

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ  
ордена Трудового Красного Знамени  
КРЫМСКОЙ  
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ

Год основания издания – 1947

Том 80

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



МОСКВА "НАУКА"

1988

В 80-й том вошли оригинальные статьи, содержащие результаты исследований и наблюдений, проведенных сотрудниками обсерватории. Рассмотрены результаты спектрометрии и фотометрии звезд, вопросы солнечного магнетизма и вариаций яркости Солнца, линейной поляризации пекулярных образований на его поверхности. Предложен метод сравнения характеристик современных источников излучения.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

Редакционная коллегия:

доктор физ.-мат. наук *Н.В. Стешенко* (председатель),  
*В.М. Можжерин* (ответственный секретарь),  
канд. физ.-мат. наук *П.П. Добронравин*,  
канд. физ.-мат. наук *И.Г. Моисеев*,  
доктор физ.-мат. наук *В.К. Прокофьев*

Рецензенты:

канд. физ.-мат. наук *Т.Т. Цап*,  
канд. физ.-мат. наук *Н.М. Шаховской*

### ИЗВЕСТИЯ

ордена Трудового Красного Знамени  
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Т о м LXXX

*Утверждено к печати ордена Трудового Красного Знамени  
Крымской астрофизической обсерваторией Академии наук СССР*

Редактор *У.С. Павлинова*

Художник *В.Ю. Кученков*, Художественный редактор *М.Л. Храпцов*  
Технические редакторы *А.Л. Шелудченко*, *Л.В. Русская*. Корректор *Н.И. Харламова*

Набор выполнен в издательстве на наборно-печатающих автоматах

ИБ № 39802

Подписано к печати 18.11.88. Т — 18682. Формат 70 × 100  $\frac{1}{16}$ . Бумага книжно-журнальная  
Гарнитура Пресс-Роман. Печать офсетная. Усл.печл. 16,3. Усл.кр.-отт. 16,6. Уч.-издл. 18,8  
Тираж 800 экз. Тип. зак. 797. Цена 3 р. 80 к. Заказное

Ордена Трудового Красного Знамени издательство "Наука"  
117864 ГСП-7, Москва В-485, Профсоюзная ул., д. 90

Ордена Трудового Красного Знамени 1-я типография издательства "Наука"  
199034, Ленинград В-34, 9-я линия, 12

И  $\frac{1705040000-478}{042(02)-88}$  Без объявления

© Издательство "Наука", 1988

ISBN 5-02-000023-X



## РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРОВ ВОСЬМИ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ПЕРЕМЕННЫХ ТИПА $\delta$ Sct

Т.М. Рачковская

Обсуждены результаты исследования спектров звезд типа  $\delta$  Sct, изложенные в [9, 15–20], и проведено их сравнение с результатами изучения металлических Am-звезд [25]. Аномалии содержания многих химических элементов у пульсирующих и металлических звезд оказались подобными, хотя наблюдаются некоторые различия. Содержание большинства химических элементов у звезд обоих типов коррелирует с эффективной температурой. Микротурбулентная скорость зависит от эффективной температуры в диапазоне светимостей исследованных звезд (V–IV). Для изученных звезд типа  $\delta$  Sct не найдено связи между содержанием элементов и скоростями вращения.

**THE RESULTS OF SPECTRAL STUDY OF EIGHT DELTA SCUTI PULSATING VARIABLES,** by *T.M. Rachkovskaja*. The results of spectral study of eight Delta Scuti pulsating variables [9, 15–20] are discussed and compared with the results of the Am-stars [25] investigation.

It has been found, that the abundance anomalies of several chemical elements in Delta Scuti pulsating and Am-stars are similar. The iron and others elements abundance in the Delta Scuti and Am-stars correlates with the effective temperature. The microturbulent velocity depends on the effective temperature within the luminosity range of the investigated stars (V–IV). For the investigated Delta Scuti pulsating no correlation is found between the abundance and rotational velocities.

Как предполагает теория, одной из причин, вызывающих пульсации в звездах типа  $\delta$  Sct, является особенность их химического состава. Поэтому изучение содержания элементов в атмосферах звезд этого типа – сама по себе важная задача. Кроме того, представляет интерес сравнение химического содержания пульсирующих типа  $\delta$  Sct и неппульсирующих звезд с повышенным содержанием металлов (Am), которые попадают в тот же район диаграммы Герцшпрунга–Рессела, что и звезды типа  $\delta$  Sct светимости V.

Согласно Куртцу [1], который обсуждает накопленные за много лет результаты наблюдений, классические Am-звезды не показывают пульсаций в пределах одной звездной величины главной последовательности, но при переходе в стадию красных гигантов в них могут появляться вариации блеска. У Am-звезд с умеренным содержанием металлов, а также звезд с нормальным химическим составом, расположенных в полосе неустойчивости, пульсации могут наблюдаться как вблизи главной последовательности, так и при отходе от нее.

В настоящее время считается, что аномальное содержание металлов в Am-звездах связано с процессами диффузии в их атмосферах. Можно полагать, что в атмосферах переменных типа  $\delta$  Sct имеются какие-то особые условия, которые позволяют сосуществовать процессам диффузии и пульсационной неустойчивости. Таким образом, ясно, что для создания надежной теории, объясняющей существование объектов типа  $\delta$  Sct, необходимо накопление данных наблюдений, в частности нужно иметь уверенные сведения о содержании химических элементов в их атмосферах.

Изучением химического состава атмосфер пульсирующих типа  $\delta$  Sct занимались многие исследователи. Реймерс [2], Диккенс и др. [3], Ишикава [4] выполнили анализ спектров двух наиболее ярких в северном полушарии звезд этого типа, 20 CVn и  $\delta$  Del.



Куртц [5] оценил содержание элементов в атмосферах нескольких пульсирующих звезд. Однако в перечисленных работах содержание химических элементов было получено либо с помощью кривых роста, либо на основе приближенных моделей атмосфер с использованием устаревших к настоящему времени значений сил осцилляторов.

Нашей задачей было выполнить однородные спектральные наблюдения и провести анализ спектров на основе моделей Куруца [6] с целью определения физических параметров и химического состава атмосфер пульсирующих типа  $\delta$  Sct.

### 1. Программа и материал наблюдений

Выбор звезд для наблюдений определялся условием — получить спектрограммы по возможности с более высокой дисперсией. В связи с этим были выбраны наиболее яркие и с небольшими скоростями вращения объекты (табл. 1). Спектры пяти звезд этого списка изучались ранее, три звезды: сама  $\delta$  Sct, V644 Her и HD 127986 — исследованы нами впервые. Из литературы известно, что 14 Aur,  $\delta$  Del и V644 Her являются спектрально-двойными, но лишь у  $\delta$  Del обнаружено присутствие в спектре линий вторичного компонента [7]. Скорости вращения  $v \sin i$ , приведенные во втором столбце табл. 1, взяты из каталога Уесуги и Фукуды [8], в третьем столбце для 28 And, 20 CVn,  $\delta$  Del и V644 Her дано также уточненное нами [9] значение  $v \sin i$ , а для 20 CVn и  $\delta$  Del в четвертом столбце — согласно оценкам других авторов. Отметим, что нами [9] было высказано также предположение о завышенных значениях скоростей вращения для всех звезд каталога [8]. В пятом столбце табл. 1 приведены значения орбитальных периодов спектрально-двойных звезд  $P_{\text{орб}}$ . Периоды пульсаций  $P_{\text{пульс}}$  и амплитуды блеска  $\Delta m$  в столбцах 6 и 7 даны согласно Брегеру [10], для HD 127986 период и амплитуда блеска взяты из списка Фролова (частное сообщение). Наконец, в последнем столбце дано примечание о типе пульсаций согласно Смитту [7].

Наблюдения были выполнены на 2,6-м рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории в фокусе куде в спектральном диапазоне  $\lambda$  3800–6000 Å. Дисперсия составляла от 4 до 12 Å/мм в зависимости от яркости звезды. Продолжительность экспозиций, как правило, превышала период пульсаций или была того же порядка, поэтому полученные спектры представляли информацию о некотором среднем за период пульсаций состоянии звезды. О возможных изменениях температуры, ускорения силы тяжести и эквивалентных ширин линий в течение пульсационного периода будет сказано ниже.

Таблица 1  
Список исследованных звезд и некоторые сведения о них

Звезда	$v \sin i$ , км/с			$P_{\text{орб}}$ , сут	$P_{\text{пульс}}$ , сут	$\Delta m$	Тип пульсаций [7]
	[8]	[9]	[7]				
14 Aur	20			3,79 [11]	0,088	0,080	Нерадиальные
28 And	30	22			0,069	0,035	Радиальные
20 CVn	15	7	$\leq 5$		0,135	0,035	Нерадиальные
A			15				Радиальные
$\delta$ Del	30	22		40, 58 [12]	0,153	0,050	Нерадиальные
B			12				Радиальные
44 Tau	15				0,145	0,090	Радиальные
V644 Her	20	12		11, 86 [13]	0,100	0,020	
$\delta$ Sct	25				0,194	0,29	Радиальные + нерадиальные
HD 127986	5				0,140	0,02	—



## 2. Эквивалентные ширины линий

Сведения о методике обработки спектрограмм, отождествлении линий, эквивалентных ширинах можно найти в [14–19].

Сопоставление эквивалентных ширин линий  $W_\lambda$  по нашим определениям и определениям других авторов сделано для звезд 20 CVn и  $\delta$  Del [14], 44 Tau [15], 28 And [18], 14 Aur [19]. Сравнение показывает, что в одних случаях  $W_\lambda$ , найденные разными авторами для одной и той же звезды, довольно хорошо согласуются, в других случаях расхождение доходит до 30–40%. Причину таких разногласий однозначно назвать трудно, но как наиболее вероятную можно предполагать неодинаковое проведение уровня непрерывного спектров разными авторами.

Поскольку исследованные звезды различаются как по температурам, так и скоростям вращения, то степень блендирования линий в их спектрах различна, а это определяет надежность проведения непрерывного спектра и профилей линий. Из нашего списка 20 CVn являлась эталоном при обработке спектров остальных звезд, так как она имеет узкие линии и сравнительно много участков непрерывного спектра, не искаженного поглощением. Что касается возможного изменения эквивалентных ширин линий в течение пульсационного периода, то согласно наблюдениям отдельных спектральных линий Смитом [7] самое большое изменение  $W_\lambda$ , до 17%, обнаружено лишь для  $\delta$  Sct, тогда как у 14 Aur и 20 CVn  $W_\lambda$  меняется всего на 3%, а у 28 And и 44 Tau изменения  $W_\lambda$  не обнаружено совсем. Заметим, что наши определения эквивалентных ширин выполнены, за редким исключением, по трем и более спектрограммам, так что случайные ошибки значений  $W_\lambda$  не должны быть велики.

