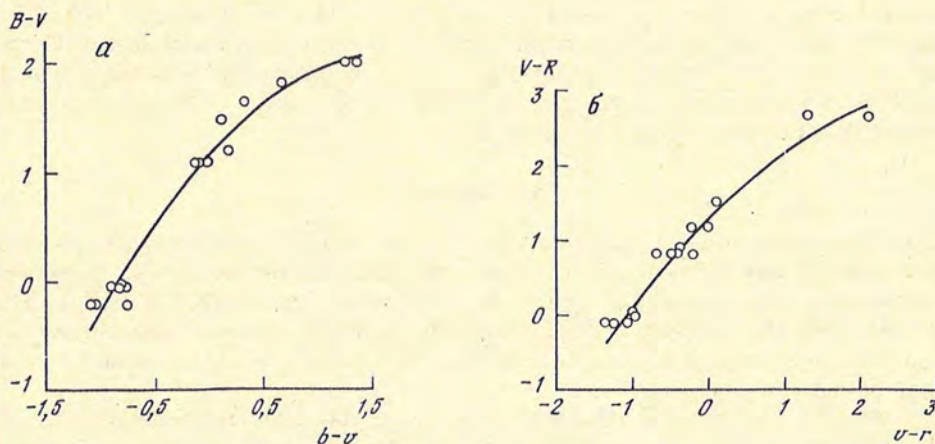


Рис. 5. Редукционные зависимости показателей цвета в стандартной фотометрической системе BVR от показателей цвета $b-v$ (а) и $v-r$ (б), определенных в инструментальной фотометрической системе цифрового телевизионного комплекса

Определение редукционных формул, связывающих инструментальные показатели цвета $b-v$ и $v-r$ с показателями цвета $B-V$ и $V-R$ стандартной системы, было сделано по специальным наблюдениям стандартных звезд весной и летом 1991 г. Для этой цели было отобрано девять звезд, показатели цвета которых $B-V$ и $V-R$ лежали в пределах от $-0^m,21$ до $2^m,01$ и от $-0^m,10$ до $2^m,66$ соответственно. Всего было получено двадцать наблюдений этих звезд.

Значения показателей цвета $b-v$ и $v-r$ в инструментальной фотометрической системе были найдены по соотношениям (5) и (6). Некоторые трудности представляло определение коэффициентов экстинкции. Мы остановились на полуэмпирическом методе определения мгновенного значения экстинкции. Суть его состоит в том, что по наблюдению стандартной звезды в полосе V и выражениям (4) и (7) можно найти коэффициент экстинкции α_v , который соответствует моменту наблюдений данной звезды. Применяя известную зависимость коэффициента экстинкции от длины волны, можно с некоторыми допущениями определить α_b и α_r на этот же момент времени, а значит и α_{b-v} и α_{v-r} .

Мы воспользовались большим количеством определений коэффициентов экстинкции α_v , α_b , α_r , выполненных на Южной станции ГАИШ в Крыму В.Г. Метловым, и эм-

пирически нашли следующие соотношения:

$$\alpha_{b-v} = 0,56\alpha_v, \quad \alpha_{v-r} = 0,29\alpha_v. \quad (9)$$

Данный способ оценки цветовых коэффициентов экстинкции является довольно грубым, так как предполагает некий среднестатистический закон зависимости поглощения света в атмосфере Земли от длины волны. Однако вычисленные нами α_b и α_r для $\alpha_v = 0^m,3$ показали согласие с законом Рэлея. Преимуществом примененного способа является получение мгновенных значений экстинкции для данной звезды.

Полученные нами зависимости между стандартными и внеатмосферными инструментальными показателями цвета приведены на рис. 5. Нелинейность этих зависимостей явно заметна для красных звезд с показателями цвета $B-V$ и $V-R$, большими 1,0. Аналитически эти зависимости описываются следующими выражениями:

$$B-V = 1^m,26 + 4^m,11(b-v) - 0,33^m(b-v)^2, \quad (10)$$

$$V-R = 1^m,28 + 1^m,03(v-r) - 0,14^m(v-r)^2. \quad (11)$$

Среднее квадратическое отклонение измерений от кривых составляет $0^m,10$ и $0^m,12$. Сравнительно большой разброс обусловлен грубым методом учета экстинкции. Однако, как показал опыт, полученные зависимости (10) и (11) дают правильные результаты даже для звезд с показателями цвета $B-V = 1^m,1$ и $V-R = 2^m,2$. Точность редуцирования показателей цвета составляет $0^m,03-0^m,05$.

5. Выводы

Применение искусственного фотометрического стандарта на светодиодах для калибровки телевизионных наблюдений позволило построить инструментальную фотометрическую систему, редуцированную к системе Джонсона и Моргана B , V и системе Джонсона R . Фундаментальный метод фотометрии обеспечивает точность определения величин V и показателей цвета $B-V$ и $V-R$ $0^m,03 - 0^m,05$ при хорошо известных коэффициентах экстинкции.

Методика фундаментальной телевизионной фотометрии применяется при исследованиях слабых переменных звезд и наблюдениях астероидов [17], когда в окрестностях объектов нет звездных фотометрических стандартов.

Точность определения BVR -величин наблюдаемых объектов в стандартной фотометрической системе практически определяется точностью принятых или определенных из наблюдений коэффициентов экстинкции. Наблюдения стандартных звезд, включаемые в программу наблюдений, позволяют оценивать экстинкцию и ее ход со временем. В целях экономии наблюдательного времени можно пользоваться среднесезонными значениями экстинкции.

Авторы благодарят А.Н. Абраменко за разработку и контроль состояния фотометрического стандарта, а также за обсуждение материала статьи, Л.М. Шарипову за предоставление данных фотометрической привязки звездного теста к стандартам в скоплении NGC 188.

Ноябрь.1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абраменко А.Н., Агапов Е.С., Анисимов В.Ф. и др. Телевизионная астрономия. М.: Наука, 1984. 272 с.
2. Абраменко А.Н., Прокофьева В.В., Бондарь Е.И. и др. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1988. Т. 78. С. 182.
3. Прокофьева В.В., Павленко Е.П. // Наст. сб.
4. Абраменко А.Н., Прокофьева В.В. // Астрон. журн. 1977. Т. 54. С. 510.
5. Abramenko A.N., Gerchberg R.E., Pavlenko E.P. et al. // Month. Notic. Roy. Astron. Soc. 1978, Vol. 184, P. 27.
6. Абраменко А.Н., Медведев В.Г., Павленко Е.П., Прокофьева В.В. // Новая техника в астрономии: Приборы и методы исследований. Л.: Наука, 1984. С. 53.

7. Носова Н.Н., Павленко Е.П. // Наблюдения искусств. небес. тел. 1987. № 83. С. 45.
8. Медведев В.Г., Павленко Е.П., Прокофьева В.В. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1985. Т. 73. С. 122.
9. Абраменко А.Н., Павленко Е.П., Прокофьева В.В. // Фотометрические и поляриметрические исследования небесных тел. Киев: Наук. думка, 1985. С. 184.
10. Никонов В.Б. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1976. Т. 54. С. 3.
11. Страйжис В. Многоцветная фотометрия звезд: Фотометрические системы и методы. Вильнюс: Мокслас, 1977. 310 с.
12. Абраменко А.Н., Богачева Л.Г., Верхошенцев А.Е. и др. // Опт.-мех. пром-сть. 1991. № 7. С. 76.
13. Страйжис В. // Методы исследования переменных звезд. М.: Наука, 1971. С. 225.
14. Мартынов Д.Я. Курс практической астрофизики. М.: Наука, 1977. 543 с.
15. Абраменко А.Н., Майер В.А., Прокофьева В.В., Шарипова Л.М. // Опт.-мет. пром-сть. 1991. № 2. С. 10.
16. Горюнов Н.Н., Клейман А.Ю., Комков Н.Н. и др. Справочник по полупроводниковым диодам, транзисторам и интегральным схемам. М.: Энергия, 1976. С. 202.
17. Прокофьева В.В., Демчик М.И., Карачкина Л.Г., Павленко Е.П. // Астрон. вестн. 1992. Т. 26, № 5. С. 3.

УДК 523.853.33

ОТНОСИТЕЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ В СПЕКТРАХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК ЭШЕЛЛЕ

В.К. Прокофьев

Исследован ход центральных максимумов дифракционного распределения интенсивности в спектрах дифракционных решеток эшелле. Показано, что при угле падения, равном углу блеска, пересечение кривых распределения происходит при $\Phi(u) = 0,40$ и поднимается при увеличении угла падения $\varphi = \gamma + \iota$ за счет дополнительного угла ι .

RELATIVE DISTRIBUTION OF INTENSITY IN THE ECHELLE SPECTRA, by V.K. Prokof'ev. The intensity distribution in central maxima of diffraction echelle spectra is investigated. For angles of incidence equal to the blaze angles the intensity distribution curves were found to cross at $\Phi(u) = 0,40$. The crossing points raise if the angle is increasing as $\varphi = \gamma + \iota$ due to additional angle ι .

Дифракционное распределение интенсивности в спектрах каждого порядка решетки эшелле дается выражением [1]

$$\Phi(u) = (\sin u / u)^2, \quad (1)$$

зависящим от аргумента u . Этот аргумент $u = \pi \Delta' / \lambda$ зависит от разности хода Δ' на действующей поверхности b' штриха решетки эшелле (рис. 1) и длины волны λ . Мы имеем

$$\Delta' = b'(\sin \iota + \sin \iota') = 2b' \sin(\beta - \gamma) \cos \frac{\varphi - \varphi'}{2},$$

$$\lambda = \frac{d}{k} (\sin \varphi + \sin \varphi') = 2 \frac{d}{k} \sin \beta \cos \frac{\varphi - \varphi'}{2}.$$

Здесь ι и ι' — углы падения и дифракции относительно нормали n к поверхности штриха b , а φ и φ' — углы падения и дифракции относительно нормали N к поверхности решетки, равные $\varphi = \gamma + \iota$ и $\varphi' = \gamma - \iota'$; угол $\beta = (\varphi + \varphi')/2$ и γ — угол блеска решетки эшелле. Для аргумента u получаем

$$u = k\pi (b'/d) \sin(\beta - \gamma) / \sin \beta.$$

Будем считать вершины штрихов решетки прямоугольными. Тогда величина b' равна

$$b' = b - a \operatorname{tg} \iota = d(\cos \gamma - \sin \gamma \operatorname{tg} \iota) = d \cos \varphi / \cos \iota.$$

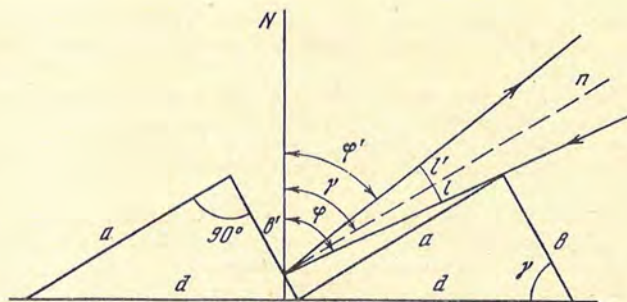


Рис. 1. Схема хода лучей у решетки эшелле

Окончательно для аргумента u получаем выражение

$$u = k\pi(\cos(\gamma + \iota)\cos\gamma/\cos\iota)(1 - \operatorname{tg}\gamma/\operatorname{tg}\beta). \quad (2)$$

Оно зависит от угла блеска γ принятой решетки эшелле, от дополнительного угла ι , который прибавляется к углу блеска решетки, чтобы получить угол падения $\varphi = \gamma + \iota$, от порядка спектра k и от длины волны λ через угол дифракции φ' . Углы φ и φ' должны удовлетворять уравнению решетки

$$\sin\varphi + \sin\varphi' = k\lambda N. \quad (3)$$

Здесь $N = 1/d$ — число штрихов (в миллиметрах) решетки эшелле.

Дифракционная функция $\Phi(u)$ имеет центральный максимум, равный 1 при $u = 0$, и ряд вторичных максимумов небольшой интенсивности (меньше 0,05) и минимумов, равных нулю, по обе стороны от центрального максимума. Вторичные максимумы и минимумы были рассмотрены в [2], где показана возможность одновременного определения фотометрических величин UBV вместе с регистрацией спектров высокого разрешения исследуемых объектов.

Здесь мы остановимся на анализе центральных максимумов дифракционного распределения, его зависимости от углов ι и γ , а также от порядка спектра k , длины волны λ и числа штрихов решетки эшелле N .

Зададимся углом $\gamma = 65^\circ$ и $\iota = 5^\circ$ ($\varphi = 70^\circ$) и исследуем ход функции $\Phi(u)$ от порядка спектра и длины волны для решетки с определенным числом штрихов N на миллиметр.

На рис. 2, а и б приведены результаты расчетов кривых распределения интенсивности $\Phi(u)$ для ряда порядков спектров в двух интервалах длин волн 1830–1900 Å ($k = 98 \div 95$) и 4500–5000 Å ($k = 40 \div 37$) для решетки эшелле с числом штрихов $N = 100$ штр./мм.

На рис. 2, в представлен ход кривых распределения интенсивности $\Phi(u)$ для решетки эшелле с тем же углом блеска $\gamma = 65^\circ$, но другим числом штрихов $N = 50$ штр./мм для участка спектра 3600–3750 Å ($k = 100 \div 96$).

Из приведенных рисунков видно, что все кривые пересекаются при $\Phi(u) = 0,67$, и на этом уровне происходит смыкание участков длин волн спектров соседних порядков k . Мы здесь имеем в спектре каждого порядка k падение интенсивности на 1/3 при переходе от середины этого спектра к его краям.

На рис. 3 представлены результаты расчета кривых распределения интенсивности для решетки эшелле с тем же углом блеска $\gamma = 65^\circ$, но другими углами $\iota = 4^\circ$ ($N = 50$ штр./мм) для участка спектра 3600–3790 Å ($k = 100 \div 97$) и $\iota = 2^\circ$ ($N = 100$ штр./мм) для участка спектра 1800–1850 Å ($k = 100 \div 98$).

Здесь пересечение кривых происходит в другом месте: для $\iota = 4^\circ$ при $\Phi(u) = 0,61$ и для $\iota = 2^\circ$ при $\Phi(u) = 0,51$. Наконец, при $\iota = 0$ (процесс автоколлимации) на рис. 4

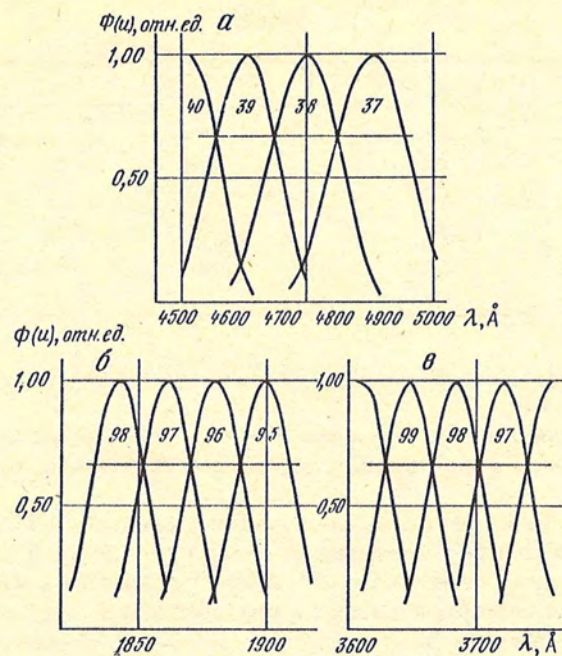


Рис. 2. Распределение интенсивности в спектрах решетки эшелле
а, б — при разных λ и k ; в — при изменении числа штрихов N

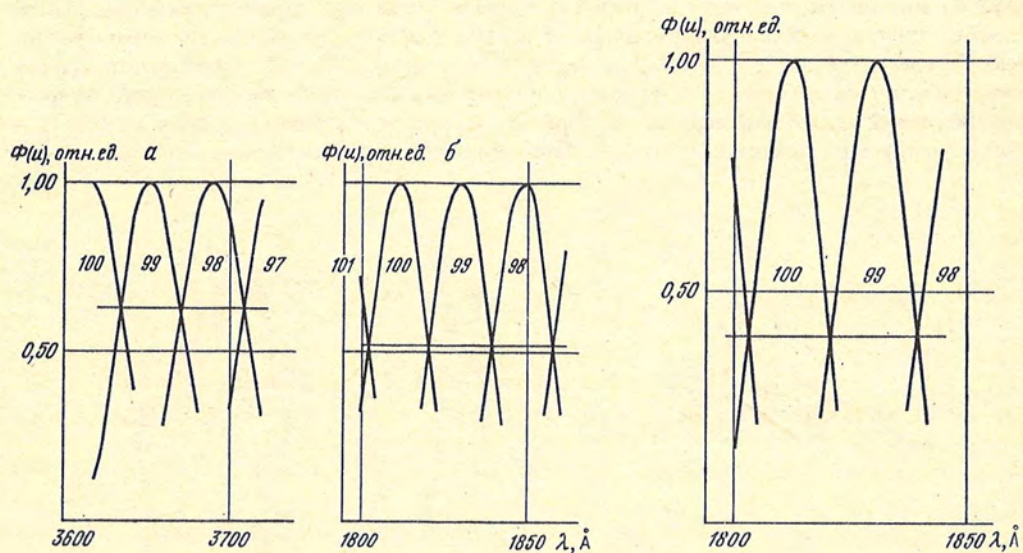


Рис. 3. Распределение интенсивности в спектрах решеток эшелле при $\iota = 4^\circ$ (а) и 2° (б)

Рис. 4. Распределение интенсивности при угле $\iota = 0$

Таблица

ι	$\gamma = 65^\circ$	55°	45°
5	0,67	0,59	0,54
4	0,62	0,55	0,51
3	0,57	0,51	0,48
2	0,51	0,47	0,45
1	0,46	0,435	0,43
0	0,40	0,40	0,40

представлен ход кривых спектра 1800–1850 Å ($k = 100 \div 98$). Здесь пересечение кривых упало до $\Phi(u) = 0,40$.

Таков результат для решетки эшелле с $\gamma = 65^\circ$: при уменьшении угла ι до нуля происходит падение пересечения кривых распределения интенсивности от $\Phi(u) = 0,67$ до $\Phi(u) = 0,40$.

Подобные расчеты были проведены для решеток эшелле с $\gamma = 55^\circ$ и $\gamma = 45^\circ$ при дополнительном угле, постепенно уменьшающемся от $\iota = 5^\circ$ до нуля. В этом случае кривые лежат несколько ниже, чем при $\gamma = 65^\circ$, и также стремятся к $\Phi(u) = 0,40$ при $\iota = 0$.

Результаты расчетов собраны в таблице и представлены на графике рис. 5. Все кривые распределения интенсивности при разных γ и $\iota = 0$ пересекаются в одном месте при $\Phi(u) = 0,40$, т.е. происходит падение интенсивности от центра спектров к краям до 2,5 раз. В этом случае лучи падают на каждую ступеньку решетки эшелле по направлению нормали к ней и возвращаются (дифрагируют) обратно в том же направлении (автоколлимация).

Практически имеются две схемы, позволяющие избежать этого при конструировании спектрометров с дифракционными решетками эшелле. Первая — падающий пучок лучей от коллиматора C идет на решетку эшелле E под некоторым небольшим углом δ в направлении, параллельном штрихам решетки эшелле (рис. 6, а), при этом практически сохраняется угол γ , т.е. угол падения на решетку. В действительности угол γ геометрически складывается с углом δ , и угол падения очень незначительно возрастает. Величина угла δ небольшая, не более 5° , тогда угол падения φ вместо угла $\gamma = 65^\circ$ (например) станет $\varphi = 65,19^\circ$. При этом сохраняются кривые распределения

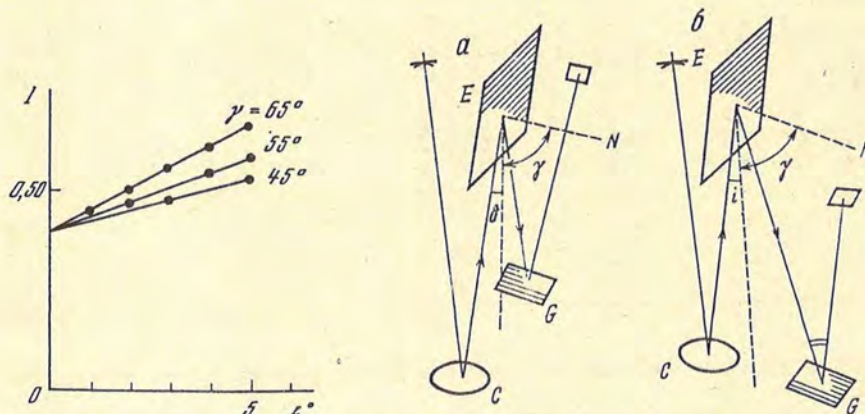


Рис. 5. Зависимость пересечения кривых распределения интенсивности при изменении углов блеска и угла ι

Рис. 6. Ход лучей света в плоскостях: параллельной (а) и перпендикулярной (б) штрихам

интенсивности, которые пересекаются по-прежнему при $\Phi(u) = 0,40$. В этом случае происходит падение интенсивности в 2,5 раза (одна звездная величина) от центра кри-вых к его краям.

Вторая схема — изменение угла падения перпендикулярно штрихам решетки эшелле (рис. 6, б) на небольшой угол ι , при этом угол падения $\varphi = \gamma + \iota$. Как показывает таблица, происходит существенное изменение (повышение) точек пересечения спектров соседних порядков, доходя до $\Phi(u) = 0,67$ при $\gamma = 65^\circ$ и $\iota = 5^\circ$, т.е. выравнивание интенсивности спектра с падением на краях только на 1/3. В итоге при такой установке решетки эшелле получается спектр почти постоянной интенсивности, что представляет-ся выгодным для исследования звездных спектров.

Ноябрь, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пейсахсон И.В. Оптика спектральных приборов, Л.: Машиностроение, 1975, С. 56–64.
2. Прокофьев В.К. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории, 1992, Т. 86, С. 187–194.

УДК 681.3

МНОГОЦЕЛЕВОЙ СТЕНД ДЛЯ ТЕСТИРОВАНИЯ КАМАК-СИСТЕМ

Л.Ф. Злотников, А.Б. Букач

Описано устройство, позволяющее более чем на порядок снизить затраты времени при проведении работ, связанных с разработкой, изготовлением, настройкой, профилактическим и аварийным ремонтом и всеми видами испытаний как простой, так и сложной аппаратуры в стандарте КАМАК. Позволяет полностью автоматизировать поиск основных неисправностей крейтов, модулей и КАМАК-систем на их основе, а также производить измерения электрических величин на магистрали КАМАК. Управляется микропроцессором. Имеется возможность расширения функций стенда с помощью подключения специфических радиоизмерительных приборов и сопряжения с ЭВМ.

MULTIPURPOSE STAND FOR CAMAC TESTS, by L.F. Zlotnikov, A.B. Bukach. The device allowing to reduce by an order of magnitude the time needed for designing, manufacturing, verifying, preventive and off-schedule maintenance and all types of tests for both simple and integrated systems in CAMAC standard is described. The device, controlled by microprocessor, allows fully automated the procedure of searching primary faults of crates, modules and CAMAC systems and to measure electric parameters in CAMAC main lines. A possibility to enlarge the device functions by integration with outside instrumentation and computer is envisaged.

Введение

При разработке новой КАМАК-аппаратуры и ее эксплуатации наиболее трудоемкими являются процессы тестирования и настройки. Традиционно поиск неисправностей в КАМАК-системах проводят с использованием стандартных радиоизмерительных приборов — ампервольтомметров, осциллографов, генераторов сигналов и т.п. [1–4]. При этом полное тестирование крейта КАМАК отнимает 2–3 ч, тестирование модуля — до 30 мин, а тестирование сложной КАМАК-системы — несколько суток. Необходимо отметить, что обычно тестирование производят на постоянном токе, что не позволяет локализовать емкостные утечки, "мерцающие" контакты, паразитные негальванические связи и т.п. Тестирование по высокой частоте на практике настолько трудоемко, что применяется лишь в исключительно редких случаях [1, 4]. Еще более сложную задачу представляет тестирование сложных систем, когда КАМАК-модули установлены в крейте, особенно в процессе работы системы [5, 6]. Следует заметить, что в процессе настройки и эксплуатации приходится неоднократно производить тестирование как единичных модулей и крейтов, так и систем, построенных на их основе. Таким образом, разработчик КАМАК-аппаратуры оказывается перед выбором: либо, затратив

чрезвычайно много сил и времени, обеспечить максимально возможные технические и надежные параметры, либо, сэкономив время, удовлетвориться некоторыми средними характеристиками вновь разрабатываемой аппаратуры. В процессе эксплуатации выбор оказывается еще более жестким, поскольку обеспечение при ремонте или профилактическом обслуживании полного комплекса тестов приводит к длительному простоем дорогостоящей аппаратуры.

С учетом вышеизложенного проблема автоматизации процесса тестирования аппаратуры в стандарте КАМАК представляется весьма актуальной [2—6].

Основные неисправности КАМАК-систем и концепция их поиска

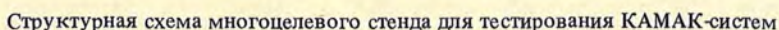
Анализ неисправностей КАМАК-систем показывает, что наиболее часто встречаются следующие типы отказов:

- 1) короткое замыкание, омическая или реактивная утечка между соседними ламелями в разъемах крейтов и модулей КАМАК;
- 2) отсутствие электрической цепи или "мерцающий" контакт между одноименными ламелями разъемов в различных позициях крейта КАМАК;
- 3) отсутствие электрической цепи или "мерцающий" контакт между разъемами крейта и модулей КАМАК;
- 4) отклонения от норм величин питающих напряжений в крейте КАМАК;
- 5) отклонения от норм величин токов, потребляемых модулями КАМАК по цепям питания;
- 6) отклонения от норм величин входных и выходных импедансов модулей по магистрали КАМАК;
- 7) отклонения от норм величин напряжений и токов сигналов, вырабатываемых модулями в магистраль КАМАК;
- 8) наличие высокочастотной негальванической связи между модулями в пределах одного крейта КАМАК;
- 9) ошибки в работе КАМАК-системы, вызванные внешними источниками электромагнитных помех.

Для осуществления оперативного поиска таких неисправностей в КАМАК-системах был создан многоцелевой стенд, структурная схема которого представлена на рисунке.

Многоцелевой стенд для тестирования КАМАК-систем состоит из двух аналоговых мультиплексоров 1 и 2 с рабочим напряжением ± 30 В, источника испытательных сигналов 3, измерительного дифференциального усилителя 4, блока цифрового вольтметра 5, центрального процессора 6, резисторной матрицы 7, крейтового основного соединителя 8, крейтового дополнительного соединителя 9, включенного параллельно основному 8, измерительного соединителя 10, модульного соединителя 11, блока питания 12, набора емкостно-индуктивных датчиков 13, детектирующего усилителя 14, стрелочного измерительного устройства 15, блока расширения системы 16.

Принцип работы стенда заключается в измерении ряда характеристических параметров (т.е. электрических величин, характеризующих различные типы неисправностей). Основными характеристическими параметрами в данном случае являются напряжение, сопротивление и ток в цепях крейта и модулей КАМАК, а также уровень электромагнитных помех в различных точках исследуемой КАМАК-системы. Производя измерения этих величин и проверяя их на соответствие предельным допускам, можно с высокой степенью достоверности обнаруживать соответствующие им типы отказов. Измерение первых трех параметров производится с помощью цифрового вольтметра 5 через усилитель 4 и аналоговые мультиплексоры 1 и 2. Измерения могут производиться во включенном и выключенном крейте КАМАК, причем модули, входящие в состав крейта, могут быть запитаны от блока питания крейта, блока питания стенда 12, либо вообще обесточены. Используя блок расширения системы 16, можно увеличить число измеряемых параметров путем подключения к стенду дополнительных устройств.



Устройство функционирует в следующих режимах:

При этом на табло вольтметра 5 индицируется величина сопротивления утечки между двумя соседними ламелями, а на табло процессора 6 – номера неисправных ламелей. В случае если величина омической утечки между первой и второй ламелями лежит в пределах нормы, процессор повторяет эту операцию между ламелями 2А и 3А, 3А и 4А и т.д. Таким образом, при обнаружении неисправности процесс тестирования прерывается и после устранения причины остановки вновь повторяется с ламели 1А. После прохождения теста на омические утечки между соседними ламелями в разьемах крей-

та КАМАК процессор переключает источник сигналов 3 в режим генерации напряжения высокой частоты. При этом источник сигналов 3 генерирует на выходе испытательный сигнал частотой 1 МГц, после чего поиск реактивных утечек между соседними ламелями в разъемах крейта осуществляется аналогично поиску омических утечек.

При тестировании модулей КАМАК проверяемый модуль включается в модульный соединитель 11, испытательное постоянное или высокочастотное напряжение из источника 3 через мультиплексор 1 поступает на тестируемую ламель соединителя 11, напряжение с соседней ламели соединителя 11 через второй канал мультиплексора 1 и усилитель 4 подается на блок вольтметра 5, где контролируется процессором 6.

2. *Поиск обрывов электрической цепи и "мерцающих" контактов между одноименными ламелями разъемов в различных позициях крейта КАМАК.* Для работы в этом режиме основной соединитель 8 и измерительный соединитель 10 включаются в тестируемые позиции обесточенного крейта КАМАК (т.е. позиции, прохождения сигналов между которыми необходимо протестировать). По команде центрального процессора 6 источник сигналов 3 устанавливается в режим генерации постоянного тока. Постоянный ток эталонной величины через мультиплексор 1 и резисторную матрицу 7 поступает поочередно на все ламели соединителя 8. Одновременно мультиплексор 2 подключает соответствующие ламели соединителя 10 к общему проводу. Падение напряжения на резисторной матрице 7, пропорциональное сопротивлению тестируемой шины КАМАК, через усилитель 4 поступает на блок вольтметра 5. При обнаружении неисправности процессор 6 переходит в режим ожидания. На табло цифрового вольтметра 5 индицируется величина сопротивления неисправной шины крейта. Табло процессора 6 при этом индицирует номер ламели, соответствующий этой шине крейта. После полного прохождения теста по постоянному току процессор 6 переводит источник испытательных сигналов 3 в режим генерации тока высокой частоты и процесс тестирования повторяется.

3. *Поиск обрывов электрической цепи и "мерцающих" контактов между разъемами крейта и модуля КАМАК.* При работе в этом режиме основной соединитель 8 включается в тестируемую позицию крейта, измерительный соединитель 10 — в дополнительный 9, тестируемый модуль — в модульный соединитель 11, после чего на крейт КАМАК подается питающее напряжение. С пульта центрального процессора 6 в память записывается пороговая величина тока через ламели соединителей 8 и 11. Напряжения с резисторной матрицы 7, пропорциональные токам, через ламели модуля КАМАК, аналоговые мультиплексоры 1 и 2 и измерительный дифференциальный усилитель 4 поступают на блок цифрового вольтметра 5, где оцифровываются. Оцифрованные величины токов поступают в процессор 6, где сравниваются с пороговой величиной тока, записанной в памяти процессора 6. В случае если ток через ламели модуля меньше пороговой величины, процессор 6 переходит в режим ожидания и индицирует номер неисправной ламели. На табло вольтметра 5 индицируется величина тока через исправную ламель модуля КАМАК. При работе в этом режиме процессор 6 станда позволяет устанавливать до шести различных групп ламелей с различными пороговыми токами. Так, например, пороговые токи для информационных ламелей, ламелей питания, дополнительных сигнальных ламелей и неиспользуемых в данном модуле ламелей устанавливаются, как правило, разной величины, что позволяет исключить ложные сообщения о неисправностях. Поскольку частота тестирования ламелей процессором достигает 100 КГц, удастся надежно локализовать не только обрывы цепи и "мерцающие" контакты между разъемами крейта и модулей, но и подобные им типы отказов внутри интегральных микросхем, транзисторов, диодов и других радиокомпонентов, электрически соединенных с КАМАК-магистралью модулей.

4. *Контроль питающих напряжений в крейте КАМАК.* Для работы в этом режиме измерительный соединитель 10 включается в дополнительный 9, а крейтовый соединитель 8 — в тестируемую позицию включенного крейта. С пульта процессора 6 в память записывается предельная величина абсолютной погрешности для всех питающих на-

пряжений в крейте КАМАК. Как и в предыдущем случае, ламели питания могут быть разбиты на шесть групп с различными предельными погрешностями. Контролируемые напряжения с соединителя 8 через соединители 9 и 10, мультиплексор 2 и усилитель 4 поступают в блок цифрового вольтметра 5. После считывания оцифрованных величин этих напряжений из блока вольтметра 5 процессор 6 осуществляет сравнение имеющей место погрешности с величиной, записанной в его памяти. В случае превышения заданной погрешности процессор 6 переходит в режим ожидания, и на табло вольтметра 5 индицируется величина напряжения питания на неисправной ламели. Номер неисправной ламели индицируется на табло процессора 6.