## 3. Определение $T_{эф}$ и $lgg$

При исследовании звезд мы применили метод моделей атмосфер. Расчеты были основаны на моделях Куруца [6], главным достоинством которых является детальный учет поглощения в линиях. Особенности нашей методики описаны в [20]. Все вычисления проводились на ЭВМ ЕС-1033.

Для определения эффективной температуры  $T_{эф}$  и ускорения силы тяжести  $lgg$  индивидуально для всех звезд были построены диаграммы  $T_{эф}$ ,  $lgg$ , на рис. 1 в качестве примера приведена диаграмма для 20 CVn. Сравнение наблюдаемых и теоретических характеристик выполнялось по критериям: 1) профили бальмеровских линий;

Т а б л и ц а 2  
Параметры  $T_{эф}$ ,  $lgg$  и  $\bar{\xi}_r$ , полученные из наблюдений

Звезда	$T_{эф}$ , К	$lgg$	$\bar{\xi}_r$ , км/с	Звезда	$T_{эф}$ , К	$lgg$	$\bar{\xi}_r$ , км/с
14 Aur	8000	3,8	5,4	44 Tau	7100	3,8	5,4
28 And	7900	4,1	5,5	V644 Her	7050	3,8	5,4
20 CVn	7650	3,7	4,5	$\delta$ Sct	7000	3,1	5,4
$\delta$ Del	7400	3,7	5,5	HD 127986	6150	3,3	3,8

Т а б л и ц а 3  
Зависимость изменения  $T_{эф}$  и  $lgg$  от амплитуды пульсаций

Звезда	$\Delta t$	$\Delta T_{эф}$ , К	$\Delta lgg$	Ссылка	Звезда	$\Delta t$	$\Delta T_{эф}$ , К	$\Delta lgg$	Ссылка
$\delta$ Del	0,05	<100	0,0	Бессел [21]	$\rho$ Pup	0,10	150	0,1	Бессел [21]
28 Aql	0,06	~100	~0,1	Баглин и др. [22]	$\delta$ Sct	0,29	300	0,2	



как правило, это были линии  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ , иногда  $H_\beta$ ; 2) фотометрический индекс  $[c_1]$  в четырехцветной системе *ubvy* ( $[c_1]$  свободен от межзвездного поглощения); 3) ионизационное равновесие и 4) отношение потоков излучения  $F(4625)/F(3625)$  в двух участках спектра до и после бальмеровского предела, если было известно распределение энергии для звезды. Заметим, что критерий 4) удалось применить лишь для 20 CVn и  $\delta$  Del.

В табл. 2 собраны значения  $T_{эф}$  и  $lgg$  для исследуемых звезд, точность их определений составляет  $\pm 150$ – $\pm 200$  К и  $\pm 0,2$  соответственно. Из табл. 2 видно, что самой горячей среди исследованных звезд оказалась 14 Aur, а самой холодной HD 127986.

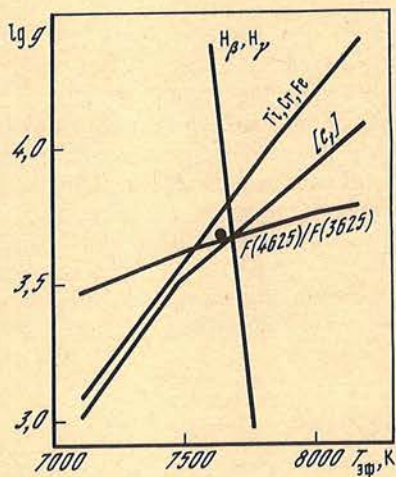


Рис. 1. Диаграмма для определения эффективной температуры и ускорения силы тяжести у 20 CVn  
Точка соответствует принятой модели атмосферы

Поскольку исследуемые звезды пульсируют, то естественно ожидать для них изменения температуры в течение пульсационного цикла. В табл. 3 для нескольких звезд с разными амплитудами блеска  $\Delta m$  показано изменение  $T_{эф}$  и  $lgg$  в течение периода пульсаций согласно наблюдениям разных авторов. Так как амплитуды изменения блеска наших программных звезд (см. табл. 1) такие же или меньше, чем у звезд табл. 3, то можно заключить, что лишь для  $\delta$  Sct изменение  $T_{эф}$  вследствие пульсаций превышает точность определения этой величины ( $\Delta T_{эф} = \pm 200$  К), т.е. эффектом изменения температуры  $T_{эф}$  в процессе пульсаций для исследованных звезд, кроме  $\delta$  Sct, можно пренебречь. Изменение же ускорения силы тяжести за период пульсаций (см. табл. 3) не превышает ошибок оценки этой величины ( $\Delta lgg = \pm 0,2$ ).

#### 4. Скорость микротурбулентности

Скорость микротурбулентности  $\bar{\xi}_t$  определялась из условия, что величина содержания элемента, найденная по линиям иона или нейтрального атома, не показывала систематического хода с ростом эквивалентной ширины  $W_\lambda$ . Оценки  $\bar{\xi}_t$  были сделаны по линиям Fe I, так как они наиболее многочисленны в спектрах и имеют достаточно широкий интервал значений эквивалентных ширин  $W_\lambda$ . Независимое определение  $\bar{\xi}_t$  было сделано также по линиям Fe II и Ti II, которые не столь многочисленны по сравнению с Fe I в спектрах изучаемых звезд. Полученные значения  $\bar{\xi}_t$  собраны в табл. 4, где  $n$  — число использованных линий. При расчетах использовались средне-взвешенные величины  $\bar{\xi}_t$ , которые записаны в последнем столбце табл. 2, при этом ошибка  $\bar{\xi}_t$  не превышала  $\pm 0,5$  км/с. Из табл. 4 видно, что микротурбулентность, определенная по линиям ионов, систематически выше. Подобные результаты были получены при изучении сверхгигантов (Любимков, Боярчук [23]) и металлических Am-звезд (Саванов [24]). Одной из причин подобных расхождений, как показано в многочис-



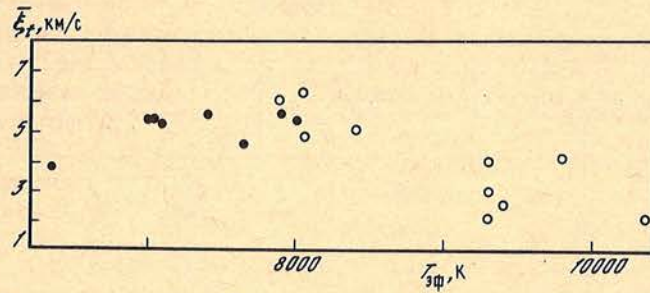


Рис. 2. Зависимость микротурбулентной скорости от эффективной температуры  
Точки — звезды типа  $\delta$  Sct, кружки — Am-звезды [24]

ленных работах, в том числе в [23] и [24], может быть ошибка в принятой при расчетах величине затухания, другой причиной — неучет повышенной ионизации атомов, обусловленной отклонением от ЛТР (Боярчук, Любимков и др. [25]).

На рис. 2 представлен график зависимости микротурбулентной скорости  $\bar{\xi}_t$  от эффективной температуры  $T_{эф}$  для исследованных звезд типа  $\delta$  Sct и металлических звезд Am по результатам [24]. Из рис. 2 видно, что в интервале температур 7000–8400 К существует максимум значений  $\bar{\xi}_t$  и спад по обе стороны от указанного интервала. Качественно этот вывод согласуется с результатами исследования Смитом [26] Am-звезд и звезд поля.

Таблица 4  
Скорости микротурбулентности  $\bar{\xi}_t$  (км/с)

Звезда	Fe I		Fe II		Ti II	
	$\bar{\xi}_t$	$n$	$\bar{\xi}_t$	$n$	$\bar{\xi}_t$	$n$
14 Aur	5,4	41	5,5	16	5,2	20
28 And	5,1	75	5,7	20	5,5	34
20 CVn	4,0	167	5,0	30	4,4	47
$\delta$ Del	5,0	81	6,2	24	5,3	21
44 Tau	4,9	36	5,5	14		
V644 Her	5,3	54	5,4	19	5,5	19
$\delta$ Sct	5,4	41	5,6	10	5,0	18
HD 127986	3,7	60	4,2	15	3,9	17

### 5. Химический состав атмосфер звезд типа $\delta$ Sct

На основе моделей атмосфер с параметрами, приведенными в табл. 2, было вычислено содержание элементов в атмосферах исследованных звезд:

$$\lg \epsilon [El] = \lg [N(El)/N(H) + 12],$$

для водорода в этой шкале  $\lg \epsilon (H) = 12,00$ . Силы осцилляторов взяты для Fe I из [27], для Fe II из [28] и для Ti II согласно данным И.С. Саванова (частное сообщение), для остальных элементов источники сил осцилляторов те же, что и в [14]. Средние содержания  $\lg \epsilon (El)$  для всех звезд собраны в табл. 5, здесь же приведено  $\lg \epsilon$  для Солнца в единой с исследуемыми звездами системе сил осцилляторов.

На рис. 3, а и 3, б представлена разность между содержанием элементов в исследованных звездах и на Солнце  $\Delta \lg \epsilon = \lg \epsilon (El)_* - \lg \epsilon (El)_\odot$ . Заметим, что содержание азота и кислорода для 20 CVn (см. рис. 3) определено нами по наблюдениям Ишикавы (см. об этом в [16]). Результаты показывают, что все исследуемые звезды типа  $\delta$  Sct



Т а б л и ц а 5  
Содержание элементов в исследуемых звездах типа  $\delta$  Sct и на Солнце

Элемент	14 Aur		28 And		20 CVn		$\delta$ Del	
	lg $\epsilon$	n	lg $\epsilon$	n	lg $\epsilon$	n	lg $\epsilon$	n
C II			8,09	1	8,61	4	8,33	2
Na I					6,97	3		
Mg I	7,62	2	7,33	2	7,87	4	6,94	2
Si II					8,15	2		
Ca I	6,48	6	6,34	8	6,78	10	6,11	7
Sc II	3,12	3	3,15	7	3,86	8	2,60	5
Ti I					5,67	9		
Ti II	5,24	16	5,21	23	5,64	17	4,76	12
V I			4,00	1	4,86	3		
V II			4,38	6	4,96	8	4,04	3
Cr I					6,11	7		
Cr II	5,56	6	5,58	4	6,08	7	5,32	9
Mn I			5,47	3	6,16	9	5,62	2
Fe I	7,58	35	7,55	45	8,17	69	7,45	51
Fe II	7,51	13	7,48	8	8,02	12	7,32	12
Co I			4,79	1	5,42	3	4,43	2
Ni I	6,38	1	6,34	4	6,88	17	6,60	6
Ni II			6,63	3	7,09	3		
Zn I					4,96	2		
Sr II					3,68	1		
Y II	2,65	1	2,78	3	2,97	7	2,83	4
Zr II			3,70	8	3,93	13	3,91	3
Ba II	2,42	1	3,11	1	3,56	1	2,93	1
La II			1,61	4	2,52	8	1,66	2
Ce II			2,57	5	2,93	9		
Pr II			1,89	1	1,92	1		
Nd II	2,26	1	1,91	1	2,66	1		
Sm II			2,80	1	2,61	2		
Eu II			0,90	1	1,66	1	1,16	1
Gd II			1,37	1	2,18	2		

Т а б л и ц а 6  
Содержание железа  $\Delta$ lg $\epsilon$  в исследованных звездах по отношению к Солнцу

Звезда	$\Delta$ lg $\epsilon$	Звезда	$\Delta$ lg $\epsilon$	Звезда	$\Delta$ lg $\epsilon$
14 Aur	+0,02	$\delta$ Del	-0,17	$\delta$ Sct	+0,02
28 And	-0,02	44 Tau	-0,28	HD 127986	-0,25
20 CVn	+0,54	V644 Her	-0,29		

имеют аномальный химический состав. По характеру аномалий их можно, по-видимому, подразделить на две группы.