5. *Контроль токов, потребляемых модулями КАМАК по цепям питания.* При работе в этом режиме основной соединитель 8 включается в тестируемую позицию крейта, измерительный соединитель 10 — в дополнительный 9, а тестируемый модуль — в модульный соединитель 11. С пульта процессора 6 в память записываются величины предельных токов для различных групп ламелей питания (до шести групп). Напряжения, пропорциональные токам, потребляемым модулем, по цепям питания с резисторной матрицы 7 через пару соединителей 9 и 10 и мультиплексоры 1 и 2 поступают на дифференциальный усилитель 4 и затем на блок цифрового вольтметра 5. Оцифрованные значения токов из вольтметра 5 считываются в процессор 6, где сравниваются с величинами, записанными в памяти. В случае если реально протекающий по одной из цепей питания ток превышает предельную величину, заданную с пульта процессора 6, последний переводится в режим ожидания и индицирует номер неисправной ламели. При этом цифровой вольтметр 5 индицирует величину тока через эту ламель.

6. *Контроль величин входных импедансов модулей (выходных импедансов) по магистрали КАМАК.* Для работы в этом режиме измерительный соединитель 10 включается в дополнительный 9, а тестируемый модуль — в модульный соединитель 11. При этом питающие напряжения на модуль поступают от внутреннего источника питания 12. С пульта процессора 6 задаются предельные значения импедансов для различных групп ламелей. Испытательный сигнал постоянного или переменного (1МГц) тока с источника 3 через аналоговый мультиплексор 1, соединители 10 и 9, резисторную матрицу 7 и соединитель 11 поступает на ламели тестируемого модуля КАМАК. Предельные величины импедансов для различных групп ламелей сравниваются с реально имеющимися место в процессоре 6. Измерение реального импеданса производится следующим образом: напряжение, пропорциональное импедансу тестируемой ламели, с резисторной матрицы 7 через соединители 9 и 10, аналоговые мультиплексоры 1 и 2 и измерительный усилитель 4 поступает на блок цифрового вольтметра 5, где оцифровывается и считывается процессором 6. При обнаружении неисправности процессор 6 переходит в режим ожидания, индицируя при этом номер неисправной ламели. Блок цифрового вольтметра 5 индицирует величину входного (выходного) импеданса этой ламели.

7. *Контроль величин напряжений и токов сигналов, вырабатываемых модулями в магистраль КАМАК.* Работа стенда при этом аналогична работе в режиме контроля питающих напряжений и токов, потребляемых модулями по цепям питания (режимы 4, 5). Однако в данном случае контролируемые напряжения с ламелей соединителя 11 поступают на усилитель 4 и вольтметр 5 через аналоговый мультиплексор 1. Поскольку напряжения и токи, вырабатываемые модулями КАМАК в магистраль, могут иметь два дискретных значения (соответствующие логической единице и логическому нулю), в этом режиме работы стенда с пульта процессора 6 для каждой группы ламелей задаются по два предельных значения напряжений и токов (отдельно для лог. 1 и лог. 0), а для исключения ложных сигналов о неисправности во время фронтов логических сигналов (переходов из лог. 0 в лог. 1 и наоборот) процессор 6 блокирует измерительные цепи цифрового вольтметра 5.

8. *Ручной режим работы стенда.* При работе в ручном режиме производится конт-

роль тех же параметров, что и в режимах 1–7. При этом процессор 6 находится в режиме ожидания, а цифровой вольтметр 5 постоянно индицирует величину текущего контролируемого параметра.

Выбор номера ламели осуществляется с пульта процессора 6. Кроме того, подключая к блоку расширения 16 многоканальный осциллограф, самопишущий вольтметр, анализатор спектра, аналоговый интерфейс ЭВМ и т.п., можно производить специфические измерения по любым четырем, заданным с пульта процессора 6, шинам магистрали КАМАК.

9. *Поиск негальванических связей между модулями в пределах одного крейта КАМАК и локализация ошибок в работе КАМАК-системы, вызванных внешними источниками электромагнитных помех.* При работе в этом режиме составные блоки стенда 1–12 и 16 не введены в действие, и поэтому возможно одновременное использование стенда в этом режиме и одном из режимов 1–8. Схема для работы в данном режиме представляет собой измеритель уровня высокочастотных и импульсных электромагнитных помех [7]. Измеритель работает следующим образом: напряжение электромагнитной помехи возбуждает в датчике 13 некоторую ЭДС, которая детектируется и усиливается в 14 и контролируется с помощью стрелочного измерителя 15. Процесс устранения неисправностей, вызванных негальваническими связями и внешними источниками помех, весьма сложен и трудоемок. Сначала с помощью подбора датчика из комплекта 13 и перемещения его локализуют источник помех. Затем, чередуя экранирование источника и вероятных приемников помех с измерениями уровня помех в критических точках, добиваются устойчивой работы КАМАК-системы [7–9].

Основные результаты

Описываемый многоцелевой стенд был применен для настройки и тестирования КАМАК-обеспечения эшелонного спектрографа "СОФИН". Кроме того, для улучшения эксплуатационных характеристик многоцелевой стенд был введен в состав КАМАК-системы "СОФИН" в качестве одного из постоянно действующих устройств [10].

Для проверки эффективности многоцелевого стенда полному комплексу тестов было подвергнуто два экземпляра КАМАК-системы "СОФИН". В состав каждой КАМАК-системы входило 13 модулей (24 позиции в крейте), пять из которых (10 позиций в крейте) являлись вновь разработанными. Применение многоцелевого стенда позволило более чем на порядок сократить время, необходимое для поиска простых неисправностей (короткие замыкания, омические утечки, обрывы электрической цепи) и более чем на два порядка — время поиска сложных неисправностей ("мерцающие" контакты, реактивные утечки, отклонения от норм напряжений, токов и импедансов по магистрали КАМАК, негальванические связи и влияние внешних помех). Кроме того, проведение полного комплекса тестов позволило обеспечить максимально возможные технические и надежность параметры КАМАК-системы "СОФИН". Таким образом, применение многоцелевого стенда для тестирования КАМАК-систем представляется весьма целесообразным при проведении любых работ, связанных с разработкой, изготовлением, настройкой, профилактическим и аварийным ремонтом и всеми видами испытаний как простой, так и сложной аппаратуры в стандарте КАМАК.

Ноябрь, 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мирский Г.Я. Электронные измерения. М.: Радио и связь, 1986. 440 с.
2. Цапенко М.П. Измерительно-информационные системы. М.: Энергоатомиздат, 1985. 435 с.
3. Гелашвили Н.В. Автоматизация поверочных работ. М.: Машиностроение, 1987. 198 с.
4. Аристов О.В., Белоусов Ю.М., Макаров Э.Ф. Автоматизация средств радиотехнических измерений / Под ред. Э.Ф. Макарова. М.: Изд-во стандартов, 1991. 167 с.
5. Курочкин С.С. Системы КАМАК—Вектор. М.: Энергоиздат, 1981. 248 с.

6. Никитюк Н.М. Программно-управляемые блоки в стандарте КАМАК. М.: Энергия, 1977. 239 с.
7. Виноградов Е.М., Винокуров В.И., Харченко И.П. Электромагнитная совместимость радиоэлектронных средств. Л.: Судостроение, 1986. 263 с.
8. Шапиро Д.Н. Основы теории электромагнитного экранирования. М.: Энергия, 1975. 108 с.
9. Гроднев И.Н. Электромагнитное экранирование в широком диапазоне частот. М.: Связь, 1972. 111 с.
10. Букач А.Б., Злотников Л.Ф. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории, 1993. Т. 89 (в печати).

УДК 520,3/8+520,2

СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ ГАММА-ТЕЛЕСКОПА ГТ-48

Ю.Л. Зыскин, В.Г. Шитов

Представлена схема системы управления движением гамма-телескопа ГТ-48 Крымской астрофизической обсерватории. Рассмотрено программное обеспечение, приведен алгоритм управления движением и погрешность ведения для разных областей небесной сферы.

MOVING CONTROL SYSTEM FOR GAMMA-RAY TELESCOPE GT-48, by Yu.L. Zyskin, V.G. Shitov. The scheme of moving control system for gamma-ray telescope GT-48 of Crimean Astrophysical Observatory is presented. The moving control algorithm and software are described. The value of tracking error for different regions of celestial sphere is shown.

Введение

При наблюдениях на гамма-телескопах первого поколения (например, на установке РЧВ-1 КрАО) источник частиц сверхвысоких энергий обнаруживался по превышению скорости счета событий в направлении на него. При этом наблюдения проводились методом дрейфового сканирования (т.е. телескоп был неподвижен во время наблюдений), и необходимости в создании систем управления движением телескопа не возникло.

Гамма-телескоп ГТ-48 Крымской астрофизической обсерватории можно отнести к классу гамма-телескопов второго поколения, отличительной чертой которых является возможность анализа изображения черенковской вспышки с целью выделения гамма-событий. Для выделения гамма-событий применяется целый ряд критериев отбора, т.е. определенных численных характеристик размеров и ориентации изображения вспышки. Эффективность применения таких критериев значительно повышается, если осуществлять наблюдения с применением часового ведения, т.е. сопровождения объекта телескопом. Например, применение метода ложных источников при ведении повышает эффективность наблюдений в несколько раз [1]. Это в сочетании с необходимостью оперативно наводиться на заданный объект привело к созданию автоматизированной системы управления движением (СУД) для гамма-телескопа ГТ-48.

1. Схема СУД

Система управления движением гамма-телескопа ГТ-48 предназначена для управления двумя идентичными монтировками, конструкция и кинематика которых рассмотрена в [1, 2]. Здесь напомним только, что основной особенностью азимутальной монтировки при сопровождении телескопом, установленным на ней, естественных объектов является наличие так называемой мертвой зоны, расположенной в окрестностях зенита, где скорость объекта по азимуту может быть очень большой.

На рис. 1 представлена схема одного из каналов СУД. Она в основном состоит из управляющей ЭВМ, общей для всех каналов, аппаратной части, выполненной в стандарте КАМАК, и узлов, расположенных непосредственно на телескопе, каждая из осей

пает в модуль управления приводом МУП. В МУПе происходит сравнение задающего и обрабатываемого сигналов. Результат сравнения через усилитель мощности, находящийся в блоке управления БУ, управляет скоростью исполнительного двигателя ИД таким образом, чтобы скорость его, преобразованная ДС в частоту, обеспечивала равенство задающей и обрабатываемой частот. Модуль опорных частот МОЧ обеспечивает синхронизацию работы всех остальных модулей системы.

Скоростной контур разработан на основе понятий точной системы стабилизации скорости [5]. Структура и анализ характеристик скоростного контура подробно изложены в [6]. Там же дано описание модулей КАМАК и их взаимодействия. Принципы построения усилителя мощности и описание примененного усилителя даны в [7].

Выходный сигнал контура (скорость вращения вала ИД) через дифференциальный редуктор ДР и основной редуктор Р преобразуется в скорость вращения объекта управления ОУ, угол поворота которого измеряется цифровым преобразователем угла ЦПУ, и через входной регистр подается в ЭВМ в качестве величины A_t , замыкая тем самым контур положения.

Если разность $(A_0 - A_t)$ превосходит $3,1^\circ$, то управляющее воздействие не вычисляется, а в работу включается контур быстрой переустановки. ЭВМ через БУ включает на этот раз асинхронный двигатель быстрой переустановки АД на время, необходимое для достижения рассогласования $(A_0 - A_t) \leq 3,1^\circ$. АД установлен на выходном валу ДР, поэтому редукция от АД к ОУ составляет $\sim 5\,000$, в то время как от ИД $\sim 50\,000$. Электромагнитная муфта ЭМ при включении АД размыкается, и вращение от АД передается как к объекту управления, так и на свободный конец муфты. МУП и БУ устроены таким образом, что одновременное включение ИД и АД, которое может привести к поломке редуктора, невозможно.

Достоинством данной системы управления мы считаем то, что она представляет собой набор программно-управляемых от ЭВМ модулей, выполненных в стандарте КАМАК, включающий в себя модули специального и универсального назначения и управляющий силовой частью электропривода. Модульность конструкции дает возможность относительно гибкого изменения системы (количество каналов управления, наличие/отсутствие коррекции и др.), а наличие программного управления — оперативность в изменении алгоритмов и параметров управления с целью использования других типов двигателей с разными электромеханическими характеристиками и управление механизмами с отличающимися от монтировки ГТ-48 механическими параметрами: люфтом, трением, моментами инерции и т.д.

Технические данные системы управления движением ГТ-48 следующие:

1.	Угол поворота по азимуту	$\pm 270^\circ$
2.	Угол поворота по зенитному расстоянию	$0-90^\circ$
3.	Скорость быстрой переустановки	0,3 об/мин
4.	Погрешность быстрой переустановки	$\pm 3^\circ$
5.	Погрешность наведения	$\pm 20''$
6.	Максимальная скорость следящего привода $\Omega_{\max}$	0,06 об/мин
7.	Диапазон скоростей следящего привода $\Omega_{\max}/\Omega_{\min}$	4095
8.	Погрешность отклонения оптической оси телескопа от направления на объект в режиме ведения	$\leq 1'$
9.	Цикл управления	10 с
10.	Размер мертвой зоны по z (при сохранении погрешности по п. 8)	$\leq 0,5^\circ$

2. Описание алгоритма управления и программного обеспечения СУД

Программа управления движением гамма-телескопа составлена на языках программирования Фортран-4 и Макроассемблер в операционной системе реального времени RSX-11M для ЭВМ CM-4 и состоит из 34 программ, которые можно разделить на подпрограммы высокого и низкого уровней. Подпрограммы высокого уровня, выполненные на Фортране, обеспечивают входной диалог с наблюдателем, управление позиционированием телескопа посредством быстрого и следящего (точного) приводов, ведение объекта телескопом, оперативную индикацию и протоколирование положения телескопа и текущей погрешности наведения. Подпрограммы низкого уровня, выполненные на Фортране и Ассемблере, обслуживают асинхронные прерывания, вычисление текущего звездного времени, преобразование координат, вычисление и выдачу кодов скорости и коррекции, включение и выключение привода, плавность подъема скорости, измерение координат телескопа, контроль питания, стыковки, наличия и исправности модулей и отсутствия упоров.

Программа обеспечивает пользователю следующие возможности:

- 1) выбор необходимого объекта по его имени или координатам (азимутальным или экваториальным);
- 2) оптимальное по времени позиционирование телескопа в точку начала введения с использованием как быстрого, так и следящего приводов;
- 3) ведение телескопа в течение заданного оператором интервала времени;
- 4) оперативный контроль наличия и исправности модулей СУД;
- 5) прекращение движения при достижении упора по какой-либо координате;
- 6) экстренную (в случае необходимости) остановку телескопа по команде оператора;
- 7) протоколирование процесса ведения на внешнем носителе. Протокол управления телескопом (зависимость координат телескопа и текущей погрешности ведения от времени) регистрируется в виде файла на внешнем носителе.

На рис. 2 показана упрощенная блок-схема программы управления движением гамма-телескопа. Приведем краткое описание основных подпрограмм (см. рис. 2).

Подпрограмма выбора объекта и режима управления позволяет оператору в диалоговом режиме выбрать объект для отслеживания либо из списка известных объектов (Суг X-3, Нег X-1, Сас γ -1, NP0532 и т.д.), либо задав азимутальные или экваториальные координаты требуемого объекта. Подпрограмма производит проверку доступности объекта для наблюдений в настоящий момент времени ($z \leq 90^\circ$). Оператор также вводит желаемое время начала и конца ведения и задает требуемый режим управления (только позиционирование в заданную точку, позиционирование с последующим ведением, только часовое ведение от текущего положения телескопа). Такие режимы нужны не только в ходе наблюдений, но и при проведении юстировок и регламентных работ.

Подпрограмма включения привода производит:

- 1) проверку наличия питания на крейте КАМАК;
- 2) стартовый контроль наличия и исправности модулей синтезатора, корректора, управления приводом;
- 3) контроль наличия стыковки;
- 4) контроль отсутствия упоров. В случае наличия упора проверяется правильность направления предполагаемого движения (от упора);
- 5) установку управляющих модулей в исходное состояние (выдает знак направления обратной связи, начальное значение параметра коррекции, разрешение включения привода);
- 6) включение привода.

Вышеописанная процедура производится по каждому из каналов управления (азимут, зенитное расстояние). Проверка наличия и исправности модулей производится

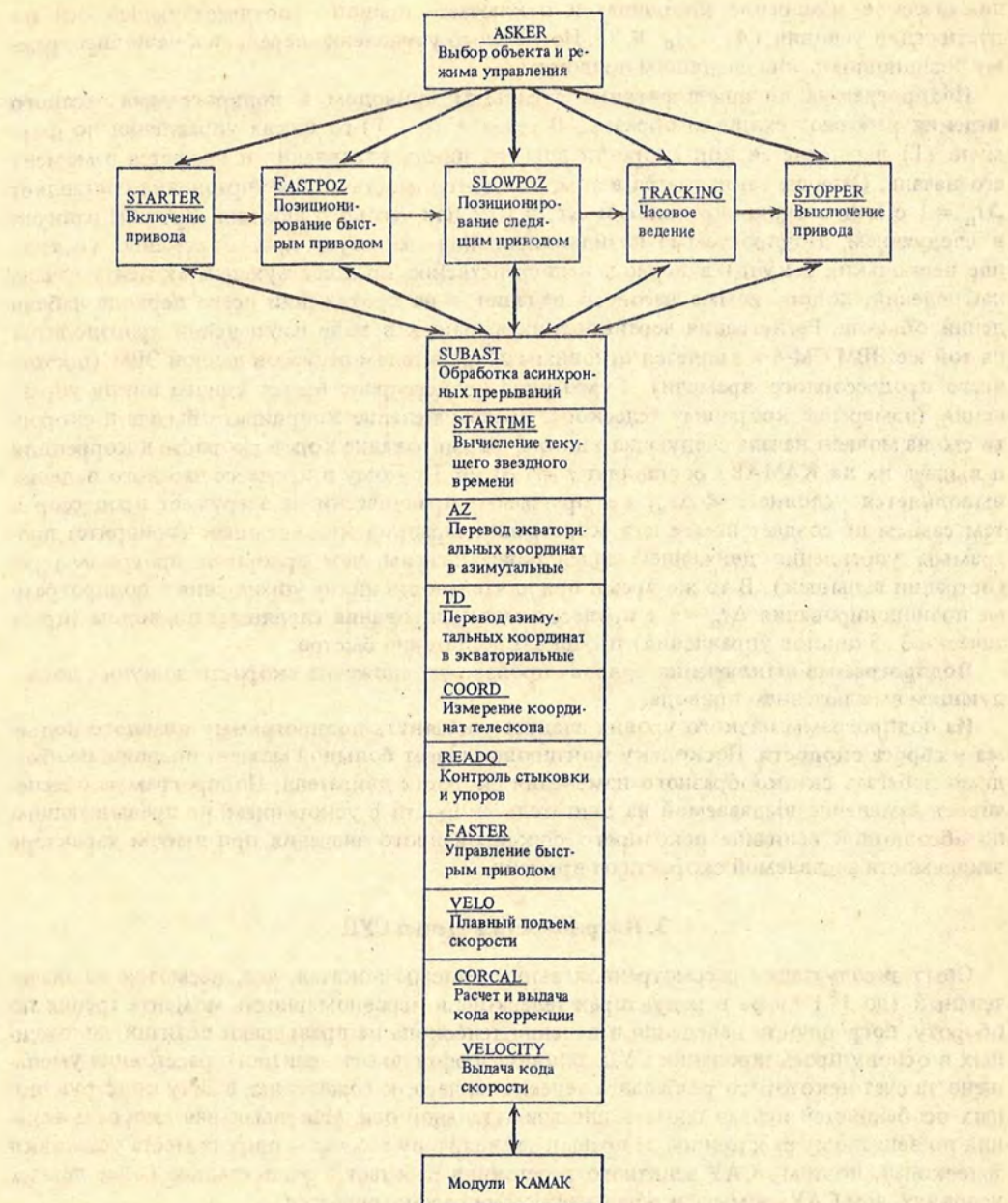


Рис. 2. Блок-схема программного обеспечения СУД

посредством контроля по тайм-ауту сигналов "Q" и "X" магистрали КАМАК. Аналогичную проверку производят динамически все последующие подпрограммы. В случае исчезновения стыковки или неисправности модулей производится вывод диагностирующего сообщения, экстренная остановка телескопа и выключение привода.

Подпрограмма позиционирования быстрым приводом активируется, если рассогласование между требуемой и текущей координатами хотя бы по одной из осей превышает 3° , в противном случае управление передается на следующую подпрограмму. Подпрограмма производит включение быстрого привода, после чего осуществляет

циклическое измерение координат и отключает привод соответствующей оси по достижении условия $(A_i - A_0) \leq 3^\circ$. После этого управление передается на подпрограмму позиционирования следящим приводом.

Подпрограмма позиционирования следящим приводом и подпрограмма часового ведения работают сходным образом. В течение $(i - 1)$ -го цикла управления по формуле (1) вычисляется код скорости для i -го цикла управления и выдается в момент его начала. Отличие заключается в том, что длительность цикла управления составляет $\Delta t_n = 1$ с для позиционирования и $\Delta t_v = 10$ с для часового ведения. Причина отличия в следующем. Подпрограмма позиционирования действует кратковременно (в течение нескольких секунд) в период, непосредственно предшествующий моменту начала наблюдений, подпрограмма часового ведения — на протяжении всего периода наблюдений объекта. Регистрация черенковских вспышек в ходе наблюдений производится на той же ЭВМ СМ-4 и является основным потребителем ресурсов данной ЭВМ (прежде всего процессорного времени). Суммарное процессорное время одного цикла управления (измерение координат телескопа, предвычисление координат объекта и скорости его на момент начала следующего цикла, формирование кодов скорости и коррекции и выдача их на КАМАК) составляет $\tau = 170$ мс. Поэтому в процессе часового ведения выполняется условие $\tau \ll \Delta t_v$, т.е. программа практически не загружает процессор и тем самым не создает помех для регистрации черенковских вспышек (приоритет программы управления движением задан более низким, чем приоритет программы регистрации вспышек). В то же время при длительности цикла управления в подпрограмме позиционирования $\Delta t_n = 1$ с процесс позиционирования следящим приводом (практически 3–5 циклов управления) протекает достаточно быстро.

Подпрограмма выключения привода производит снижение скорости до нуля с последующим выключением привода.

Из подпрограмм низкого уровня следует упомянуть **подпрограмму плавного подъема и сброса скорости**. Поскольку монтаж имеет большой момент инерции, необходимо избегать скачкообразного изменения скорости двигателя. Подпрограмма обеспечивает изменение выдаваемой на двигатель скорости с ускорением, не превышающим по абсолютной величине некоторого фиксированного значения при любом характере зависимости задаваемой скорости от времени.

3. Погрешности ведения СУД

Опыт эксплуатации рассмотренной выше системы показал, что, несмотря на значительный (до 1°) люфт в редукторах телескопа и неравномерность момента трения по обороту, погрешности наведения и ведения телескопа не превышают величин, положенных в основу проектирования СУД. Влияние люфта по оси зенитного расстояния уменьшено за счет некоторого разбаланса телескопа, чего, к сожалению, в силу конструктивных особенностей нельзя сделать для азимутальной оси. Максимальная скорость ведения по зенитному расстоянию не превышает величину $\cos \varphi$ (φ — широта места установки телескопа), поэтому САУ зенитного расстояния работает в относительно более легких условиях, чем САУ азимута, и в дальнейшем не рассматривается.

Графики скоростей изменения азимута носят более сложный характер, связанный с особенностями двухосной монтировки телескопа, о чем упоминалось выше. Эти особенности касаются окрестностей точки зенита, где азимутальная скорость резко возрастает, принимая максимальное значение в момент кульминации.

На рис. 3 приведены результаты расчетов и специально проведенного эксперимента для мнимого объекта, кульминирующего севернее зенита с зенитным расстоянием $0,27^\circ$. На рис. 3, а расчетным путем показано, как изменяется ошибка по азимуту при прохождении мертвой зоны таким объектом, сопровождаемым идеальной САУ по азимуту, имеющей ограничение по максимальной скорости на уровне $84,1$ рад (что соответствует реальной САУ). Однако нас интересует не, собственно, погрешность наведения телескопа по какой-либо из осей, а отклонение оптической оси телескопа

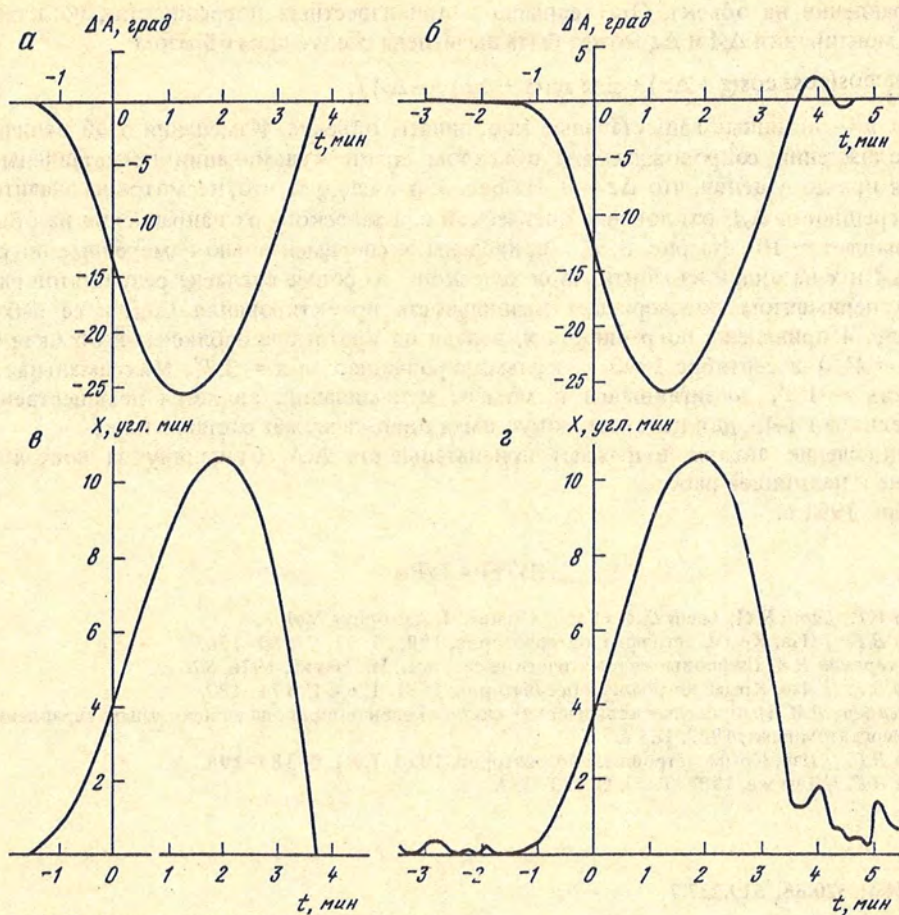


Рис. 3. Погрешность наведения по азимуту (а, б) в картинной плоскости (в, г) при прохождении объектом точки кульминации $sz = 0,27^\circ$
 а, в — расчетные, б, г — экспериментальные кривые

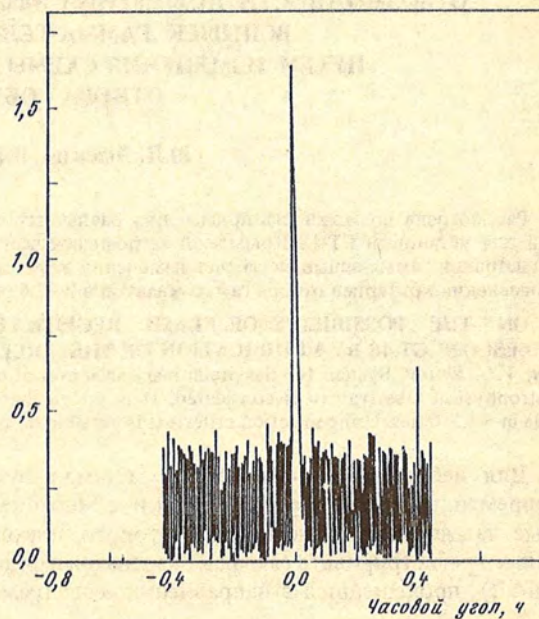


Рис. 4. Зависимость погрешности наведения от часового угла при прохождении через меридиан объекта Суг Х-3 ($\delta = 41^\circ$)

от направления на объект. Эта величина x при известных погрешностях по каждой из осей монтировки ΔA и Δz может быть вычислена следующим образом:

$$x = \arccos(\cos z \cos(z + \Delta z) + \sin z \sin(z + \Delta z) \cos \Delta A), \quad (2)$$

где A и z — истинные азимутальные координаты объекта. Изменения этой величины при прохождении сопровождаемым объектом точки кульминации представлены на рис. 3, а при допущении, что $\Delta z = 0$. Из рис. 3, а, в следует, что, несмотря на значительную погрешность ΔA , отклонение оптической оси телескопа от направления на объект не превышает $\sim 10'$. На рис. 3, б, г приведены экспериментально измеренные погрешности ΔA и x на одной из монтировок телескопа. Хорошее согласие результатов расчета с экспериментом подтверждает правильность проектирования СУД и ее работы.

На рис. 4 приведены погрешность x , взятая из протокола наблюдений объекта Суг Х-3 ($\delta = 41^\circ$) в сентябре 1990 г., кульминировавшего в $z = 3,7^\circ$. Максимальная погрешность $\sim 1,5'$, достигавшаяся в момент кульминации, является несущественной для телескопа ГТ-48, для которого допустимая ошибка может составлять $\sim 5'$.

В заключение авторы выражают признательность А.А. Степаняну за постоянное внимание к настоящей работе.

Ноябрь. 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fomin V.P., Lamb R.C., Lewis D.A. et al. // *Crimean J. Astrophys.* Vol. 3.
2. Шитов В.Г. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1985. Т. 71. С. 180–186.
3. Бессекерский В.А. Цифровые автоматические системы. М.: Наука, 1976. 576 с.
4. Шитов В.Г. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1981. Т. 64. С. 171–180.
5. Трахтенберг Р.М. Импульсные астатические системы электропривода с дискретным управлением. М.: Энергоатомиздат, 1982. 168 с.
6. Шитов В.Г. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1990. Т. 81. С. 183–198.
7. Шитов В.Г. // Там же, 1987. Т. 77. С. 190–197.

УДК 524.1; 520.88; 519.237.7

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ВСПЫШЕК ГАММА-ТЕЛЕСКОПОМ ГТ-48 ПУТЕМ ИЗМЕНЕНИЯ СХЕМЫ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО ОТБОРА СОБЫТИЙ

Ю.Л. Зыскин, В.Г. Шитов

Рассмотрена возможность применения различных схем системы предварительного отбора событий для установки ГТ-48 Крымской астрофизической обсерватории. Показано, что эффективность регистрации гамма-вспышек за счет изменения этой системы может быть увеличена в 1,7 раза, а при применении критериев отбора гамма-квантов в 2–2,6 раза.

ON THE POSSIBILITY OF FLASH REGISTRATION EFFICIENCY FOR THE GAMMA-RAY TELESCOPE GT-48 BY MODIFICATION OF THE PRELIMINARY SELECTION SYSTEM, by Yu.L. Zyskin, V.G. Shitov. System for the preliminary selection of events gamma-ray telescope GT-48 of the Crimean Astrophysical Observatory is considered. It is shown that the efficiency of gamma-quanta registration increases in ~ 1.7 times. Using selection criteria it is possible to increase this efficiency in 2–2.6 times.

Для наблюдений космического гамма-излучения сверхвысоких энергий наиболее современными являются установки с многоканальными светоприемниками, называемые также гамма-телескопами второго поколения. Такие установки позволяют не только регистрировать сам факт черенковской вспышки широких атмосферных ливней (ШАЛ), происшедшей в направлении исследуемого объекта (что характерно для гамма-

телескопов первого поколения), но и давать материал для анализа ее изображения с целью выделения вспышек, инициированных гамма-квантами, на фоне вспышек от космических лучей (КЛ). Из телескопов такого типа на сегодняшний день эксплуатируются установки Обсерватории им. Уиппла [1], Крымской астрофизической обсерватории [2], начинается эксплуатация установки коллаборации HEGRA [3].

Исследования последних лет [4] показали, что эффективность регистрации черенковских вспышек ШАЛ гамма-телескопом второго поколения весьма существенно зависит от параметров светоприемника, прежде всего от его угловой апертуры и размера ячейки. Существенное влияние оказывает и система предварительного отбора событий, основу которой составляет схема совпадений, вырабатывающая мастер-импульс, запускающий процесс регистрации изображения вспышки телескопом. Это связано с тем, что если размеры ячеек сравнимы с характеристическими размерами изображений вспышек, то система предварительного отбора (схема совпадений) будет влиять на вероятность регистрации вспышек. Более того, поскольку размеры гамма-вспышек и вспышек от ядерно-активной компоненты ШАЛ в среднем различаются, то и вышеописанная селекция может проявляться для них в разной степени, что влияет на эффективность применения телескопа для отбора гамма-событий. Разумеется, что этот фактор проявляется в разной степени для различных установок в зависимости, в первую очередь, от размеров ячейки светоприемника. В гамма-телескопе Крымской астрофизической обсерватории ГТ-48 применен 37-канальный светоприемник с размером ячейки $0^{\circ},41$. Характеристические размеры черенковских вспышек составляют согласно данным различных расчетов $0^{\circ},4-0^{\circ},5$ для протонов и $0^{\circ},2-0^{\circ},4$ для гамма-квантов. Близость этих величин между собой указывает на то, что влияние системы предварительного отбора может оказаться существенным.