1. Звезды с повышенным содержанием всех, за исключением углерода (20 CVn) или некоторых других элементов (14 Aur,  $\delta$  Sct, 28 And).

2. Звезды  $\delta$  Del, 44 Tau, V644 Her и HD 127986, у которых содержание элементов в зависимости от атомного номера качественно подобно классическим Am-звездам.

Для изученных нами объектов самое уверенное значение содержания получено для железа lg $\epsilon$ (Fe), точнее для нейтрального железа, для которого больше всего линий наблюдается в спектрах исследованных звезд и имеются наиболее надежные определе-



44 Tau		V644 Her		$\delta$ Sct		HD 127986		$lge_{\odot}$
$lge$	$n$	$lge$	$n$	$lge$	$n$	$lge$	$n$	
				6,97	3	6,49	2	8,61
7,09	2	6,93	2	7,45	2	7,43	3	6,28
								7,36
								7,55
6,07	7	6,12	7	6,43	4	6,04	6	6,36
2,93	2	2,59	3	3,28	6	2,92	4	3,00
		4,60	1			4,38	1	4,86
4,82	6	4,93	9	5,04	15	4,85	11	4,82
				4,54	1	3,60	1	4,04
3,97	1	4,25	1	4,26	2	4,31	1	4,21
				5,68	3	5,40	5	5,61
5,40	4	5,18	4	5,66	9	5,58	8	5,50
5,35	1	5,48	5	5,65	1	5,30	4	5,35
7,33	25	7,30	28	7,59	30	7,32	24	7,55
7,21	7	7,22	12	7,54	9	7,28	9	7,56
						4,40	3	4,55
6,14	3	6,27	1	6,59	8	6,03	5	6,08
		6,70	1					6,21
				4,64	2	3,82	2	4,42
								2,90
2,31	6	2,68	2	2,62	3	1,65	1	2,24
3,41	6	3,41	4	3,59	4	3,22	4	2,96
2,76	1	2,47	1	2,44	1	2,08	1	2,40
1,23	4	1,35	1	1,40	2	1,35	2	1,13
2,12	3	2,28	2	1,96	3	2,07	2	1,59
								0,83
1,64	1	1,82	1	1,59	1	1,20	1	1,26
1,60	1							1,06
0,46	1					0,43	1	0,35
1,41	1	1,68	1	1,51	1	1,02	2	1,12

ния сил осцилляторов. Из табл. 6 и рис. 3 видно, что самый большой избыток железа по сравнению с Солнцем оказался у 20 CVn.

Для того чтобы представить, как влияют ошибки выбора моделей на величину содержания элемента, мы провели дополнительные расчеты для 20 CVn. Оказалось, чтобы получить близкое к солнечному содержанию железа, необходимо для 20 CVn принять модель  $T_{\text{эф}} = 6800$  К и  $\lg g = 3,0$ , что выходит далеко за пределы возможных ошибок определения этих величин. Как следует из табл. 5 и рис. 4, почти для всех звезд содержание, вычисленное по линиям нейтрального железа, систематически превышает содержание, полученное по линиям ионизованного железа, т.е.  $lge(\text{Fe I}) > lge(\text{Fe II})$  примерно на 0,07. Выше отмечалось также, что содержание по нейтральным элементам наиболее чувствительно к изменению в  $T_{\text{эф}}$ , тогда как  $lge$ , вычисляемое по ионам, больше зависит от принятого значения  $\lg g$ , причем  $lge(\text{Fe II})$  возрастает при увеличении  $\lg g$ . Недавно опубликованные данные о теоретических фотометрических индексах  $[c_1]$  [29] говорят о том, что принятые нами при расчетах значения  $[c_1]$  занижены. Использование новых данных о  $[c_1]$  может повысить  $lge(\text{Fe II})$  для отдельных звезд на 0,05, однако полностью с помощью фотометрического индекса различие между  $lge(\text{Fe I})$  и  $(\text{Fe II})$  объяснить невозможно. Поэтому содержание отдельных элементов во избежание ошибок, вносимых неточностью выбранной модели, рассматривалось относительно железа в одной и той же стадии ионизации.



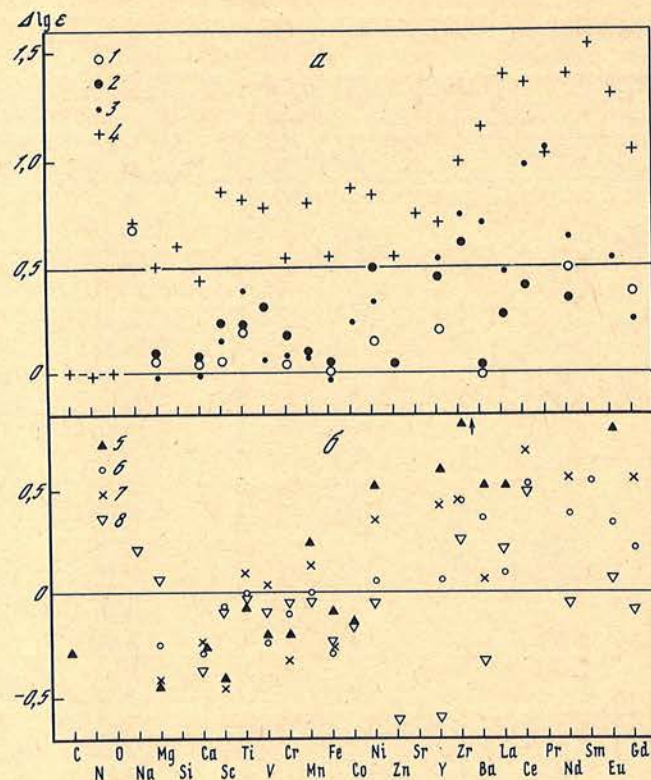


Рис. 3. Сравнение содержаний элементов в атмосферах пульсирующих звезд типа  $\delta$  Sct с содержанием на Солнце  
 1—14 Aur, 2 —  $\delta$  Sct, 3—28 And, 4—20 CVn, 5 —  $\delta$  Del, 6 — 44 Tau, 7 — V644 Her, 8 — HD 127986

На рис. 5 мы приводим значения содержания элементов, нормированные к железу:  
 $[X] = [\lg \epsilon(\text{El})_* - \lg \epsilon(\text{El})_{\odot}] - [\lg \epsilon(\text{Fe})_* - \lg \epsilon(\text{Fe})_{\odot}]$ .

Здесь же тонкими линиями обозначены верхний и нижний пределы значений содержания элементов, полученных для Am-звезд Савановым [24]. Напомним, что наши наблюдения звезд типа  $\delta$  Sct и наблюдения [24] Am-звезд выполнены на одном и том же телескопе, а обработка и анализ спектров проведены одними и теми же методами, что предполагает отсутствие систематических расхождений в конечных результатах. Из рис. 5 в общем можно заключить, что тенденция изменения содержания элементов с атомным номером в звездах типа  $\delta$  Sct аналогична таковой для Am-звезд, однако в пульсирующих звездах аномалии существенно менее ярко выражены, чем в звездах типа Am.

Остановимся на особенностях химического состава звезд типа  $\delta$  Sct (см. рис. 5). У пульсирующих наблюдается дефицит углерода, избыток натрия, но при большем, чем у Am-звезд, разбросе значений. Содержание магния у пульсирующих оказалось подобным содержанию этого элемента у металлических звезд: у 20 CVn, V644 Her и  $\delta$  Del можно предполагать магний в дефиците, у HD 127986 — в избытке, у  $\delta$  Sct, 28 And и 44 Tau содержание магния близко к солнечному. Кремний нам удалось определить только для 20 CVn, его содержание также близко к солнечному. Как известно, одной из характерных особенностей классических металлических звезд Am является дефицит кальция и скандия. Однако, как видно из рис. 5, это качество у звезд типа  $\delta$  Sct четко не проявляется — у четырех из них, 20 CVn,  $\delta$  Del, HD 127986 и в меньшей степени у 44 Tau, можно предполагать небольшой дефицит кальция, у 14 Aur — неболь-



Рис. 4. Сравнение содержания железа, определенного по линиям нейтрального и ионизованного железа в атмосферах звезд типа  $\delta$  Sct, относительно содержания на Солнце

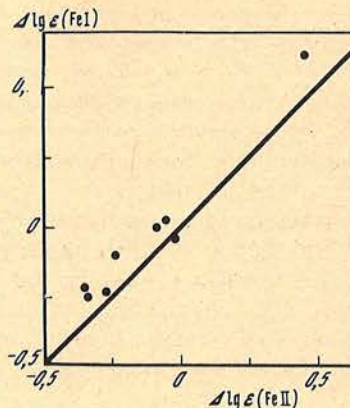
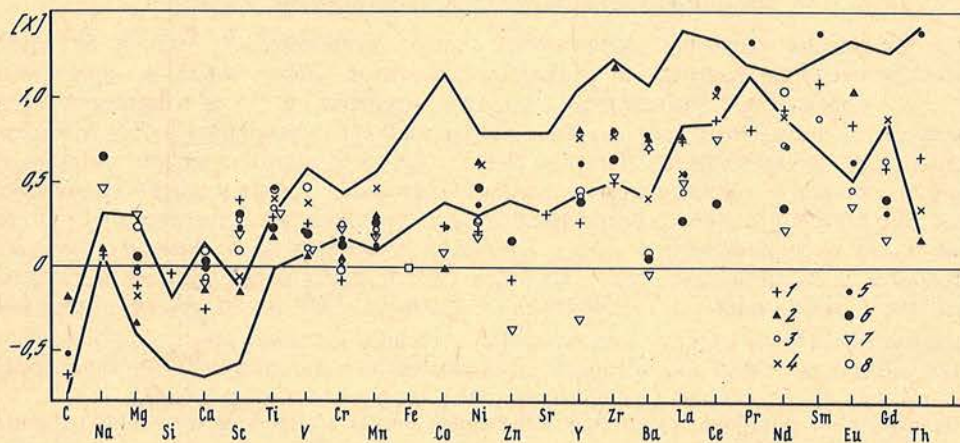


Рис. 5. Сравнение содержаний элементов, нормированных к содержанию железа, в атмосферах пульсирующих звезд и Солнца

1 — 20 CVn, 2 —  $\delta$  Del, 3 — 44 Tau, 4 — V 644 Her, 5 — 28 And, 6 —  $\delta$  Sct, 7 — HD 127986, 8 — 14 Aur



шой избыток, а  $\delta$  Sct, 28 And и V644 Her по содержанию кальция близки к Солнцу. Содержание скандия в общем для исследованных пульсирующих звезд оказалось выше, чем для Am, и небольшой дефицит этого элемента показывают лишь две звезды, V644 Her и  $\delta$  Del. Для Am-звезд наблюдается избыток содержания элементов, начиная с титана и выше. Из рис. 5 видно, что в общем, за некоторым исключением, для пульсирующих картина подобная, однако существенно меньшее по сравнению с Am-звездами отклонение от солнечного заметно в содержании хрома, кобальта, цинка. Содержание стронция удалось определить лишь для 20 CVn, оно оказалось незначительно выше солнечного. Содержание бария для трех звезд, 14 Aur,  $\delta$  Sct и HD 127986, оказалось близким к солнечному, а для остальных пульсирующих оно повышено. Относительно содержания редких земель в подавляющем большинстве можно заключить, что оно в звездах типа  $\delta$  Sct выше солнечного, но ниже, чем у Am-звезд. Отметим, что такие элементы, как барий, празеодим, неодим, европий, а для большинства объектов самарий и гадолиний, были определены по одной линии. Оценки содержания элементов в интервале от иттрия по гадолиний для 44 Tau были сделаны на основании эквивалентных ширин, полученных Куртцем [5], исходя из того, что для общих спектральных линий значения эквивалентных ширин по нашим и Куртца определениям оказались близкими [15].

Для определения содержания тория, самого тяжелого среди наблюдаемых нами элементов, были рассчитаны синтетические спектры для четырех звезд, 20 CVn, 28 And, V644 Her и  $\delta$  Del, в спектральном участке  $\lambda$  4017–4021 Å, куда попадает линия тория Th  $\lambda$  4019,13 [9]. Самое высокое содержание тория обнаружено у 20 CVn,  $\lg \epsilon(\text{Th}) =$



= 1,4, и у 28 And,  $\lg \epsilon(\text{Th}) = 1,5$ , что превышает солнечное значение  $\lg \epsilon(\text{Th})_{\odot} = 0,2$  больше чем на порядок. У V644 Her содержание тория оказалось более низким,  $\lg \epsilon(\text{Th}) = 0,7$ , а у  $\delta$  Del, по-видимому, того же порядка, что и на Солнце. Из рис. 5 видно, что нормированное к железу относительное содержание тория достаточно хорошо коррелирует с содержанием других элементов для 20 CVn, 28 And и V644 Her в зависимости от атомного номера, тогда как для  $\delta$  Del этого не наблюдается. Напомним, что  $\delta$  Del и V644 Her – спектрально-двойные звезды, поэтому полученные для них результаты могут иметь некоторую неопределенность.

Букгарт и др. [30], исследуя дублет лития  $\lambda$  6707 Li I в Am-звездах и звездах типа  $\delta$  Sct, пришли к выводу, что "содержание лития в Am-звездах может быть повышенным, нормальным или пониженным, а в звездах типа  $\delta$  Sct содержание лития может наблюдаться слегка повышенным, нормальным или пониженным", т.е. к заключению, подобному полученному нами и в [24] для других элементов звезд этих типов.

### 6. Некоторые закономерности в аномалиях содержаний

Для выявления аномалий химического состава пульсирующих типа  $\delta$  Sct были изучены корреляции содержания различных элементов между собой, по отношению к железу, эффективной температуре, скорости вращения, а также в зависимости от светимости, подобно тому как это было сделано в [24] для металлических Am-звезд. Отметим, что если не сделано оговорки, сопоставление содержания элементов рассматривалось в одной и той же стадии ионизации. Оказалось, что для исследованных звезд типа  $\delta$  Sct с разной степенью уверенности можно предполагать существование корреляции между содержанием почти всех элементов от магния до неодима, кроме бария и циркония, и содержанием железа. На рис. 6–8 для иллюстрации приведены графики зависимости содержаний Cr, Ti и Nd и Fe. У Am-звезд [24] отмечается существование корреляции  $\lg \epsilon(\text{El})$  и  $\lg \epsilon(\text{Fe})$  для углерода, натрия и кремния. Мы ничего определенного не можем сказать о соотношениях этих элементов и железа в пульсирующих типах  $\delta$  Sct, так как их содержание удалось определить лишь для отдельных звезд.

Согласно [24] у Am-звезд не обнаружено связи между содержанием магния, кальция, скандия и содержанием железа, тогда как звезды типа  $\delta$  Sct такую зависимость показывают уверенно для кальция и скандия (рис. 9 и 10) и менее уверенно для магния (рис. 11). Подобно металлическим звездам, у звезд типа  $\delta$  Sct наблюдается корреляция

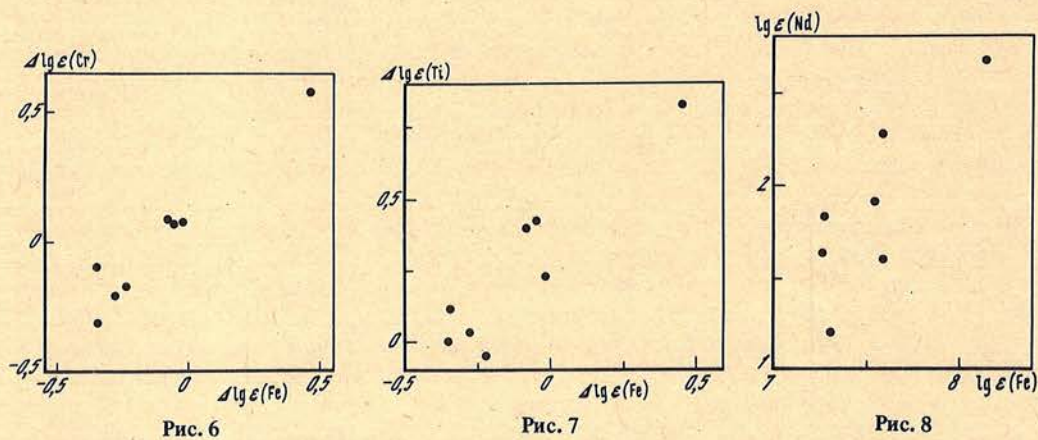


Рис. 6. Аномалии относительных содержаний хрома  $\Delta \lg \epsilon(\text{Cr}) = \lg \epsilon_*(\text{Cr}) - \lg \epsilon_{\odot}(\text{Cr})$  и железа  $\Delta \lg \epsilon(\text{Fe}) = \lg \epsilon_*(\text{Fe}) - \lg \epsilon_{\odot}(\text{Fe})$  в атмосферах звезд типа  $\delta$  Sct

Рис. 7. Сравнение относительных содержаний титана и железа в атмосферах звезд типа  $\delta$  Sct

Рис. 8. Сравнение содержаний неодима и железа в атмосферах пульсирующих типа  $\delta$  Sct



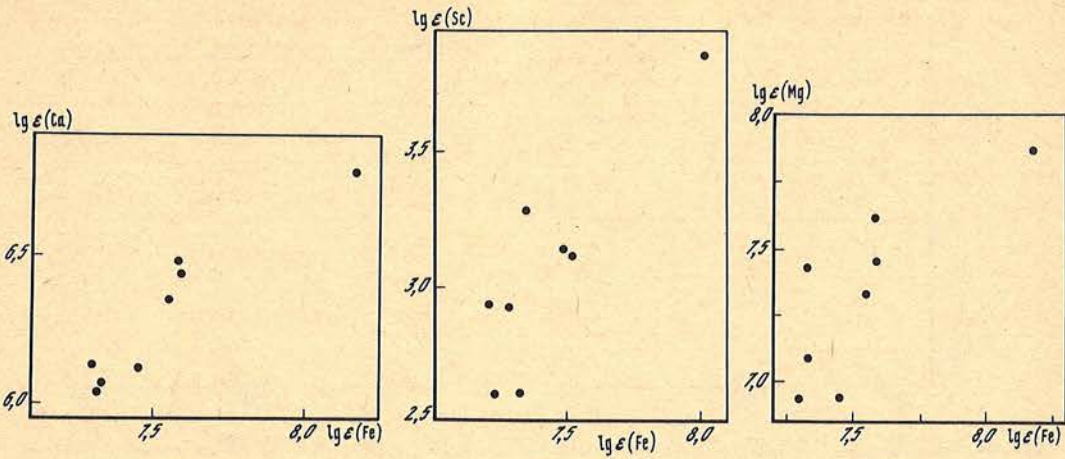


Рис. 9

Рис. 10

Рис. 11

Рис. 9. Сравнение содержаний кальция и железа в атмосферах звезд типа  $\delta$  Sct

Рис. 10. Сравнение содержаний скандия и железа в атмосферах звезд типа  $\delta$  Sct

Рис. 11. Сравнение содержаний магния и железа в атмосферах звезд типа  $\delta$  Sct

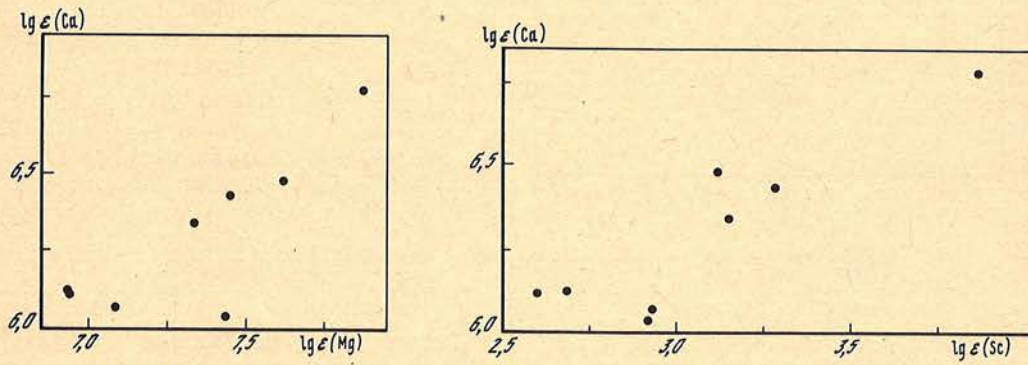


Рис. 12. Сравнение содержаний кальция и магния в атмосферах звезд типа  $\delta$  Sct

Рис. 13. Сравнение содержаний кальция и скандия в атмосферах звезд типа  $\delta$  Sct