Гамма-телескоп ГТ-48 в отличие от установок подобного типа не является единой конструкцией, а состоит из двух независимых секций, в свою очередь состоящих из шести элементарных телескопов (модулей), в фокусе каждого из которых находятся светоприемники [2]. Эта конструктивная особенность ГТ-48 (модульность конструкции) позволяет менять соотношение количества светоприемников видимого и ультрафиолетового излучений, а также менять схему системы предварительного отбора. С учетом имеющихся 37-канальных светоприемников видимого излучения первоначально система предварительного отбора для каждой секции выглядела следующим образом.

Сигналы трех светоприемников видимого излучения (три светоприемника ультрафиолетового излучения в предварительном отборе не участвуют) складываются поканально на 37 линейных трехходовых сумматорах, после чего 19 сигналов от центральных каналов светоприемников поступают на мажоритарную схему совпадений двух из 19 для выработки мастер-импульса. Это существующий вариант (*вариант 1*) системы предварительного отбора, с которой проводились наблюдения. Рассмотрим другие возможности построения системы предварительного отбора.

Вариант 2. Для сигналов 19 центральных каналов трех светоприемников видимого излучения линейное суммирование заменяется на логическое умножение (трехходовые схемы совпадений) с последующим логическим сложением полученных 19 сигналов. Результирующий сигнал этих операций предназначен для запуска мастер-импульса. Здесь и далее изменения структуры касаются только системы предварительного отбора при неизменности линейного тракта регистрации.

Вариант 3. Аналогичен варианту 1, но в совпадениях участвуют все 37 каналов по схеме 2 из 37.

Вариант 4. Аналогичен варианту 2, распространенному на все 37 каналов.

Рассмотренные варианты построения системы предварительного отбора для гамма-телескопа ГТ-48 представляются нам естественными (хотя и не единственно возможными). Ниже проведено сравнение эффективности регистрации гамма-вспышек с применением указанных вариантов системы предварительного отбора.

В качестве метода исследования было выбрано монте-карловское моделирование процесса регистрации гамма-телескопом черенковской вспышки в заданном интервале параметров.

Здесь мы укажем основные допущения, принятые в моделировании, детальное описание которого можно найти [5]. В качестве модели изображения черенковской вспышки принято двумерное гауссово распределение яркости в фокальной плоскости:

$$\Phi(x, y) = C \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\left(\frac{x}{a} \right)^2 + \left(\frac{y}{b} \right)^2 \right] \right\},$$

где x, y — координаты в системе, лежащей в фокальной плоскости телескопа. Применимость такой модели обоснована в [4] путем сопоставления с данными наблюдений. В моделировании учитывались следующие факторы, влияющие на процесс регистрации:

- геометрия светоприемника (размеры и структура ячеек);
- фоновое свечение ночного неба;
- флуктуации числа фотоэлектронов, выбиваемых с фотокатода;
- дискретизация электрического сигнала;
- ограниченность динамического диапазона регистрирующей аппаратуры;
- алгоритм выработки мастер-импульса системой предварительного отбора.

Моделирование производилось следующим образом. Для каждой вспышки с помощью генератора псевдослучайных чисел разыгрывались:

- а) положение центроида изображения (x_{0inp}, y_{0inp}) таким образом, чтобы точки x_{0inp}, y_{0inp} были равномерно распределены в фокальной плоскости;
- б) продольный a_{inp} и поперечный b_{inp} размеры вспышки, для которых было принято двумерное гауссово распределение;
- в) ориентация вспышки φ_{inp} , изотропная для первичных протонов и ориентированная на положение источника для первичных гамма-квантов;
- г) суммарный световой поток во вспышке U_{inp} , имеющий степенное распределение с показателем, равным показателю спектра КЛ.

По этим величинам вычисляется световой поток в каждом канале светоприемника с учетом фонового свечения ночного неба, после чего разыгрываются флуктуации числа фотоэлектронов в ФЭУ, для которых было принято пуассоновое распределение. Далее моделируется работа схемы совпадений. В результате моделирования информация о каждой вспышке имеет вид набора амплитуд $A_i, i = 1 \dots N$, где i — номер канала светоприемника, N — полное число каналов, что идентично информации об изображении вспышки, получаемой в реальных наблюдениях.

Полученный набор амплитуд сигналов $\{A_i\}$ является моделью изображения черенковской вспышки, зарегистрированной гамма-телескопом. Далее амплитуды $\{A_i\}$ обрабатываются по процедуре, полностью идентичной обработке реальных событий (вспышек, полученных в наблюдениях). Сначала производится предварительная селекция данных. Отбрасываются события:

- а) имеющие максимальную амплитуду в каком-либо из каналов, принадлежащих к внешнему кольцу светоприемника;
- б) имеющие "зашкаливание" хотя бы в одном из каналов (амплитуда выше максимальной для преобразователя заряд-код);

- в) в которых сумма амплитуд $\sum_{i=1}^N A_i$ ниже некоторой пороговой.

Для отселектированных событий вычисляется полный набор параметров вспышек, т.е. числовых характеристик их размера, формы, положения и ориентации по известным

формулам [4]. Окончательно для каждой имитированной "зарегистрированной" вспышки мы получаем ее продольный a_{out} и поперечный b_{out} размеры, ориентационный угол φ_{out} , положение центроида изображения в координатах светоприемника $x_{0 out}$, $y_{0 out}$ и ряд параметров, связанных с положением и ориентацией вспышки относительно положения наблюдаемого гамма-источника: DIST, AZWIDTH, PROLENGTH, MISS [6].

Вышеописанное моделирование было проведено на ЭВМ СМ-1700. В качестве характеристик конкретной установки были приняты параметры гамма-телескопов ГТ-48 КРАО (площадь зеркал, диаметр светоприемников, геометрия световодов и т.д.).

Выбор порога срабатывания системы предварительного отбора

Порог срабатывания системы предварительного отбора выбирается исходя из допустимой частоты регистрации случайных событий, вызываемых освещенностью ФЭУ фоновым светом ночного неба. Поскольку скорость счета событий для установки ГТ-48 составляет $\sim 1 \text{ с}^{-1}$, то при расчете порога срабатывания следует ориентироваться на частоту случайных совпадений не более $\sim 10^{-4} \text{ с}^{-1}$.

Найдем выражение для частоты случайных совпадений для ГТ-48 со схемой отбора по варианту 1. Если фоновое свечение ночного неба за время τ обеспечивает в среднем $\bar{n}$ фотоэлектронов, выбиваемых с катодов ФЭУ, то вероятность того, что за это время будет получено n фотоэлектронов, равна (согласно распределению Пуассона)

$$P_n = (\bar{n}^n / n!) e^{-\bar{n}}.$$

Следовательно, число флуктуаций с амплитудой n фотоэлектронов за 1 с составит

$$f_{(n)} = \tau^{-1} P_n.$$

Число флуктуаций в секунду с амплитудой, не меньшей n , равно соответственно

$$f_{(\geq n)} = \frac{1}{\tau} \sum_{j=n}^{\infty} P_j.$$

Частота случайных совпадений в двух каналах при этом составляет $f_2 = 2\tau f_{(\geq n)}^2$ [9]. Учитывая, что совпадения могут произойти между любыми двумя из 19 каналов, окончательно имеем расчетную частоту случайных совпадений

$$f_2 = \frac{2}{\tau} C_2^{(19)} \left(\frac{\bar{n}}{n!} e^{-\bar{n}} \right)^2. \quad (1)$$

Для установки ГТ-48 эти величины имеют следующие значения: длительность строка $\tau = 20 \text{ нс}$, среднее число фотоэлектронов за это время $\bar{n} \approx 2$, порог схемы совпадений $n \approx 13$ фотоэлектронов, откуда $f_2 \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ Гц}$. Аналогично при применении схемы отбора по варианту 2 расчетная частота случайных событий составит $f_3 = 3\tau^2 f_{(\geq n)}^3 C_3^{(19)}$, или

$$f_3 = \frac{3}{\tau} C_3^{(19)} \left(\frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}} \right)^3. \quad (2)$$

Здесь n^1 — значение порога для варианта 2, $\bar{n}^1 = \bar{n} 13$, так как в варианте 2 на каждый канал попадает свет от зеркал втрое меньшей площади.

Поскольку в формуле (2) член $\left(\frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}} \right) \ll 1$, то при равных значениях n и n^1 получим $f_3 \ll f_2$, т.е. при одинаковых порогах срабатывания частота случайных срабатываний для трехкратных совпадений значительно ниже, чем для двукратных.

Следовательно, возникает возможность понизить пороги срабатывания n^1 . Поставив условие $f_3 \approx f_2$, получим $n^1 \approx 7$ фотоэлектронов за 20 нс.

Аналогичные выражения легко получить и для вариантов 3, 4.

Результаты расчетов

Моделирование по вышеописанной схеме было проведено для вариантов 1–4. Для каждого из них было разыграно по 10 000 событий: 5000 вспышек от первичного протона и 5000 от первичного гамма-кванта. Для каждого варианта была найдена зависимость вероятности регистрации вспышки от энергии первичной частицы. По этой зависимости определялась эффективная пороговая энергия ШАЛ. Результаты приведены в табл. 1. В последней ее строке приведены значения ожидаемой относительной эффективности регистрации гамма-квантов (т.е. нормированные на эффективность варианта 1. Здесь эффективность $Q = N_\gamma / \sqrt{N_p}$, где N_γ – число регистрируемых гамма-квантов, N_p – число регистрируемых частиц КЛ).

Таблица 1

Вариант	1		2		3		4	
Число совпадающих каналов	19		19		37		37	
Кратность совпадений	2 любых		3 одноимен.		2 любых		3 одноимен.	
Первичная частица	p	γ	p	γ	p	γ	p	γ
Эффективная пороговая энергия, ТэВ	2,7	1,0	4,3	1,4	2,9	0,9	4,5	1,0
Относительная эффективность	1,0		1,28		1,33		1,66	

Анализ табл. 1 показывает, что при переходе от варианта 1 к варианту 2 энергетические пороги возрастают. Однако при этом порог для первичного протона возрастает значительно сильнее, чем для первичного гамма-кванта. Аналогичная ситуация имеет место и для перехода от варианта 3 к варианту 4. Следовательно, при переходе от варианта 1 к варианту 2 (или от 3 к 4) эффективность работы установки ГТ-48 может возрасти, поскольку число регистрируемых гамма-ливней уменьшается в меньшей степени, чем число регистрируемых ядерных ШАЛ.

При переходе от варианта 1 к варианту 2 эффективность возрастает в 1,28 раза, от варианта 3 к варианту 4 – в 1,25 раза, от варианта 1 к варианту 4 – в 1,66 раза. Вышесказанное относится к "собственной" эффективности работы телескопа, т.е. к наблюдениям без применения отбора гамма-событий.

Однако для наблюдений, проводимых с применением критериев отбора гамма-ливней, значения эффективности могут быть отличны от приведенных в табл. 1, поскольку эффективность применения критериев отбора существеннейшим образом зависит от измеряемых размеров изображений вспышек, а эти размеры, как отмечалось выше, в свою очередь зависят от работы схемы предварительной селекции.

В табл. 2 приведены значения эффективности применения критерия отбора LENGTH (размер изображения вспышки по большой оси) и AZWIDTH (азимутальный размер изображения). Эти значения, как и в табл. 1, нормированы на собственную эффективность телескопа для варианта 1.

Таблица 2

Эффективность	Вариант			
	1	2	3	4
$Q_{\text{собст.}}$	1	1,28	1,33	1,66
Q_{LENGTH}	2,6	3,8	3,4	6,8
Q_{AZWIDTH}	3,14	4,55	4,41	6,09

Анализ табл. 2 показывает, что:

1) при переходе от варианта 1 к варианту 2 эффективность применения критериев отбора возрастает, причем возрастает даже сильнее, чем собственная эффективность. То же справедливо и для перехода от варианта 3 к варианту 4;

2) наиболее сильно возрастает эффективность применения критериев LENGTH. Если

для существующего варианта телескопа (1) она ниже, чем эффективность критерия AZWIDTH, то для варианта 4 она превосходит последнюю. Это объясняется тем обстоятельством, что при переходе от двукратных совпадений к совпадениям в одноименных каналах в регистрируемых данных увеличивается относительное содержание всплесков малого размера. Эти всплески чаще вызваны гамма-ливнями, чем всплески большего размера, что и приводит к возрастанию эффективности. Однако для таких всплесков точность измерения ориентационного и, как следствие, азимутального углов низка [5], поэтому критерий AZWIDTH использующий как размеры, так и ориентацию всплесков, оказывается не столь эффективен, как критерий размера всплески LENGTH.

Выводы

Таким образом, схема предварительного отбора событий, применявшаяся при наблюдениях, не является оптимальной. С точки зрения регистрации гамма-квантов, предпочтительнее оказываются варианты, использующие логическое умножение сигналов в одноименных каналах с последующим логическим сложением для выработки мастер-импульса регистрации.

Авторы признательны А.А. Степаняну за постановку задачи и полезное обсуждение и И.И. Борзяк за помощь в оформлении статьи.

Май. 1992 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cawley M.F., Fegan D.G., Harris K. et al. // Experimental astronomy. 1990. Vol. 1. P. 173.
2. Fomin V.P., Kornienko A.P., Neshpor Yu.I. et al. // Crimean J. Astrophys. Vol. 2 (in press).
3. Aharonian F.A., Akhperjanian A.G., Kunkanian A.S. et al. // Proc. 22 th Intern. Cosmic Ray Conf. Ireland. 1991. Vol. 2. P. 615.
4. Зыскин Ю.Л. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1987. Т. 77. С. 179.
5. Зыскин Ю.Л., Корниенко А.П., Степанян А.А. // Там же. Т. 89 (в печати).
6. Hillas A.M. // Proc 19th Intern. Cosmic Ray Conf. USA. 1985. Vol. 3. P. 445.
7. Plyasheshnikov A.N., Bignami G.F. // Il Nuovo Cimento. 1985. Vol. 8C. P. 39.
8. Зыскин Ю.Л. // Вопр. атомной науки и техники. 1987. Т. 2 (33). С. 37.
9. Гольданский В.И., Куценко А.В., Подгорецкий М.И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М.: Физматлит, 1959.

УДК 531.715

ПРОСТЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ

Е.Г. Попов, Г.М. Попов

Описаны лазерные интерферометры, использующие выпуклое малое зеркало для формирования опорного и рабочего пучков. Они просты в изготовлении и юстировке, имеют малый вес и габариты.

THE SIMPLE LASER INTERFEROMETERS, by E.G. Popov, G.M. Popov. The simple laser interferometers with small mirror for the forming standart and work rays are described. This constructions are simple in made and research, and have the small size and weight.

Широко известны классические интерферометры [1–12] Майкельсона и Тваймена–Грина [9], используемые как для оптических измерений, так и для контроля оптических систем. Но они, как и "пробное стекло" Ньютона, пригодны в основном для контроля оптики небольших размеров. С появлением лазеров стало возможным создание неравноплечих интерферометров [2, 9], позволяющих исследовать объективы и зеркала до 6 м и более, применяя эталонную поверхность небольшого размера. Но они сложны по конструкции, громоздки, чувствительны к разъюстировкам. Вдобавок, все они, кроме пробного стекла, чувствительны к перегрузкам, что затрудняет их применение в особенности в космосе. Этому недостатка лишены интерферометры сдвига [2], которые обычно имеют сложную конструкцию и существенный недостаток – трудность интерпретации интерферограмм, поскольку каждая из них получается при интерференции двух волновых фронтов, искаженных неизвестными аберрациями.

Интерферометр Берча [5] требует либо высокоточной голограммы, либо пластинки Берча, трудных в изготовлении.

"Нерасстраивающиеся" интерферометры [13–19] весьма компактны (их размеры не превышают нескольких сантиметров) и, имея цельносклеенную конструкцию, не подвержены разъюстировкам; при этом влияние паразитного света минимально.