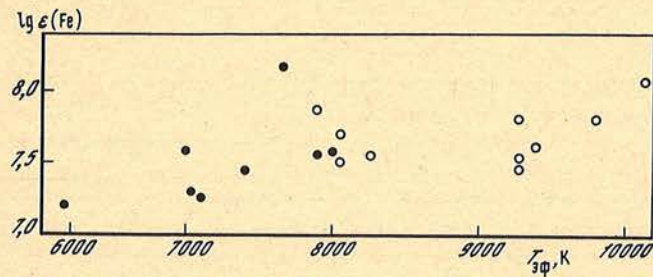


Рис. 14. Зависимость содержаний железа от эффективной температуры

Точки — звезды типа  $\delta$  Sct, кружки — Am-звезды [24]



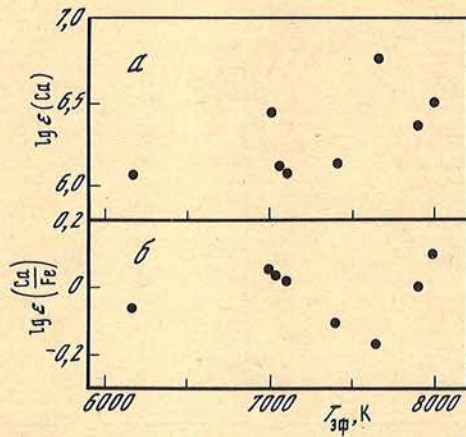


Рис. 15. Зависимость содержания кальция от эффективной температуры для звезд типа  $\delta$  Sct (а) и зависимость величины  $\lg(\text{Ca}/\text{Fe})$  от эффективной температуры для звезд типа  $\delta$  Sct (б)

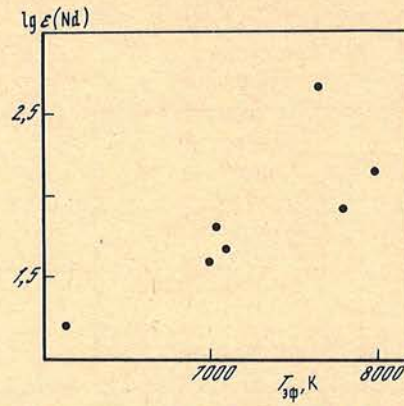


Рис. 16. Зависимость содержания неодима от эффективной температуры для звезд типа  $\delta$  Sct

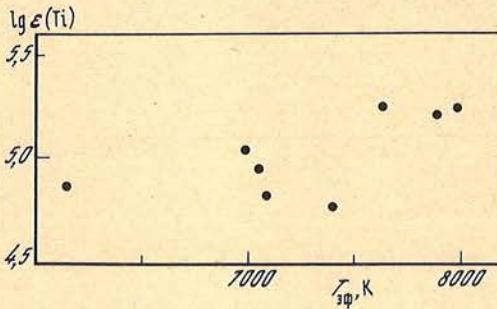


Рис. 17. Зависимость содержания титана от эффективной температуры для звезд типа  $\delta$  Sct

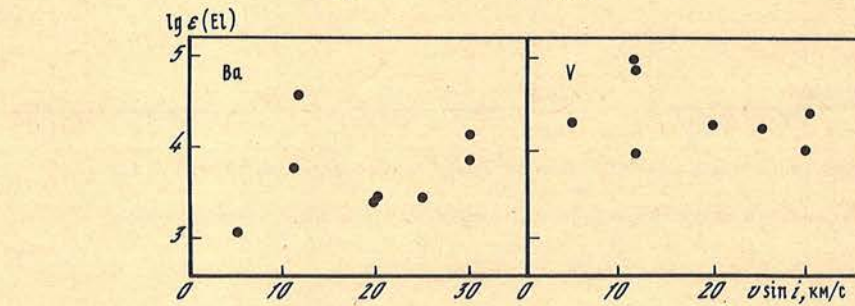


Рис. 18. Зависимость содержания бария и ванадия от скорости вращения для звезд типа  $\delta$  Sct

содержаний Ca–Mg (рис. 12) и Ca–Sc (рис. 13), хотя последнее сравнение сделано для элементов, наблюдаемых в разных стадиях ионизации.

Интересно рассмотреть зависимость содержания от эффективной температуры. Мы построили графики содержания в зависимости от  $T_{\text{эф}}$  для элементов, наблюдаемых в спектрах большинства изученных нами звезд. Разброс точек оказался довольно большим, однако можно сделать некоторые заключения. На рис. 14 приведена зависимость  $\lg \epsilon(\text{Fe}) - T_{\text{эф}}$  для звезд типа  $\delta$  Sct по нашим данным и для звезд Am согласно [24]. Вероятно, можно предполагать существование хода величины содержания железа с эффективной температурой, а именно  $\lg \epsilon(\text{Fe})$  в диапазоне температур 6000–8000 K (звезды типа  $\delta$  Sct) возрастает, а в области 8000–10000 K (Am-звезды) или совсем незначительно увеличивается, или остается постоянной. В [24] высказано предполо-



жение, что в Am-звездах корреляция содержания элементов с температурой может носить сложный характер (приводится пример железа и кальция). На рис. 15 представлены зависимости  $\lg \epsilon(\text{Ca}) - T_{\text{эф}}$  и  $\lg \epsilon(\text{Ca}) / \lg \epsilon(\text{Fe}) - T_{\text{эф}}$ . Если исходя из рис. 15, а можно допустить увеличение содержания кальция с ростом  $T_{\text{эф}}$ , то из рис. 15, б следует, что либо содержание кальция с изменением температуры остается постоянным, либо меняется более сложным образом. Для пульсирующих типа  $\delta$  Sct оказалось, что наиболее надежную корреляцию содержания с температурой показывает неодим (рис. 16). Связь содержания титана с  $T_{\text{эф}}$  выражена слабо (рис. 17), у остальных элементов корреляции  $\lg \epsilon(\text{El}) - T_{\text{эф}}$  не обнаружено совсем.

Для выявления возможной корреляции аномалий в химическом содержании и скоростей вращения были построены графики  $\lg \epsilon(\text{El}) - v \sin i$ ,  $v \sin i$  взята из каталога [8]. Нам не удалось найти связь  $\lg \epsilon(\text{El}) - v \sin i$  для звезд типа  $\delta$  Sct (см. рис. 18). Не было сделано положительных выводов на этот счет также и для Am-звезд [24].

Нами были построены зависимости величин  $\lg \epsilon(\text{El})$  (или отношения содержания элементов) от светимости  $\lg(L/L_{\odot})$  (см. разд. 7). Мы не обнаружили для звезд типа  $\delta$  Sct сколько-нибудь надежные корреляции  $\lg \epsilon - \lg(L/L_{\odot})$ , тогда как для Am-звезд [24] корреляция со светимостью была найдена для нескольких элементов.

### 7. Эволюционные параметры атмосфер пульсирующих звезд типа $\delta$ Sct

Используя полученные из наблюдений значения эффективной температуры  $T_{\text{эф}}$  и ускорения силы тяжести  $\lg g$  (см. табл. 2) и сопоставив их с эволюционными расчетами Менгела и др. [31] для исследованных звезд типа  $\delta$  Sct, мы нашли массы  $M$  и возраст  $t$ . Оценки сделаны при содержании гелия  $Y = 0,265$  и металлов  $Z = 0,025$ , что соответствует первоначальному содержанию Солнца. Затем были вычислены радиус  $R$  и светимость  $L$ :

$$\lg(R/R_{\odot}) = 2,22 + 0,5 \lg(M/M_{\odot}) - 0,5 \lg g,$$

$$\lg(L/L_{\odot}) = -15,045 + 2 \lg(R/R_{\odot}) + 4 \lg T_{\text{эф}}.$$

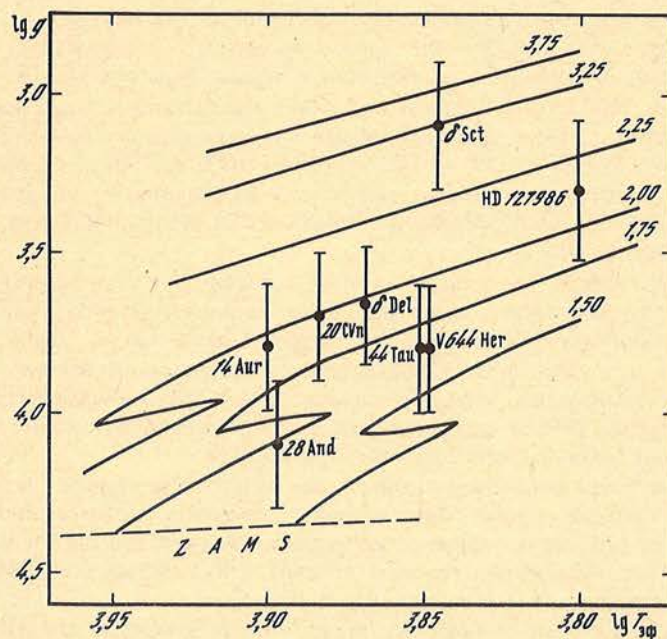


Рис. 19. Эволюционная диаграмма исследованных нами переменных типа  $\delta$  Sct. Эволюционные треки для масс от 1,5 до 3,75  $M_{\odot}$  согласно расчетам Менгела и др. [31]



Таблица 7  
Эволюционные параметры исследуемых звезд типа  $\delta$  Sct

Звезда	$M/M_{\odot}$	$\lg(R/R_{\odot})$	$R/R_{\odot}$	$\lg(L/L_{\odot})$	$L/L_{\odot}$	$t \cdot 10^6$ лет
14 Aur	1,9±0,3	0,46±0,11	2,9	1,48±0,22	30	900±250
28 And	1,7±0,2	0,28±0,13	1,9	1,10±0,30	13	900±400
20 CVn	2,0±0,4	0,52±0,14	3,3	1,53±0,33	34	800±350
$\delta$ Del	1,9±0,4	0,51±0,14	3,2	1,45±0,33	28	900±350
44 Tau	1,6±0,4	0,42±0,16	2,6	1,20±0,35	16	1500±700
V644 Her	1,6±0,4	0,42±0,16	2,6	1,20±0,35	16	1500±700
$\delta$ Sct	3,2±0,6	0,92±0,15	8,4	2,18±0,35	151	290±150
HD 127986	2,1±0,6	0,73±0,14	5,0	1,58±0,38	38	820±200

Результаты определения эволюционных параметров собраны в табл. 7. На рис. 19 представлена диаграмма  $\lg g - T_{\text{эф}}$  с эволюционными треками согласно [31]; вертикальные линии изображают неопределенность в значениях масс. Основной вклад в ошибки величин эволюционных параметров вносит неопределенность в  $\lg g$ , тогда как неточность определения  $T_{\text{эф}}$  незначительно сказывается на результатах.

Хотя точность вычисления эволюционных параметров невысока, можно предполагать, что все исследуемые нами звезды уже прошли заметный путь в своем развитии. Все звезды, по-видимому, кроме одной, 28 And, завершили фазу горения водорода в ядре и находятся в стадии перехода в область красных гигантов.  $\delta$  Sct и HD 127986, вероятно как наиболее массивные, значительно удалились от главной последовательности.