Так, например, на рис. 1 в работе [17] описан интерферометр, представляющий собой линзу в виде полусферы, плоская и часть выпуклой поверхности которой покрыта полупрозрачным зеркальным слоем. Размеры ее определяются удобством изготовления (например, 1–2 см); интерферометр устойчив к перегрузкам при выводе на орбиту; если его изготовить из ситалла, устойчив к резким колебаниям температуры и не требует длительной наладки перед работой — все эти качества позволяют использовать его для контроля оптики на орбите, на борту самолета, либо на стратостате; ситалловая линза может работать и в раскаленной газовой струе.

Интерферометр, изображенный на рис. 4 в работе [13], свободен от сферической aberrации в обеих ветвях; он пригоден и для контроля весьма светосильных систем. Сборка и юстировка интерферометра не вызывают затруднений, поскольку юстируемые компоненты — апланатические, со значительным полем зрения, поэтому допуски на юстировку не являются строгими. В этом интерферометре объектив приклеен к основному блоку; размеры 1–3 см. Опорная поверхность — сферическая.

В работе [19] на рис. 2 описан интерферометр для контроля эллипсоидов, который представляет собой плосковогнутую линзу, вогнутая поверхность которой покрыта зеркальным слоем; опорная поверхность — плоская; габариты, вес очень малы; склеенных деталей нет.

Однако и эти интерферометры имеют достаточно сложную конструкцию. Опишем более простые схемы интерферометров.

1. Параболический интерферометр

Этот интерферометр состоит из выпуклого зеркала, имеющего форму параболоида вращения (рис. 1). Пучок параллельных лучей от лазера 1 отражается от параболического зеркала 2 гомоцентрическим пучком, имеющим мнимый фокус в точке F .

Часть пучка (на рисунке это верхняя часть) отражается от параболоида 2, попадает на исследуемое вогнутое зеркало 3, отражается от него и фокусируется в точке F' , которую помещают в непосредственной близости к точке F — это рабочий пучок. Опорным пучком является симметричная (относительно оси $F'F$) рабочей части пучка лазера 1, которая отражается вниз от параболоида 2 и интерферирует с рабочим пучком в заштрихованной части пространства. Картина интерференции может наблюдаться глазом или фотографироваться. Очевидно, полного совмещения точек F' и F достигнуть нельзя (из-за экранирующего действия вершины параболического зеркала 2), но можно, уменьшая радиус кривизны при вершине параболы 2 и применяя

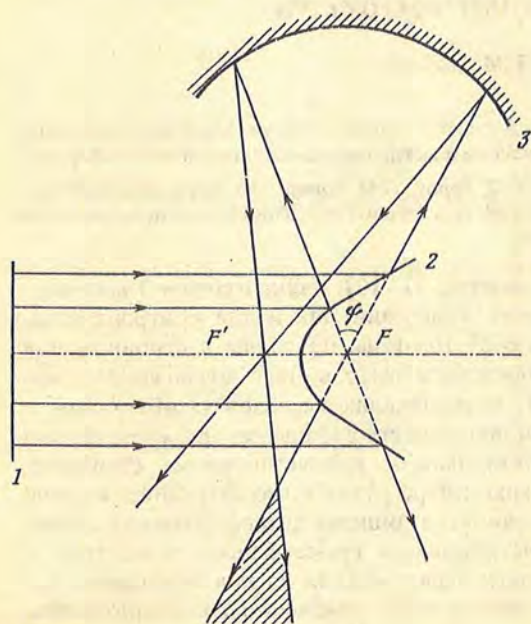


Рис. 1. Параболический интерферометр

более узкий пучок света лазера 1, сблизить точки F и F' до требуемой величины. Тем самым возможно получить требуемое число полос интерференции на интерферограмме.

Практика показала, что желательно иметь радиус кривизны при вершине зеркала 2 не более нескольких десятых долей миллиметра, поэтому изготовление параболы 2 представляет трудности.

2. Сферический интерферометр

Можно обойти эту трудность, заменив параболическое зеркало сферическим, — при малом радиусе кривизны возможно обеспечить получение практически безаберрационных пучков, формирующих изображение в точке F . В роли сферического зеркала можно использовать шарики из оргстекла, получаемые в промышленности путем полимеризации шаровых капель, взвешенных в жидкости. Благодаря этой технологии получается порошок, состоящий из смеси шариков из оргстекла, имеющих различный диаметр — от 0,2 мм до микронных размеров. Доступны также и стеклянные шарики. Поместив шарики на плоскопараллельную стеклянную пластинку и осветив их лучом лазера 1 (рис. 2), выбирают шарик оптимального диаметра, который обеспечивает достаточную интенсивность света в рабочем и опорном пучках, и проверяют работу его со сферическим эталонным зеркалом 3. Опыт показывает, что нет необходимости закреплять шарик на стекле — он удерживается достаточно прочно межмолекулярными силами. Разумеется, подобный интерферометр следует защищать от пыли и загрязнения.

Можно также применять ртутные шарики, расположенные на горизонтальной плоской поверхности стекла; во избежание испарения, т.е. изменения радиуса кривизны, их следует помещать в контейнер с насыщенными парами ртути и при расчетах учитывать преломление на окнах контейнера. Деформация ртутных шариков от гравитации вносит свои аберрации, поэтому их диаметр должен быть достаточно мал.

Более удобен пузырек в толще стекла (ситалла). Целесообразно использовать ситалл СО 156, отличающийся высокой пузырчатостью; выбирать следует пузырьки сферической формы. Дополнительным преимуществом ситалла является его способность рассеивать свет, из-за чего ход лучей в его толще хорошо заметен, что облегчает юстировку прибора. Стекло или ситалл, содержащие пузырек требуемого диаметра (обычно берут пузырьки диаметром от нескольких десятых до нескольких сотых долей миллиметра) обрабатывают, придавая интерферометру правильную форму с плоскими гранями, например форму параллелепипеда с полированными сторонами. Существенно, чтобы грани не были строго параллельны во избежание паразитных рефлексов и интерференции, налагающейся на основную интерференционную картину. Недостатком интерферометра с пузырьком является побочное отражение от внутренней стенки пузырька, вызывающее появление серии параллельных паразитных полос интерференции, налагающихся на основную интерференционную картину. Однако опыт показал, что этот эффект может быть значительно ослаблен выбором угла, под которым освещается пузырек лазером.

При замене параболической поверхности сферической, естественно, появляется сферическая аберрация, искажающая картину интерференции, которую можно оценить следующим образом.

Рассмотрим (рис. 3) сферическую зеркальную поверхность, на которую падает параллельный пучок лучей. Как известно, сферическая аберрация выпуклого сферического зеркала точно равна сферической аберрации вогнутого зеркала, но отличается знаком. (Предполагается, что зеркала работают в параллельном пучке, а их радиусы кривизны равны по абсолютной величине.) Поэтому задачу вывода выражения для волновой сферической аберрации выпуклого зеркала можно заменить более простой и наглядной задачей — вывести выражение волновой аберрации для

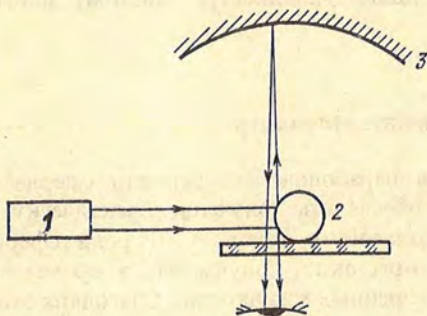


Рис. 2. Сферический интерферометр

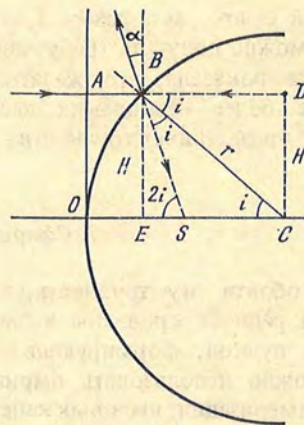


Рис. 3. К теоретическому анализу работы интерферометров

вогнутого зеркала. Пусть на сферическое зеркало (рис. 3) с центром кривизны в точке C падает пучок лучей, параллельных оси SC . Для волнового фронта CD из геометрических соображений находим оптический путь l_0 из точки C в точку S (вдоль оси SC): $l_0 = OC + OS = r + OS$, $OC = r$, $OS = OE + ES$, $OE = r - r \cos i$, $\sin i = H/r$, $ES = H/\operatorname{tg}(2i)$,

$$l_0 = r + (r - r \cos i) + H/\operatorname{tg}(2i).$$

Оптический путь l из точки D в точку S является суммой двух отрезков DB и BS , что дает $\sin(2i) = H/BS$, $\cos i = DB/r$, $DB = r \cos i$, $BS = H/\sin(2i)$,

$$l = r \cos i + H/\sin(2i).$$

Волновая сферическая aberrация N определяется как разность

$$N = l_0 - l$$

или

$$N = r + r - r \cos i + H/\operatorname{tg}(2i) - r \cos i - H/\sin(2i),$$

$$N = H(1/\operatorname{tg}(2i) - 1/\sin(2i)) + 2r(1 - \cos i). \quad (1)$$

Это точная формула. Очевидно, в параксиальной области $i = H/r$ и aberrация $N = 0$. В рассматриваемом типе интерферометра главный луч BE рабочего пучка (а также и опорного пучка) составляет с лучом AB , вышедшим из лазера, угол, близкий к прямому. Допустим, что этот угол равен 90° , что всегда осуществимо в рассматриваемом интерферометре. Приняв $2i = 90^\circ$ в (1), получим

$$N_r = r(2 - \sqrt{2}) - r\sqrt{2}/2 = r(2 - \sqrt{2}) \approx -0,12132r. \quad (2)$$

где N_r aberrация главного луча. Будем считать aberrацию главного луча нуль-пунктом для aberrации ΔN любого луча рабочего (или опорного) пучка:

$$\Delta N = N - N_r = H(1/\operatorname{tg}(2i) - 1/\sin(2i)) + 2r(\sqrt{2}/2 - \cos i) + r\sqrt{2}/2, \quad (3)$$

Введем для удобства вычислений малый угол α для произвольного луча рабочего (или опорного) пучка:

$$\alpha = 2i - 90^\circ, \quad 2i = \alpha + 90^\circ.$$

Значения ΔN_0 (в мкм) при различных r

α , рад r , мм	-0,0435 -2,5	-0,0348 -2	-0,0261 -1,5	-0,0174 -1	-0,0087 -0,5	0 0	0,0087 0,5	0,0174 1	0,0261 1,5	0,0348 2	0,0435 2,5
1	-1,30	-0,917	-0,592	-0,33	-0,132	0	0,067	0,063	-0,009	-0,153	-0,368
0,5	-0,65	-0,458	-0,296	-0,165	-0,066	0	0,033	0,032	-0,005	-0,076	-0,184
0,25	-0,325	-0,229	-0,198	-0,082	-0,003	0	0,0165	0,016	-0,002	-0,038	-0,092
0,1	-0,13	-0,0917	-0,059	-0,033	-0,0132	0	0,007	0,006	-0,001	-0,015	-0,0368
0,05	-0,065	-0,0458	-0,0296	-0,0169	-0,0066	0	0,003	0,003	-0,0005	-0,007	-0,0184
0,025	-0,0325	-0,0229	-0,0198	-0,008	-0,0033	0	0,0016	0,001	-0,0002	-0,004	-0,0092

и перепишем (3) в виде

$$\Delta N = H (\operatorname{ctg} (\alpha + 90^\circ) - \sec \alpha) + 2r \left(\frac{\sqrt{2}}{2} - \cos \frac{\alpha + 90^\circ}{2} \right) + \frac{r\sqrt{2}}{2}. \quad (4)$$

Предельное значение угла $\pm \alpha$ определяет угловую апертуру (телесный угол $\psi = 2\alpha$) как рабочего, так и опорного пучков. Выражения (3) и (4) не учитывают наклона волнового фронта по отношению к сфере сравнения. Вычисления показали, что учет этого наклона резко уменьшает остаточную волновую aberrацию интерферометра ΔN_0 [9]:

$$\Delta N_0 \cong \Delta N + K \alpha r, \quad (5)$$

где K — коэффициент, учитывающий упомянутый наклон. Величина коэффициента K выбирается так, чтобы ΔN_0 оказалась в допустимых пределах (например, определенных допуском Рэлея), либо получила минимальное значение в пределах используемого пучка лучей (рабочего и опорного). Заметим, что ввиду симметрии рабочий и опорный пучки лучей в рассматриваемом интерферометре обладают одинаковой aberrацией. Вычисления показали, что если угол α выражен в радианах, то $K \cong 0,364$.

Приведем значения ΔN_0 как функцию α при различных r , где r — радиус шарика интерферометра (см. таблицу). Видно, что aberrация ΔN_0 выпуклой сферической поверхности довольно значительна, а потому целесообразно применять сферы малого радиуса — не более 0,1 мм, чтобы волновая aberrация удовлетворяла допуску Рэлея $\lambda/4$ для $\lambda = 6328 \text{ \AA} = 0,63 \text{ мкм}$. При этом предельная величина телесного угла $\psi = 2\alpha$ составляет $\sim 5^\circ$. А в действительности, если учесть фокусировку, то волновая aberrация будет еще меньше; для этого в (4) введем член вида [9, с. 57]

$$K_1 (\alpha - b)^2 + K_2,$$

где K_1 , K_2 , b — специально выбранные коэффициенты. Тогда выражение (5) принимает вид

$$\Delta N_0 \cong \Delta N + K \alpha r + K_1 (\alpha - b)^2 + K_2, \quad (6)$$

где ΔN выражено (4).

Вычисления показали, что значение $|\Delta N_0|$ минимально при (α выражено в радианах)

$$K = 0,364, \quad K_1 \cong 0,4445, \quad K_2 \cong 0,00006, \quad b \cong 0,01.$$

При этом для $r = 1 \text{ мм}$ предельная величина телесного угла ψ составляет $\sim 10^\circ$, т.е. подобный интерферометр пригоден и для контроля достаточно светосильных систем; уменьшение r позволяет еще больше увеличить ψ .

Недостатком описанных интерферометров является экранирующее действие отражающей сферы, что затрудняет наблюдение интерферограмм с кольцевыми полосами интерференции.

Выражение (6) было проверено на ЭВМ при помощи программы, составленной по классическим формулам Д.С. Волосова [8] в пределах их допустимости.

Сферические интерферометры были успешно изготовлены и испытаны.

Описанные интерферометры нечувствительны к колебаниям температур, давлений, отличаются малыми размерами, весом, а сферический, кроме того, прост в изготовлении.

Авторы признательны проф. В.К. Прокофьеву и В.И. Пронику за просмотр рукописи и ценные замечания.

Ноябрь. 1991 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Витриченко З.А. Методы исследования астрономической оптики. М.: Наука, 1980.
2. Савин Б.А., Федина Л.Г. // Новая техника в астрономии. Л.: Наука, 1970. Вып. 3. С. 207–212.
3. Sounders J.B. // Astron. J. 1964. Vol. 69. P. 449–451.
4. Dooling D. // Space World. 1990. N 11. P. 7–8.
5. Лукин А.В., Мустафин К.С., Рафиков Р.А. // Опт.-мех. пром-сть. 1973. № 6. С. 67–68.
6. Маскутов Д.Д. Астрономическая оптика. М.; Л.: ОГИЗ, 1946.
7. Попов Г.М. Концентрические системы и их применение в оптическом приборостроении. М.: Наука, 1969. 137 с.
8. Волосов Д.С. Фотографическая оптика. М.: Искусство, 1971. 728 с.
9. Малакара Д. Оптический производственный контроль. М.: Машиностроение, 1985. 368 с.
10. Sounders J.B., Bruening R.J. // Astron. J. 1968. Vol. 73. P. 415–430.
11. Боярчук А.А., Гершберг Р.Е., Границкий Л.В. и др. // Письма в "Астрон. журн." 1984. Т. 10, № 3. С. 163–175.
12. Fienberg R.T. // Sky and Telesc. 1990. Vol. 79, N 4. P. 174.
13. Попов Е.Г., Попов Г.М. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1984. Т. 69. С. 134–140.
14. Попов Е.Г. // Там же. 1983. Т. 67. С. 158–164.
15. Попов Е.Г., Булибеков Б.А. // Физика межзвездной среды. Алма-Ата: Наука, 1983. С. 133–139.
16. Попов Е.Г. // Структура и эволюция космических объектов. Алма-Ата: Наука, 1987. С. 117–122.
17. Попов Е.Г., Булибеков Б.А. // Там же. С. 123–128.
18. Попов Г.М., Попов Е.Г. // Новая техника в астрономии. Л.: Наука, 1984. С. 130–133.
19. Попов Е.Г., Попова М.Б. // Атмосферная нестабильность и адаптивный телескоп. Л.: Наука, 1988. С. 48–50.
20. Попов Е.Г., Булибеков Б.А. К вопросу об интерпретации наблюдений эффекта Доплера. Алма-Ата: Наука, 1992 (в печати).
21. Попов Е.Г., Левин Г.Г. Наблюдения газовых струй при помощи интерферометра. М.: Наука, 1992 (в печати).
22. Современные телескопы / Под ред. Дж. Бербиджа и А. Хьюит. М.: Мир, 1984. С. 149–215.
23. Kovalevski S.M. // Sky and Telesc. 1990. Vol. 79, N 5. P. 264.
24. Teske R.G. // Ibid. 1989. Vol. 78, N 1. P. 36.