### 8. Заключение

Мы ставили своей задачей обсудить результаты анализа методом моделей атмосфер спектров восьми пульсирующих типа  $\delta$  Sct, сравнить их с результатами изучения металлических Am-звезд (девять звезд), изложенных в [24], и попытаться отыскать признаки, которые объединяют или разделяют звезды двух этих типов.

Основные результаты наших исследований сводятся к следующему. Все изученные пульсирующие типа  $\delta$  Sct показали аномалии в химическом составе. Одна группа звезд (14 Aur, 28 And, 20 CVn и  $\delta$  Sct) имеет в общем повышенное содержание (исключая углерод) элементов, причем величина избытка увеличивается с повышением атомного номера. У другой группы ( $\delta$  Del, 44 Tau, V644 Her и HD 127986) содержание элементов в зависимости от атомного номера оказалось качественно подобным классическим Am-звездам, т.е. наблюдается дефицит более легких элементов и избыток, за некоторым исключением, более тяжелых.

При одинаковой общей тенденции изменения содержания с ростом атомного номера заметны некоторые различия: у звезд типа  $\delta$  Sct не проявляется в такой степени, как у Am, дефицит кальция и особенно скандия, избыток хрома также существенно меньше у пульсирующих, чем у Am-звезд. Среднее по всем звездам содержание кобальта у пульсирующих значительно ниже, чем у металлических. У трех из восьми звезд типа  $\delta$  Sct (14 Aur,  $\delta$  Sct и HD 127986) содержание бария оказалось близким к солнечному, тогда как у остальных оно повышено, подобно Am-звездам.

Для звезд типа  $\delta$  Sct существует корреляция между содержанием почти всех, в том числе кальция и скандия, кроме бария и церия, элементов и содержанием железа, тогда как для Am-звезд [24] не обнаружено корреляции магния, кальция и скандия с содержанием железа. Подобно металлическим звездам, у пульсирующих наблюдается также связь между содержанием элементов Ca-Mg и Ca-Sc.

Для пульсирующих и металлических звезд, как, вероятно, и для звезд поля [26], можно предполагать, что микротурбулентная скорость является функцией эффективной температуры, по крайней мере в пределах светимостей V-IV.



У обоих типов звезд найдена корреляция содержания большинства из наблюдаемых элементов с эффективной температурой.

Нам не удалось обнаружить связи между содержанием и скоростями вращения, равно как между аномалиями химического состава и светимостями для звезд типа  $\delta$  Sct, тогда как для Am-звезд такая зависимость была найдена для некоторых элементов [24].

Как известно, в настоящее время для объяснения аномалий химического состава звезд, у которых отсутствует магнитное поле, наиболее приемлемой среди существующих считается гипотеза разделения элементов в их атмосферах путем диффузии, хотя и она не объясняет всех наблюдаемых в классических Am-звездах аномалий. Известно также, что диффузный процесс несовместим с существованием пульсаций. Пока не создано какой-либо строгой теории, описывающей существование аномалий содержания и пульсационной переменности у звезд типа  $\delta$  Sct, однако теоретики (см., например, монографию Вольфа [32]) предлагают следующее объяснение этому явлению. Если источником пульсаций является конвективная ионизационная зона He II (возможно, и He I, и H I), то по мере того, как гелий при определенных физических условиях диффундирует вниз из атмосферы, ионизационная зона He II исчезает. Ее исчезновение порождает пульсации и одновременно позволяет проникать под действием светового давления элементам из глубины к поверхности атмосферы и создавать аномалии содержания. Известно, что (см., например, [1]) диффузия и пульсации могут наблюдаться у проэволюционировавших выше главной последовательности Am-звезд. Результаты наших исследований и [24] не противоречат сказанному (см. рис. 19): семь из восьми звезд типа  $\delta$  Sct уже прошли фазу горения водорода в ядре и находятся на пути перехода в фазу красных гигантов. По-видимому, для более убедительного объяснения феномена переменных типа  $\delta$  Sct необходимо иметь наблюдательные данные о химическом содержании элементов, в частности гелия, которому обязаны пульсации, в атмосферах других пульсирующих объектов, расположенных на главной последовательности, например звезд типа  $\beta$  Cep.

В заключение выражаю признательность академику А.А. Боярчуку за полезные критические замечания при обсуждении результатов, а также Г.Н. Шараповой и В.Т. Жоголевой за изготовление иллюстраций.

Май 1987 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kurtz D.W. // *Astrophys. J.* 1978. Vol. 221. P. 869–880.
2. Reimers D. // *Astron. and Astrophys.* 1976. Vol. 53. P. 377–381.
3. Dickens R.J., French V.A., Owtst P.W. et al. // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1971. Vol. 153. P. 1–7.
4. Ishikawa M. // *Publ. Astron. Soc. Japan.* 1973. Vol. 25. P. 111–127.
5. Kurtz D.W. // *Astrophys. J. Suppl.* 1976. Vol. 32. P. 651–680.
6. Kurucz R.L. // *Ibid.* 1979. Vol. 40. P. 1–340.
7. Smith M.A. // *Astrophys. J.* 1982. Vol. 254. P. 242–262.
8. Uesugi A., Fukuda J. Revised catalogue of stellar rotational velocities. Department of astronomy Kyoto Univ. Kyoto (Japan), 1982.
9. Любимков Л.С., Рачковская Т.М. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1986. Т. 74. С. 14–19.
10. Bregier M. // *Publ. Astron. Soc. Pacific.* 1979. Vol. 91. P. 5–26.
11. Harper W.E. // *Publ. Dominion Astrophys. Obs.* 1938. Vol. 6. P. 207–260.
12. Duncan D.K., Preston G.W. // *Bull. Amer. Astron. Soc.* 1979. Vol. 11. P. 728.
13. Bardin C., Imbert M. // *Astron. and Astrophys. Suppl.* 1982. Vol. 47. P. 319–322.
14. Любимков Л.С., Рачковская Т.М. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1985. Т. 71. С. 127–144.
15. Любимков Л.С., Рачковская Т.М. // *Там же.* Т. 72. С. 89–99.
16. Любимков Л.С., Рачковская Т.М. // *Там же.* Т. 73. С. 82–92.
17. Рачковская Т.М. // *Там же.* 1986. Т. 75. С. 149–155.
18. Рачковская Т.М. // *Там же.* 1987. Т. 76. С. 3–8.
19. Рачковская Т.М. // *Там же.* 1988. Т. 78.
20. Любимков Л.С. // *Там же.* 1980. Т. 62. С. 44–53.
21. Bessel M.S. // *Astrophys. J. Suppl.* 1969. Vol. 18. P. 167–220.



22. Baglin A., Breger M., Chevalier C. et al. // *Astron. and Actrophys.* 1973. Vol. 23. P. 221–240.  
 23. Любимков Л.С., Боярчук А.А. // *Астрофизика.* 1983. Т. 19. С. 683–696.  
 24. Саванов И.С. Дис. . . . канд. физ-мат. наук. КАО. 1986.  
 25. Боярчук А.А., Любимков Л.С., Сахибуллин Н.А. // *Астрофизика.* 1985. Т. 22. С. 339–356.  
 26. Smith M.A. // *Astron. and Astrophys.* 1971. Vol. 11. P. 323–344.  
 27. Боярчук А.А., Саванов И.С. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1985. Т. 70. С. 57–128.  
 28. Боярчук А.А., Саванов И.С. // *Там же.* 1986. Т. 74. С. 49–69.  
 29. Lester J.B., Gray R.O., Kurucz R.L. // *Astrophys. J. Suppl.* 1986. Vol. 61, N 3. P. 509–529.  
 30. Burkhardt C., Coupry M.F., Lunel M., Van't Veer C. // *Inst. Astrophys. P.*, 1986. September. Prepublication N 157.  
 31. Mengel J.G., Sweigert A.V., Demarque P., Gross P. // *Astrophys. J. Suppl.* 1979. Vol. 40. P. 733–791.  
 32. Wolff S.C. // *The A-stars: problems and perspectives.* Centre National de la Recher Scientifique. P. (France), 1983.

УДК 524.3–85.

## ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ ПОЯВЛЕНИЯ ШИРОКИХ ДЕПРЕССИЙ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ СПЕКТРАХ В- И А-ЗВЕЗД II. ОКОЛОЗВЕЗДНЫЕ ОБОЛОЧКИ

А.М. Джафарли, Л.С. Любимков

Выполнены расчеты синтетических спектров с разрешением  $2 \text{ \AA}$  для ранней В-звезды с оболочкой в трех спектральных участках:  $1810\text{--}1840 \text{ \AA}$ ,  $2350\text{--}2380 \text{ \AA}$  и  $4500\text{--}4530 \text{ \AA}$ . Исследована роль оболочки в возникновении дефицита УФ-потока; такой дефицит появляется за счет усиленного (относительно видимой области) поглощения УФ-линиями при прохождении излучения звезды через оболочку. Показано, что наблюдаемая депрессия УФ-потока может возникать лишь в таких оболочках, где температура  $T_s < 20\,000 \text{ K}$  и концентрация электронов  $N_e > 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Оболочки с  $T_s = 10\,000 \text{ K}$  и  $N_e = 10^{11} \div 10^{12} \text{ см}^{-3}$  вполне способны создавать депрессию  $0,2\text{--}0,5^m$ , наблюдаемую у ряда О- и В-звезд в области длин волн  $2000\text{--}2500 \text{ \AA}$ , в том числе у Ве-звезд. Оценена роль отклонений от ЛТР в оболочке: они могут заметно влиять на степень ионизации Fe II и других ионов, линии которых создают дефицит УФ-потока, однако это не приводит к существенным изменениям в величине депрессии.

POSSIBLE REASONS FOR WIDE DEPRESSION IN UV SPECTRA OF B AND A STARS. II. CIRCUMSTELLAR ENVELOPES, by A.M. Jafarli, L.S. Lyubimkov. The synthetic spectra with  $2 \text{ \AA}$  resolution for early B star with the envelope are calculated in three spectral intervals:  $1810\text{--}1840 \text{ \AA}$ ,  $2350\text{--}2380 \text{ \AA}$  and  $4500\text{--}4530 \text{ \AA}$ . The role of the envelope for the observed deficiency of UV radiation is investigated; such a deficiency occurs due to increased absorption in UV spectral lines (relative to visual region) while the radiation of the star extends through the envelope. It is shown that the observed UV flux depression occurs only in envelopes with the temperature  $T_s < 20\,000 \text{ K}$  and electron density  $N_e > 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . The envelopes with  $T_s = 10\,000 \text{ K}$  and  $N_e = 10^{11} \div 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  may quite provide a depression by  $0.2\text{--}0.5^m$  as observed at  $2000\text{--}2500 \text{ \AA}$  wavelength range for a number of O and B stars including Be stars. The role of departures from LTE in envelopes is estimated; the non-LTE effects on ionization can be noticeable for Fe II and other ions which cause UV depression, however these effects did not lead to considerable changes in depression values.

В нашей предыдущей статье [1] был представлен краткий обзор внеатмосферных наблюдательных данных, свидетельствующих о существовании дефицита ультрафиолетового потока у части звезд спектральных типов О–А. В качестве возможных причин широких депрессий УФ-потока в [1] были указаны: 1) повышенное содержание металлов в атмосфере, создающее дополнительное квазинепрерывное поглощение в УФ-спектральных линиях; 2) наличие околозвездной оболочки, которая также может давать добавочное поглощение в многочисленных УФ-линиях. Первая из этих возможностей была исследована в [1], где было показано, что повышенное содержание металлов может объяснить наблюдаемый дефицит УФ-потока у А-звезд (в частности, у Ар-звезд) и, возможно, у самых поздних В-звезд. Но для более горячих объектов этот механизм становится неэффективным, поэтому следует рассмотреть вторую из указанных выше возможностей.



Итак, мы поставили задачу проанализировать возможную связь между оболочками около О- и В-звезд и дефицитом излучения в УФ-диапазоне. То, что такая связь существует, подтверждается исследованиями Ве-звезд. С одной стороны, как известно, эти звезды окружены оболочками. С другой стороны, как показано в [2], у Ве-звезд обнаруживается дефицит УФ-излучения ( $\lambda = 2100 \text{ \AA}$ ) по сравнению с нормальными звездами того же спектрального типа (В0–В5). Причем величина УФ-дефицита коррелирует с интенсивностью эмиссионных линий в видимой области; это подтверждает, что обнаруженный дефицит – собственное свойство Ве-звезд. Отметим, что особое внимание в [2] было уделено учету аномального межзвездного поглощения вблизи  $2200 \text{ \AA}$ .

На возможную связь между депрессией в УФ-области и околозвездными оболочками указывает также рассмотрение О- и В-звезд с дефицитом УФ-потока из списка Рустамбековой [3]. Оказалось, что из 22 таких звезд девять имеют в своих спектрах эмиссионные линии (см. каталог [4]), и по крайней мере у шести обнаружены инфракрасные избытки (по данным [5–8]). Обе эти особенности обычно интерпретируются как видимое проявление околозвездных оболочек. Депрессия УФ-потока прослежена в [3] до длины волны  $\lambda = 2000 \text{ \AA}$ , однако для ряда звезд она, несомненно, продолжается в более коротковолновую область. Отметим, что в [3], как и в [2], специальное внимание уделено корректному учету межзвездного поглощения.

Присутствие оболочек у О- и ранних В-звезд часто связывают с истечением из них вещества, поэтому можно было бы ожидать, что величина депрессии  $D$  в УФ-области спектра у таких звезд коррелирует со скоростью потери массы  $\dot{M}$ . Однако, как было показано нами в [1], однозначной зависимости между  $D$  и  $\dot{M}$  нет. Тем не менее, как отмечено выше, по крайней мере около некоторых О- и В-звезд с дефицитом УФ-потока оболочки наблюдаются. Не вдаваясь сейчас в обсуждение их природы, попытаемся ответить на следующий вопрос: может ли околозвездная газовая оболочка при разумных предположениях о ее физических параметрах (см. ниже) обеспечить наблюдаемый дефицит потока в УФ-диапазоне? Напомним, что речь идет о дефиците относительно теоретического распределения энергии или относительно распределения, наблюдаемого в УФ-диапазоне у нормальных звезд, при этом все данные обычно нормируются на какую-либо длину волны в видимой области. Именно так нужно понимать депрессию  $D = 0,2 \div 0,5^m$ , найденную для ряда О- и В-звезд в области  $2000\text{--}2500 \text{ \AA}$ . Указанные значения согласно [3] можно считать характерной величиной депрессии, хотя для отдельных звезд возможны и более высокие значения  $D$ . Задавшись довольно грубой моделью оболочки, мы попытаемся выяснить, способна ли оболочка создавать дефицит УФ-потока, соответствующий таким  $D$ .

Напомним, что рассматриваемый механизм образования УФ-депрессии основан на предположении, что оболочка дает заметное дополнительное поглощение в многочисленных УФ-линиях. Наблюдения, выполненные с высоким разрешением, подтверждают усиление УФ-линий у звезд с оболочками. Например, по данным спутника IUE у 48 Lib, звезды подкласса В3 с оболочкой, линии поглощения на участке  $2580\text{--}2600 \text{ \AA}$  во много раз сильнее, чем у нормальной В3-звезды  $\eta$  UMa (см. рис. 19 в [9]).

### 1. Модель оболочки

Как и в [1], наш анализ основан на расчетах синтетических спектров по программе SYNTHET, описанной в [10]. К модели звездной атмосферы мы добавляем модель околозвездной газовой оболочки и вычисляем суммарный спектр «атмосфера + оболочка». Отметим два принципиальных момента: 1) мы анализируем результаты наблюдений с довольно низким разрешением (от  $1,8$  до  $30 \text{ \AA}$ , см. [1]); 2) оценивается лишь общее понижение уровня излучаемой энергии в широких спектральных участках, задача детального сопоставления с наблюдаемым распределением не ставится. Следовательно, мы можем пренебречь такими тонкими эффектами, как расширение и вращение оболочки, так как эти эффекты обычно становятся существенными лишь при рассмотрении спектров с высоким разрешением, когда анализируются профили отдельных линий.



Учитывая сказанное, мы приняли сферическую, статическую и однородную модель оболочки. Необходимо отметить, что в случае Ве-звезд предположение о сферичности, вообще говоря, не выполняется, так как их оболочки имеют форму диска. Однако переход к дисковой модели сильно усложняет задачу. Можно надеяться, что как первое приближение, дающее хотя бы грубую оценку депрессии  $D$ , сферическая модель применима и к Ве-звездам.

При указанных предположениях модель оболочки определяется заданием следующих трех параметров: температура  $T_S$ , концентрация свободных электронов  $N_e$ , радиус оболочки  $R_S$ . Последнюю величину удобнее выражать в радиусах звезды  $R_*$ , т.е. рассматривать отношение  $R_S/R_*$ . Лучше всего значения  $T_S$ ,  $N_e$  и  $R_S/R_*$  установлены для оболочек Ве-звезд; в среднем для них  $T_S = 10^4 \div 2 \cdot 10^4$  К,  $N_e = 10^{11} \div 10^{12}$  см $^{-3}$ ,  $R_S/R_* = 2 \div 10$  (см., например, [11]). Близкие оценки  $N_e$ , как следует из [12], получены для оболочек в тесных двойных системах (заметим, что доля двойных среди звезд с дефицитом УФ-потока весьма велика). Ориентируясь на эти средние оценки, мы выполнили расчеты в следующем диапазоне параметров:  $T_S = 10\ 000$  и  $20\ 000$  К;  $N_e = 10^{10}$ ,  $10^{11}$  и  $10^{12}$  см $^{-3}$ ;  $R_S/R_* \geq 1$  (радиус  $R_S/R_*$  повышался до тех пор, пока не достигалась депрессия  $D$ , сравнимая с наблюдаемой).

Мы считаем оболочку оптически тонкой в рассматриваемых спектральных участках, т.е. предполагаем, что она только поглощает излучение звезды, но не рассеивает его. Как показали наши расчеты, такое предположение вполне оправдано, так как полная оптическая глубина  $\tau_\lambda$  для большинства длин волн  $\lambda_i$  оказывается меньше единицы. Условие  $\tau_\lambda < 1$  нарушается лишь в центральных частотах наиболее сильных линий при достаточно больших значениях  $R_S/R_*$ , однако, поскольку мы оцениваем лишь статистический эффект, эти исключения вряд ли могут повлиять на наши выводы о роли оболочки в формировании дефицита УФ-потока.

Первоначально все расчеты были выполнены при условии локального термодинамического равновесия (ЛТР). Впоследствии мы оценим, к каким изменениям в результатах могут привести отклонения от ЛТР в оболочке.

## 2. Метод вычислений

Чтобы учесть влияние оболочки, нам пришлось видоизменить формулу для потока излучения, заложенную в программу SYNTHEL [10].

Пусть  $\pi F^*(\lambda)$  – поток излучения звезды в длине волны  $\lambda$ . Как известно,

$$F^*(\lambda) = 2 \int_0^1 I_\lambda^*(\mu) \mu d\mu,$$

где  $I_\lambda^*(\mu)$  – интенсивность излучения, выходящего из атмосферы звезды в оболочку под углом  $\arccos \mu$  к верхней границе атмосферы. Тогда поток  $\pi F^S(\lambda)$ , ослабленный при прохождении через оптически тонкую оболочку, находится из соотношения

$$F^S(\lambda) = 2 \int_0^1 e^{-\tau_\lambda(\mu)} I_\lambda^*(\mu) \mu d\mu. \quad (1)$$

Здесь  $\tau_\lambda(\mu)$  – оптическое расстояние в оболочке вдоль луча зрения. Как следует из простых геометрических соображений,

$$\tau_\lambda(\mu) = \kappa_\lambda R_* [\sqrt{(R_S/R_*)^2 - 1 + \mu^2} - \mu]. \quad (2)$$

Интенсивность  $I_\lambda^*(\mu)$  излучения, выходящего из атмосферы звезды, вычислялась по квадратурной формуле, приведенной в [10]. В соотношении (2) входит также объемный коэффициент поглощения  $\kappa_\lambda$ , который в однородной оболочке является постоянной величиной, зависящей от выбора  $T_S$  и  $N_e$ . В расчетах  $\kappa_\lambda$  мы учитывали все источники непрозрачности, включенные в программу SYNTHEL.



Химический состав оболочки считался нормальным (солнечным), в частности, для относительного содержания водорода и гелия было принято  $\text{He}/\text{H} = 0,10$  по числу атомов. Задавая  $T_S$  и  $N_e$ , мы находили затем концентрацию различных атомов и ионов в оболочке, используя предположение о локальном термодинамическом равновесии. В дальнейшем на основе этих данных рассчитывались коэффициенты поглощения в разных линиях (детали см. в [1, 10]).

Как следует из соотношения (1), для вычисления потока излучения  $F^S(\lambda)$ , выходящего из оболочки, необходимо прежде всего найти интенсивность собственного излучения звезды  $I_\lambda^*(\mu)$ . Для этого нужно задать модель звездной атмосферы. В большинстве наших расчетов была принята табличная модель Куруца [13] с эффективной температурой  $T_{\text{эф}} = 25\,000\text{ К}$  и ускорением силы тяжести  $\lg g = 3,5$ , соответствующая ранней В-звезде. Если ограничиться рассмотрением только О- и В-звезд, результаты, как выяснилось, слабо зависят от выбора  $T_{\text{эф}}$ , так как величина депрессии в УФ-диапазоне определяется прежде всего физическими условиями в оболочке, а не в нижележащей звездной атмосфере. Отметим, что принятым параметрам  $T_{\text{эф}}$  и  $\lg g$  соответствуют масса  $M_* = 14,7M_\odot$  и радиус  $R_* = 11,3R_\odot$ , найденные нами с помощью эволюционных расчетов [14]. Значение  $R_*$  необходимо при вычислении  $\tau_\lambda(\mu)$  по формуле (2).