УДК 520.27 + 520.874

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДИАПАЗОНА САНТИМЕТРОВЫХ ВОЛН

Л.И. Цветков, М.А. Миронов, М.М. Поздняков,
А.Ф. Бачурин

Описывается поляриметрический комплекс РТ-22 КрАО, состоящий из широкополосного скалярного рупора, блока поляризационной селекции сигналов, четырех радиометров на волны 1,95, 2,25, 2,8, 3,5 см и 12-канального модульного блока низкой частоты. Комплекс позволяет регистрировать полную интенсивность (I) и поляризованные составляющие (V , U) радиоизлучения одновременно на четырех волнах, с угловым разрешением 4–6' и временным разрешением 0,1 с. Для анализа состояния поляризации применяется метод фазовой модуляции ортогонально поляризованных компонентов сигнала. Приводятся типовые схемы функциональных СВЧ-устройств комплекса, их конструктивные особенности и основные параметры. Спектрально-поляриметрические наблюдения микроволнового радиоизлучения Солнца на РТ-22 КрАО начаты в ноябре 1988 г.

A COMPLEX FOR POLARIZATION MEASUREMENTS AT CENTIMETRE WAVELENGTHS, by L.I. Tsvetkov, M.A. Mironov, M.M. Pozdnjakov, A.F. Bachurin. The polarimetric complex for the 22-meter radio telescope of the Crimean Astrophysical Observatory including wide-band corrugated horn, polarization-selecting device, four radiometers at wavelengths 1,95, 2,25, 2,8, 3,5 cm and 12-channel icw-frequency module apparatus is described. The complex allows us to record the total intensity (I) and polarized components (V , U) of the radio emission simultaneously at four wavelengths with angular resolution from $4'$ to $6'$ and time resolution of 0,1 s. For polarization analysis, a method of phase modulation of orthogonal-polarized components of the radio emission is applied. Standard schemes of functional UHF constructions, their design features and main parameters are given. Spectral observations of solar polarized microwave radio emission with the 22-meter radio telescope were initiated in November, 1988.

При исследовании нестационарных процессов в атмосфере активных областей Солнца большую ценность имеют спектральные измерения поляризованного радиоизлучения в коротковолновой части сантиметрового диапазона волн. Первый опыт по созданию спектрально-поляриметрического комплекса в КраО относится к 70-м годам [1]. Многолетние наблюдения с помощью 3-канального поляриметра на РТ-22 подтвердили правильность принятых конструкторских решений, эффективность методики измерений поляризованного радиоизлучения. Однако результаты наблюдений с помощью поляриметра на волны 3,5, 2,5 и 1,9 см свидетельствовали о необходимости повышения чувствительности измерений, уплотнения частотных каналов, уменьшения инструментальной поляризации. В течение ряда лет в лаборатории радиоастрономии КраО велись работы по созданию комплекса второго поколения: спектрополяриметра на твердотельных сверхвысокочастотных (СВЧ) элементах. Здесь приводятся описание поляриметрического комплекса и первые результаты наблюдений Солнца, начатых в ноябре 1988 г.

1. Принцип работы и функциональный состав комплекса

Описываемый здесь поляриметрический комплекс предназначен для работы с РТ-22 по схеме Кассегрена с широкополосным облучателем. Он позволяет регистрировать полную интенсивность (I) и поляризованные компоненты (V , U) радиоизлучения на волнах 3,5, 2,8, 2,25 и 1,95 см одновременно и из одного направления. В основу расчета и проектирования входных СВЧ-цепей комплекса заложен принцип последовательного разделения каналов по частоте [1]. Вертикально поляризованная и горизонтально поляризованная составляющие принимаемого излучения последовательно выделяются на частотах $f_1 = 8,6$ ГГц, $f_2 = 10,6$ ГГц и т.д. в полосе около 1 ГГц. Для анализа поляризованного радиоизлучения выбран метод фазовой модуляции, как наиболее подходящий при данном способе разделения каналов по частоте. Известно, что этот метод позволяет регистрировать три параметра Стокса: I , V и U . Методика расчета коэффициентов при параметрах Стокса описана в [2]. На первом этапе ввода комплекса в действие предусмотрена регистрация двух параметров Стокса: I и V .

В состав комплекса входят: блок поляризационной селекции сигналов; радиометры на волны 3,5, 2,8, 2,25 и 1,95 см; блоки питания СВЧ-элементов; калибраторы. Указанные функциональные устройства размещаются в кабине вблизи вторичного фокуса РТ-22. В лабораторном корпусе размещаются: блок НЧ-модулей λ 3,5 и 2,25 см; блок НЧ-модулей λ 2,8 и 1,95 см; блок управления; самописцы КСПП. В состав комплекса входит также широкополосный облучатель антенны радиотелескопа. При наблюдениях в 1988 г. нами применялся усеченный вариант скалярного рупора, разработанного и изготовленного в КраО. В дальнейшем предполагается оснастить комплекс измерительно-управляющей системой на базе аппаратуры КАМАК и микро-ЭВМ "Электроника-60".

Методика расчета и исследования параметров скалярного рупора диапазона 3,6–1,8 см будет рассмотрена в отдельной статье.

2. Схема блока поляризационной селекции сигналов и калибратора

Исходя из концепции анализа поляризации радиоизлучения можно описывать принципиальную схему одного из каналов комплекса совместно с калибратором. На рис. 1 представлена типовая схема блока поляризационной селекции сигналов (БПСС) канала $\lambda = 3,5$ см.

С выхода скалярного рупора 1 ортогональные составляющие сигнала, на которые падающая волна разлагается с помощью селективного устройства 2, состоящего из поляризационного ответвителя, полосовых фильтров и фильтра высоких частот, поступают на отдельные каналы. Горизонтально поляризованная составляющая проходит по каналу с фазовым модулятором 3 и вентилем в волноводный тройник 5 (сумматор). Вертикально поляризованная составляющая сигнала проходит по каналу с плавным фазовращателем, вентилем и микроаттенюатором ко второму входу тройника. На выходе сумматора сигналы интерферируют и через управляемый аттенюатор и отрезок прямоугольного волновода поступают на вход радиометра 6. Фазовый модулятор состоит из циркулятора, чебышевского ступенчатого перехода, СВЧ-диода и короткозамыкателя. Частота модуляции фазы составляет 490 Гц. Остальная часть спектра принимаемого излучения поступает на селективное устройство 4, настроенное на среднюю длину волны 2,8 см. Управляемые восьмипозиционные СВЧ-аттенюаторы имеют дискретность затухания 3 дБ и обеспечивают одновременную аттенюацию сигналов при регистрации мощных радиовсплесков.

Схема калибратора приведена в правой нижней части рис. 1. Он состоит из согласующего устройства 7, посредством которого присоединяется к блоку поляризационной селекции сигналов вместо сменной секции круглого волновода. В состав калибратора входят также турникетный преобразователь типа волн 8 в комплекте с двумя короткозамыкателями и согласованной нагрузкой, направленный ответвитель 9, полосовой фильтр, аттенюатор и генератор шума 10. Калибратор обеспечивает излучение полностью поляризованной волны в полосе частот $\Delta f_k < \Delta F$ радиометра. Знак поляризации радиоизлучения всех четырех калибраторов комплекса соответствует R — правополяризованному излучению. Методика измерений калибратора такого типа изложена в [3].

3. Схема СВЧ-тракта радиометра

Модуляционные радиометры на волны 3,5, 2,8, 2,25 и 1,95 см собраны по одной схеме. На рис. 2 представлена типовая схема радиометра.

Посредством межблочного волноводного тракта 1 сигнал в полосе приема поступает на одно из плеч модулятора 3. К другому плечу модулятора подключен генератор шума 5 через плавный переход, вентиль и управляемый аттенюатор. Функционально эта цепь обеспечивает компенсацию основного сигнала от Солнца сигналом от генератора шума. В отключенном состоянии генератора шума 5 происходит сравнение сигнала от Солнца с температурой согласованных по волновому сопротивлению элементов СВЧ-тракта компенсации. Модулятор по входу и выходу развязан вентилями. Совокупность СВЧ-элементов, состоящая из генератора шума 4, волноводного перехода, вентиля, управляемого аттенюатора и направленного ответвителя 2, функционально составляет тракт подшумливания. Этот тракт обеспечивает выравнивание плеч модулятора при наблюдениях дискретных источников или в основном режиме относительную калибровку радиометров. После модулятора сигнал поступает на один из входов балансного смесителя на щелевом мосте. Ко второму входу моста подается сигнал гетеродина 6. Контроль мощности и частоты гетеродина осуществляется посредством направленного ответвителя 7, полосового фильтра и детекторной секции. Расчетная шумовая температура радиометров составляет 1500–2000 К. Радиометры работают в двухполосном режиме. Ширина полосы по промежуточной частоте 300–350 МГц.

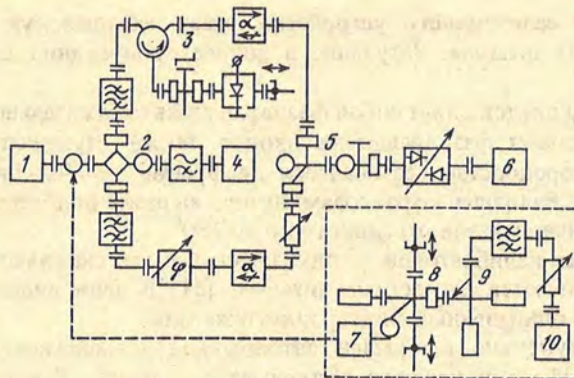


Рис. 1. Типовая схема блока поляризационной селекции сигналов канала $\lambda = 3,5$ см

1 — скалярный рупор; 2 — поляризационный ответвитель на волну 3,5 см; 3 — фазовый модулятор; 4 — селективное устройство на волну 2,8 см; 5 — волноводный тройник; 6 — радиометр ($\lambda = 3,5$ см); 7 — согласующее устройство; 8 — турникетный преобразователь типа волн; 9 — направленный ответвитель; 10 — генератор шума

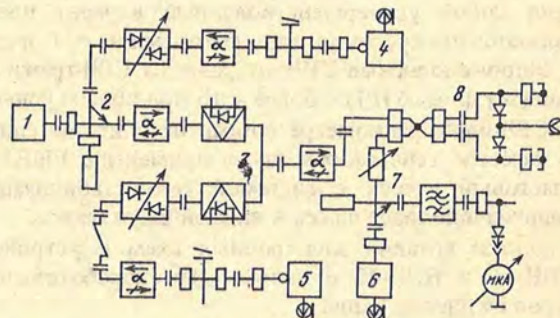


Рис. 2. Принципиальная схема СВЧ-тракта радиометра

1 — волноводный тракт; 2, 7 — направленные ответвители; 3 — модулятор; 4, 5 — генераторы шума; 6 — гетеродин; 8 — смеситель

Реально достижимая флуктуационная чувствительность радиометров составляет 0,2–0,3 К при $\tau = 1$ с. Частота модуляции интенсивности лежит в интервале 2–4 кГц.

После квадратичного детектора и предварительного усиления сигналы по двухпроводной симметричной линии подаются на НЧ-стойку комплекса. Конструктивно в блоках СВЧ-радиометров размещены широкополосные УПЧ, ПУНЧ, кабельные усилители, усилители мощности, платы терморегуляторов.

4. Элементы и узлы поляризиметрического комплекса

Поляриметры комплекса состоят из устройств и узлов СВЧ, собранных на твердотельных элементах. Широкополосные ферритовые циркуляторы и вентили — серийно выпускаемые образцы. Модуляторы и управляемые аттенюаторы на $p-i-n$ -диодах — в основном промышленные образцы, но некоторые из них были рассчитаны и изготовлены на месте. Генераторы шума на СВЧ-диодах типа ГШП1-1, ГШП4-А. Генераторы на диодах Ганна изготовлены по документации СКБ ИРЭ. Балансные смесители собраны на диодах типа Д405, Д406.

Все нестандартные узлы разработаны и изготовлены в обсерватории. Такие элементы комплекса, как ответвитель поляризации, фильтр высоких частот, плавный фазовращатель, сумматор изготовлены по документации на 3-канальный поляриметр [1].

Опишем некоторые новые разработки.

Полосовой фильтр селективного устройства имеет чебышевскую характеристику и собран на встречных штырях. Затухание в полосе пропускания $\Delta f_{\text{п}} \geq 1000$ МГц не превышает 0,5 дБ.

Фазовый модулятор представляет собой фазовращатель отражательного типа с циркулятором [4]. В комплект фазовращателя входят также ступенчатый переход для согласования с неоднородностью, резонансная диафрагма с $p-i-n$ -диодом типа 2A506 и короткозамыкатель. Величина короткозамкнутого отрезка подбирается экспериментально. Пределы изменения фазового сдвига от 0 до 180° .

Полосовые фильтры калибраторов — двухзвенные с максимально плоской характеристикой, перестраиваются емкостным штырем [5]. В цепи индикации мощности гетеродина установлен однозвенный фильтр такого же типа.

Калибратор конструктивно оформлен автономным устройством и предназначен для настройки и калибровки каждого поляриметра отдельно. В качестве генератора шума во всех калибраторах используется ГШП1-1 с питанием от одного источника через отдельные стабилизаторы тока. Конструкция калибратора имеет то преимущество, что позволяет получить калибровочный сигнал круговой, эллиптической и линейной поляризации. В табл. 2 указаны параметры калибраторов, настроенных на излучение циркулярно поляризованного сигнала.

Управляемые аттенюаторы блока поляризационной селекции сигналов представляют собой усовершенствованный вариант промышленных изделий типа АП-5 и являются дискретными аттенюаторами на $p-i-n$ -диодах с шагом 3 дБ.

Широкополосные УПЧ собраны на СВЧ-транзисторах ГТЗ62, ГТЗ29 и КТЗ72. Коэффициент шума УПЧ не более 4 дБ при общем усилении ~ 60 дБ.

СВЧ-блок радиометра собран на плате из сплава Д16Т с двусторонним монтажом. В качестве генераторов шума применены ГШП1-1 и ГШП4-А. Блок заключен в пенопластовый кожух с системой термостабилизации. Монтажные платы НЧ-схем размещены в подвале шасси в нижней части блока.

Блоки питания электронных схем и устройств СВЧ скомплектованы на основе БНН-41 и БНН-43 с некоторыми доработками по стабилизаторам питания генераторов на диодах Ганна.

Методика настройки схемы фазовой модуляции блока поляризационной селекции сигналов описана в [1]. Затухание СВЧ-трактов блока находится в интервале 2,5–3,5 дБ для различных частотных диапазонов комплекса.

5. Низкочастотная часть комплекса

Низкочастотная часть поляриметрического комплекса содержит три конструктивных блока: два блока НЧ-модулей и блок управления аттенюаторами и ГШП. Один блок НЧ-модулей включает в себя два субблока трехканальных модулей радиометров на волны 3,5 и 2,25 см с автономными источниками питания. Другой — комплект модулей радиометров на волны 2,8 и 1,95 см. Трехканальные субблоки модулей НЧ изготовлены по прототипу "Программно-управляемые блоки низкой частоты радиометрического приемника" [6].

Модуль низкой частоты представляет собой сборку из блока низкой частоты (БНЧ) и блока управления (БУ). БНЧ состоит из следующих функциональных узлов: входного усилителя с регулируемым коэффициентом усиления, синхронного фильтра, интегратора с усилителем постоянного тока, генератора опорного напряжения. БУ включает в себя следующие устройства: управления коэффициентом усиления, фазой опорного напряжения; цифровой индикации, плавной подстройки "нуля" и плавной регулировки усиления. Субблоки модулей позволяют осуществлять как независимое ручное управление, так и управление от 24-разрядного "выходного регистра" стандарта КАМАК. Существенными параметрами модулей являются: 1) набор постоянной интегрирования $\tau = 0,1, 1$ и 5 с; 2) максимальный коэффициент усиления $K_y = 2^7 \times 500$; 3) соотношение частот в субблоке — Ω_1 ; $2\Omega_1 < \Omega_2$.

6. Компоновка и основные параметры поляризметрического комплекса

С целью уменьшения потерь и других нежелательных эффектов в волноводном тракте между облучателем и приемной аппаратурой СВЧ-часть комплекса монтируется в подзеркальной кабине РТ-22 вблизи вторичного фокуса телескопа. Для удобства монтажа сконструированы две установочные рамы разборного типа, скрепляемые в

Таблица 1

Параметры поляриметров	I	II	III	IV
Длина волны, см	3,5	2,8	2,25	1,95
Частота гетеродина, ГГц	8,6	10,6	13,3	15,4
Частота модуляции I, Гц	2160	2720	3090	3720
Частота модуляции II, Гц	490	530	610	700
Полоса СВЧ-тракта, МГц	950	1060	900	1800
Ширина полосы УПЧ, МГц	320	340	310	315
Флуктуационная чувствительность при $\tau = 1$ с, К	0,3	0,5	0,7	0,7

Таблица 2

Параметры калибраторов	I	II	III	IV
Средняя частота, ГГц	8,4	10,4	13,1	15,6
Ширина полосы, МГц	125	220	200	290
Эллиптичность, дБ	0,25	0,5	0,2	0,8
Уровень сигнала, К	440	400	480	380

плоскости, параллельной фокальной оси: По центру располагается блок поляризационной селекции сигналов. На нижней раме устанавливаются СВЧ-блоки радиометров на волны 3,5 и 2,25 см, на верхней — СВЧ-блоки радиометров на волны 2,8 и 1,95 см. Соответствующие выходы БПСС соединяются со входами радиометров отрезками волноводов.

Таким образом, по своему составу поляризметрический комплекс диапазона сантиметровых волн представляет собой совокупность из 4 унифицированных поляриметров с независимой калибровкой и регистрацией поляризованных составляющих микроволнового радиоизлучения.

Основные параметры поляриметров комплекса и калибраторов представлены в табл. 1 и 2.

Длина линий связи СВЧ-НЧ-части комплекса составляет около 150 м. Взаимные помехи ослаблены применением дифференциальных усилителей. Однако принятые меры не устраняют полностью помехи, которые несколько снижают чувствительность радиометрических приемников.

Заключение

С помощью описываемого комплекса проведены два цикла наблюдений на РТ-22 КраО: в ноябре 1987 г. и в октябре—ноябре 1988 г. В первом цикле проводилась регистрация интенсивности. В результате выявилась степень работоспособности радиометров и линии связи.

Во втором цикле проводились наблюдения активных областей на Солнце в период с 23 октября по 14 ноября 1988 г. Выявлен характер инструментальной поляризации на всех волнах. Испытан усеченный вариант скалярного рупора, позволивший уменьшить кресс-лепестки диаграммы направленности телескопа. Зарегистрировано несколько десятков микровсплесков, некоторые из них обладают тонкой временной структурой.

Описанный поляриметрический комплекс, как показали первые наблюдения, успешно может быть использован для исследования нестационарных процессов в радиоизлучении Солнца.

Декабрь. 1988 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цветков Л.И. // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории. 1974. Т. 50. С. 189–199.
2. Рачковский Д.Н., Абраменко В.И., Цветков Л.И. // Там же. 1981. Т. 63. С. 189–196.
3. Цветков Л.И. // Там же. 1977. Т. 57. С. 189–197.
4. СВЧ-устройства на полупроводниковых диодах. Под ред. И.В. Мальского, Б.В. Сестрорецкого. М.: Сов. радио, 1969. С. 462–466.
5. Фельдштейн А.А., Явич Л.Р., Смирнов В.П. // Справочник по элементам волноводной техники. М.: Сов. радио, 1967. С. 508–511.
6. Сырейщиков В.П., Востоков А.В., Куколь В.В., Чекалев С.П. // Радиоастрономическая аппаратура, антенны и методы: Тез. докл. Ереван, 1982. С. 65.

ХРОНИКА

В обсерватории проходили следующие мероприятия:

В феврале 1991 г. — Всесоюзное совещание "Звезды типа AM Her и родственные им объекты".

По проекту Спектр-УФ в обсерватории было организовано пять рабочих совещаний, на каждом из которых велась подготовка отчета по фазе А-проекта, обсуждались вопросы бортового и наземного оборудования; сроки проведения совещаний: 13–23 февраля, 24–30 апреля, 17–29 июня, 11–25 июля, 15–21 октября. Кроме сотрудников обсерватории и приглашенных специалистов из других учреждений, в каждом из совещаний принимали участие Главный исследователь с итальянской стороны Э. Танци и другие ученые из Италии и Германии. С 21 по 25 октября проведено совещание по спектрографам высокого разрешения проекта Спектр-УФ с участием семи ученых из Германии и одного из Италии.

Сотрудники обсерватории принимали участие в работе ряда совещаний, конференций, семинаров в нашей стране (Международное совещание по квазарам в июне в С.-Петербурге; Астрономическая конференция "Астрофизика сегодня", посвященная памяти С.Б. Пикельнера и С.А. Каплана, которая состоялась в марте в Нижнем Новгороде; Второй съезд Астрономического общества и Совещание, посвященное памяти И.С. Шкловского в октябре в Москве; Всесоюзное совещание РГ "Звездные атмосферы" в Тарту; Международное совещание по проблемам магнитных звезд в CAO (п. Нижний Архыз) в октябре; 10-й семинар-школа "Солнечные вспышки" и Совещание РГ "Исследование солнечной плазмы" в г. Пущино; Первый Советско-Китайский семинар по физике Солнца в г. Иркутске), а также выезжали в другие страны.

В 1991 г. сотрудниками Крымской астрофизической обсерватории осуществлено около 50 выездов за рубеж.

Н.В. Стешенко и Н.Н. Степанян участвовали в Генеральной ассамблее МАС в Аргентине.

На рабочее совещание по проекту Спектр-УФ в Италию выезжали наши сотрудники Р.Е. Гершберг, В.И. Проник, П.П. Петров, А.М. Зверева, Н.В. Стешенко, В.П. Гринин, А.Ю. Силина. На совещание в Германию выезжал Р.Е. Гершберг.

В январе Н.С. Нестеров и Н.М. Шаховской выезжали в г. Турку (Финляндия) для участия в конференции по переменности блазаров.

В июле Н.С. Нестеров и А.В. Степанов работали в Хельсинкском технологическом университете по плану сотрудничества в области радиоастрономии.

В июле А.В. Степанов участвовал в IV совещании Комитета солнечных европейских астрономов (CESRA) в Греции.

В июле М.М. Поздняков и Ю.Ф. Юровский выезжали для наблюдения полного солнечного затмения на метровых волнах в Мексику.

В июле Г.И. Шевченко для наблюдений неполной фазы солнечного затмения на метровых волнах выезжал на Кубу.

В.П. Фомин в течение трех месяцев находился в США в обсерватории Уиппла и в Университете Айова, где проводил расчеты с использованием наблюдений, полученных на 10-метровом гамма-телескопе.

А.А. Степанян и В.П. Фомин выезжали в ФРГ для обсуждения вопросов, связанных с участием лаборатории гамма-астрономии КрАО в коллаборации ХЕГРА.

П.Ф. Чугайнов выезжал в Италию и в обсерватории Катания наблюдал красные карликовые звезды на двухлучевом фотометре.

И.И. Проник в августе выезжала в Бразилию для участия в 149-м симпозиуме МАС "Звездное население в Галактиках".

В.П. Гринин, Р.Е. Гершберг в октябре принимали участие в 7-м совещании по холодным звездам, звездным скоплениям и Солнцу, в Тусоне, США.

Н.И. Бондарь в ноябре работала с коллекцией фотопластинок в Зоннебергской обсерватории в Германии.

А.Е. Тарасов в ноябре работал в Чехо-Словакии в астрономическом институте Анджеев совместно с д-ром Гарманцом по изучению быстрой переменности Ве звезды 45 Персея.

В.П. Маланушенко и Н.С. Чуваева в ноябре—декабре работали в Венской обсерватории с профессором Вайсом по проблеме физики магнитных звезд.

А.Г. Щербаков в январе—феврале и И.С. Саванов в августе—сентябре работали в обсерватории и астрофизической лаборатории Университета г. Хельсинки по теме "Активность и магнетизм звезд".

А.С. Мицкевич в феврале, а затем в мае—апреле выезжал в Италию в обсерваторию Арчетри, где совместно с итальянскими учеными проводил расчеты по моделированию оболочек звезд типа Т Тельца. В октябре он выехал туда вместе с И. Митрофановой, заключив контракт на 2 года.

А.Г. Щербаков и З.А. Щербакова в ноябре выезжали в Испанию в Мадридский университет для обсуждения совместных исследований хромосферы холодных звезд и Солнца в инфракрасных линиях гелия.

И.В. Ильин, В.И. Проник, А.Ф. Лагутин, А.Б. Букач проводили на Канарских островах в обсерватории скандинавских стран пусконаладочные работы спектрографа СОФИН, изготовленного в нашей обсерватории.

А.С. Андреев в сентябре выезжал в ФРГ для участия в школе по нелинейным магнитно-гидродинамическим процессам.

Э.А. Барановский в ноябре—декабре работал в Чехо-Словакии в Татранской Ломнице, где обсуждал расчеты и модели активных образований на Солнце.

А.Н. Бабин, М.Б. Огирь, Э.А. Барановский, А.С. Андреев в мае выезжали в Польшу для участия в работе XIV конференции по физике Солнца.

В.П. Гринин и Н.В. Стешенко в мае выезжали на 10 дней в Канаду в составе советской делегации по программе Совет—Интеркосмос.

С.И. Плачинда в марте выезжал в ФРГ для участия в работе Европейской рабочей группы по изучению СР-звезд.

Н.С. Черных в июне выезжал в США для участия в международных конференциях "Астероиды, кометы, метеоры" и "Близкие к Земле астероиды".

А.В. Брунс в феврале выезжал в Швейцарию для согласования технических условий на прибор "СОЯ".

В.А. Котов выезжал в Бирмингем (Великобритания) для обсуждения осцилляций Солнца. В настоящее время В.А. Котов работает в США в Станфорде по теме "Природа солнечных осцилляций".

А.Г. Косовичев работает в Великобритании в Кембридже по теме внутреннего строения Солнца.

В 1991 г. в обсерваторию приезжали ученые и специалисты из разных стран для проведения совместных работ и их обсуждения.

Для участия в рабочих совещаниях по проекту Спектр-УФ, которые были проведены в феврале, апреле, июне, июле и октябре в обсерваторию приезжали из Германии: М. Гревинг, Г. Рубен, В. Шенайх, Н. Каппельман, Г. Крамер, Х. Флорек, Х. Беккер-Росс; из Италии: Э. Танци, Г. Налетто, Г. Танделло, К. Моросси, Р. Фаломи.

В июне обсерваторию посетил Е Ши Хуэй из Китая для обсуждения проблем солнечных вспышек.

Обсерваторию также посетили группы любителей астрономии из США и Чехо-Словакии.



ВНЕШНИЙ КОМПЬЮТЕРНЫЙ ПРОЦЕССОР

Внешний компьютерный процессор (ВКП) предназначен для обработки информации, поступающей от датчиков и преобразователей. ВКП обеспечивает автоматическое управление процессом измерения и регистрации данных. Он состоит из блока управления, блока обработки данных и блока регистрации. ВКП может работать в автономном режиме или в режиме, связанном с основным компьютером.

ВКП обеспечивает автоматическое управление процессом измерения и регистрации данных. Он состоит из блока управления, блока обработки данных и блока регистрации. ВКП может работать в автономном режиме или в режиме, связанном с основным компьютером.

ВКП обеспечивает автоматическое управление процессом измерения и регистрации данных. Он состоит из блока управления, блока обработки данных и блока регистрации. ВКП может работать в автономном режиме или в режиме, связанном с основным компьютером.

ВКП обеспечивает автоматическое управление процессом измерения и регистрации данных. Он состоит из блока управления, блока обработки данных и блока регистрации. ВКП может работать в автономном режиме или в режиме, связанном с основным компьютером.



ВЛАДИМИР КОНСТАНТИНОВИЧ ПРОКОФЬЕВ

3 января 1993 г. на 95-м году жизни скончался крупный ученый, выдающийся специалист в области оптики и спектроскопии профессор Владимир Константинович Прокофьев. Ученик Д.С. Рождественского, он начал свою научную деятельность в 1919 г. в только что созданном Государственном оптическом институте (ГОИ). Здесь под руководством Д.С. Рождественского совсем еще молодой ученый провел фундаментальные исследования аномальной дисперсии в парах щелочных и щелочно-земельных металлов. Полученные результаты заслужили общее признание, вошли в справочники и руководства по атомной спектроскопии.

В 30-е годы В.К. Прокофьев одним из первых занялся внедрением в бурно развивающуюся отечественную металлургию методов спектрального анализа руд, минералов, металлов и сплавов. При его активном участии в различных городах создавались лаборатории, разрабатывались методики, конструировались первые отечественные спектральные приборы. Спектрограф ИСП-22 оказался настолько удачным, что стал неотъемлемой принадлежностью каждой спектральной лаборатории. Его модификация ИСП-30 выпускается до сих пор.

В послевоенный период В.К. Прокофьев занимался развитием отечественного приборостроения. Под его непосредственным руководством и влиянием создавались многоканальные фотоэлектрические приборы, такие, как квантометр ДФС-10, серия интерференционных приборов с высоким спектральным разрешением, многоканальные скоростные приборы для диагностики плазмы и горячих газов (СП-64), ракетные спектрографы для исследования Солнца, целая серия приборов с дифракционными решетками различного назначения. Владимир Константинович — инициатор работ по исследованию низкотемпературной плазмы, созданию новых источников света, исследований в области вакуумного УФ-излучения. За разработку и внедрение в промышленность новых методов спектрального анализа металлов и сплавов В.К. Прокофьеву в 1950 г. присуждена Государственная премия СССР.

С 1958 г. начался новый плодотворный период в научной деятельности В.К. Прокофьева: после 40-летней деятельности в ГОИ он переходит на работу в Крымскую астрофизическую обсерваторию (КрАО). С присущим ему энтузиазмом Владимир

Константинович все богатейшие свои знания и опыт вкладывает в развитие спектроскопических исследований космоса. При его непосредственном участии проводятся спектроскопические исследования атмосферы Венеры, разрабатываются методы и проводятся наблюдения спутников и космических станций. Большой вклад В.К. Прокофьев внес в разработку современных приборов для проведения внеатмосферных исследований.

За большие заслуги в изучении космоса В.К. Прокофьев в 1966 г. избран членом-корреспондентом Международной академии астронавтики по отделу фундаментальных наук, а в 1974 г. — ее действительным членом. С 1967 г. В.К. Прокофьев был вице-президентом Комиссии по внеатмосферной астрономии Международного астрономического союза, а с 1970 по 1973 г. — президентом этой комиссии.

До последних дней своей жизни Владимир Константинович активно работал — рассчитывал новые спектрографы для внеатмосферных астрофизических наблюдений, консультировал сотрудников обсерватории.

В.К. Прокофьев много сил отдал преподаванию, читал лекции в ЛГУ, в Горьковском университете, в Артиллерийской академии, более 10 лет заведовал кафедрой спектроскопии в Ленинградском институте точной механики и оптики.

Работая в Крымской астрофизической обсерватории, Владимир Константинович много лет руководил философским семинаром для научных сотрудников, часто бывал и в школе, расположенной на территории обсерватории в п. Научном, — беседовал с детьми.

Чуткий и доброжелательный, всегда готовый поделиться своим опытом и знаниями, В.К. Прокофьев снискал любовь и уважение среди своих многочисленных учеников и всех, кому приходилось с ним сотрудничать.

В памяти сотрудников Крымской астрофизической обсерватории и всех жителей п. Научный он останется чутким, мудрым, истинно интеллигентным человеком, бескорыстно преданным науке.

Научное издание

**ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ**

Т о м 88

*Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией*

Руководитель издательской фирмы *Н.Н. Прокофьева*
Редактор *А.А. Кудинова*
Художественный редактор *В.Ю. Яковлев*
Технический редактор *Т.А. Резникова*
Корректор *Л.А. Агеева*

Набор выполнен в издательстве
на наборно-печатающих автоматах

Подписано к печати 22.07.93. Формат 70 × 100 1/16
Гарнитура Таймс. Печать офсетная
Усл.печ.л. 13,0 + 0,2 вкл. Усл.кр.-отт. 13,3. Уч.-изд.л. 14,5
Тираж 950 экз. Тип. зак **127**. Заказное

Ордена Трудового Красного Знамени
издательство "Наука" 117864 ГСП-7
Москва В-485, Профсоюзная ул., д. 90

2-я типография издательства "Наука"
121099, Москва Г-99, Шубинский пер. 6