Синтетические спектры рассчитывались с помощью соотношений (1) и (2) в следующих интервалах длин волн: 1810–1840, 2350–2380 и 4500–4530 Å. В [1] приведена информация о включенных в расчеты спектральных линиях из этих участков. Несглаженные синтетические спектры, вычисленные по формулам (1) и (2), затем сворачивались с инструментальным профилем той же полуширины  $\Delta\lambda_I = 2\text{ Å}$ , что и в [1]. Потоки  $F^*(\lambda)$  и  $F^S(\lambda)$  после такой свертки будем обозначать  $F_I^*(\lambda)$  и  $F_I^S(\lambda)$ .

### 3. Синтетические спектры при учете оболочки

При сравнении наблюдаемых и теоретических распределений энергии обычно все результаты нормируются на какую-либо длину волны в видимой области. Следуя этой процедуре, мы привели наши данные к  $\lambda = 4510\text{ Å}$ , т.е. вместо абсолютных потоков  $F_I^S(\lambda)$  рассматривали отношение  $F_I^S(\lambda)/F_I^S(4510)$ . Таким образом, как и в [1], мы анализировали изменения в УФ-диапазоне относительно видимой области спектра.

Околосозвездная оболочка ослабляет излучение звезды за счет поглощения как в непрерывном спектре, так и в линиях. Однако из наших расчетов следует, что получить наблюдаемый дефицит УФ-потока относительно видимой области только за счет непрерывного поглощения вряд ли возможно. Действительно, в этом случае поток на участке 2350–2380 Å понижается примерно на ту же величину, что и на участке 4500–4530 Å, т.е. добавление оболочки не вносит заметных изменений в значения  $F_I^S(\lambda)/F_I^S(4510)$  для УФ-области. И лишь когда становится существенным поглощение в линиях, достигается ощутимый эффект. Причина связана с тем, что плотность и интенсивность линий в УФ-диапазоне намного выше, чем в видимой области.

Расчеты при  $T_S = 20\,000\text{ К}$  показали, что здесь мы имеем как раз тот случай, когда оболочка поглощает преимущественно в непрерывном спектре, а роль линий мала. Никакого понижения  $F_I^S(\lambda)/F_I^S(4510)$  на УФ-участках не наблюдается. Отсюда следует, что дефицит УФ-потока может возникнуть только в такой оболочке, которая имеет температуру  $T_S < 20\,000\text{ К}$ .

Наряду с верхней границей для  $T_S$  можно указать нижнюю границу для  $N_e$ . Мы просчитали несколько синтетических спектров при  $N_e = 10^{10}\text{ см}^{-3}$  и убедились, что такая плотность слишком низка для того, чтобы создать заметное поглощение в линиях и соответственно депрессию УФ-потока. Даже при радиусе оболочки  $R_S = 100 R_*$



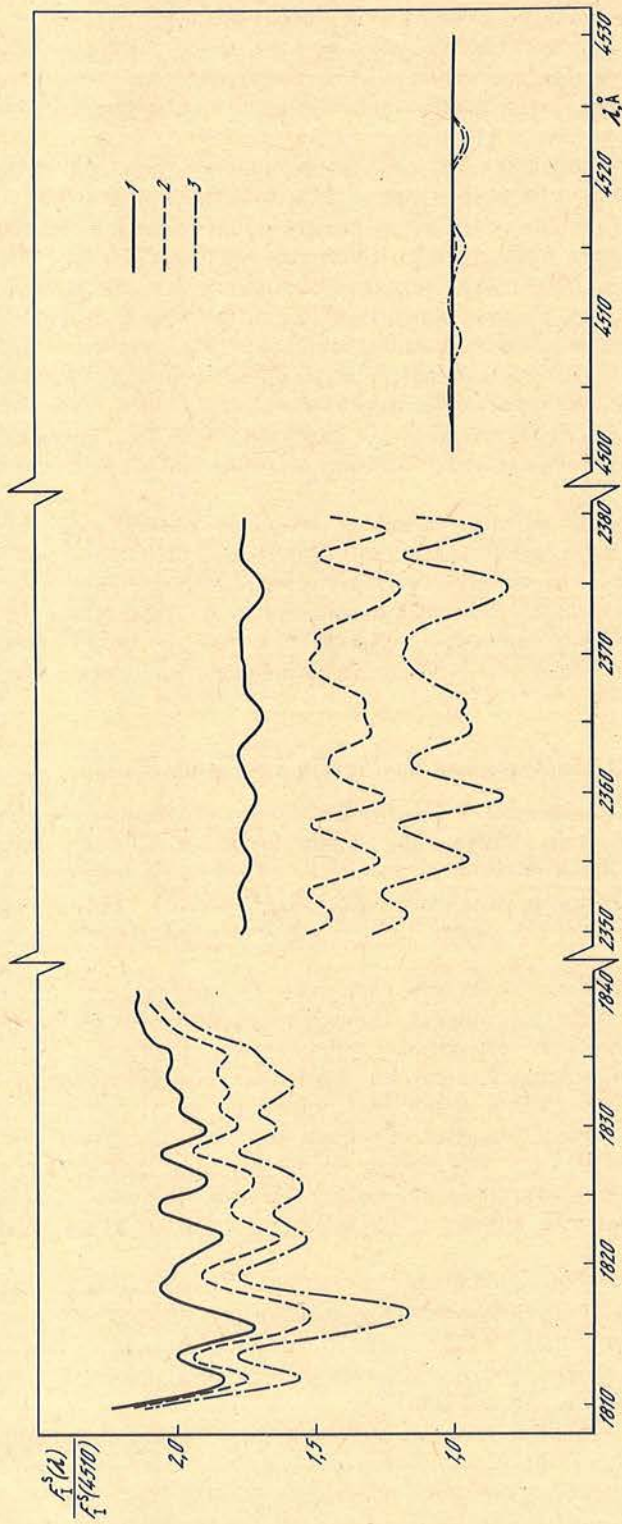


Рис. 1. Сглаженные синтетические спектры в трех спектральных участках, нормированные на длину волны  $\lambda = 4510 \text{ \AA}$ . Приведены расчеты для оболочки с  $T_S = 10^4 \text{ K}$  и  $N_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  при трех значениях  $R_S/R_*$  (случай  $R_S/R_* = 1$  соответствует собственному спектру В-звезды): 1 -  $R_S/R_* = 1.0$ ; 2 -  $R_S/R_* = 1.2$ ; 3 -  $R_S/R_* = 2.0$ .



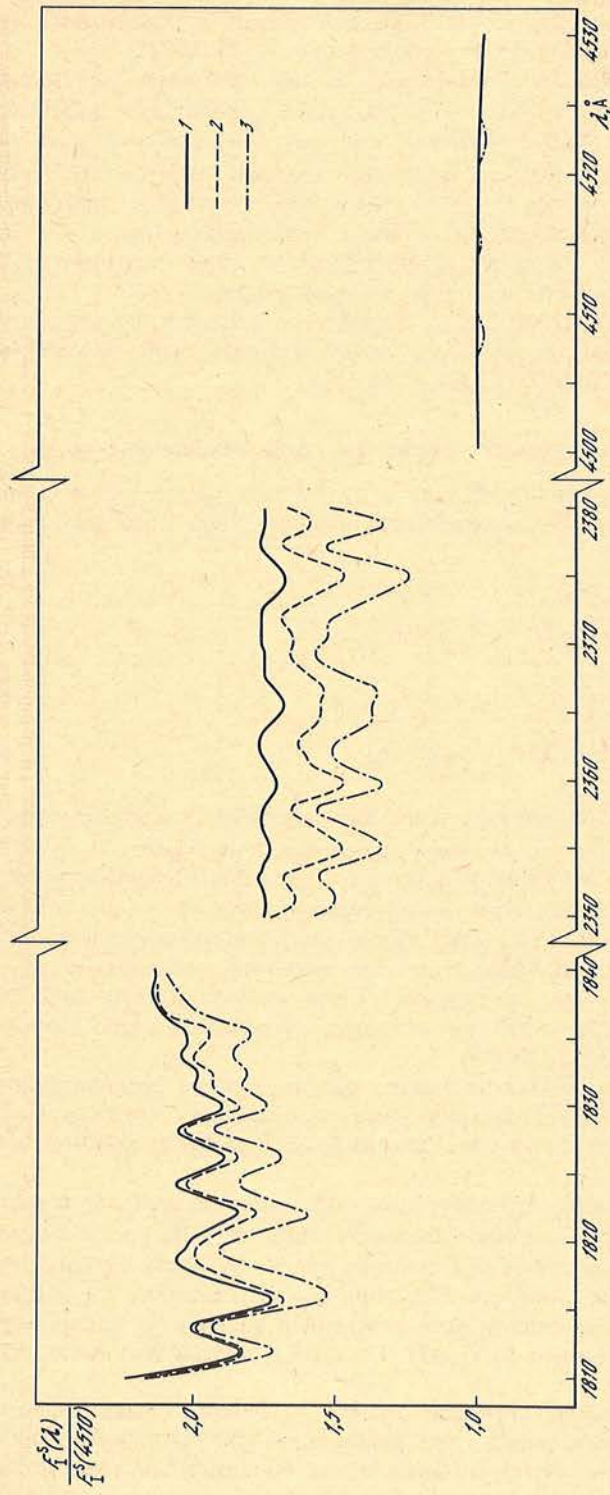


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для оболочки с  $T_S = 10^4$  К и  $N_e = 10^{11}$  см $^{-3}$   
 1 -  $R_S/R_* = 1,0$ ; 2 -  $R_S/R_* = 2,0$ ; 3 -  $R_S/R_* = 15,0$



средняя депрессия  $\bar{D}$  на участке 2350–2380 Å составляет только  $0,1^m$ , что в несколько раз ниже наблюдаемых значений  $D$ . Отсюда можно сделать вывод, что наблюдаемая депрессия может возникать лишь в оболочках с  $N_e > 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

Наиболее подробно мы рассмотрели случаи, соответствующие значениям  $T_S = 10\,000 \text{ К}$ ,  $N_e = 10^{11}$  и  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ . На рис. 1 представлено распределение нормированного потока  $F_I^S(\lambda)/F_I^S(4510)$  в трех спектральных участках, вычисленное при  $T_S = 10\,000 \text{ К}$  и  $N_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  для трех значений радиуса оболочки:  $R_S/R_* = 1,0$ ; 1,2 и 2,0. В случае  $R_S/R_* = 1,0$  оболочка отсутствует, т.е. здесь мы имеем чистый спектр звезды. Из сопоставления кривых, приведенных на рис. 1, следует, что при указанных значениях  $T_S$  и  $N_e$  наблюдаемая величина депрессии  $D$  достигается при сравнительно небольших радиусах  $R_S$ , не превышающих  $2R_*$ .

Как видно из рис. 2, при более низкой электронной концентрации  $N_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$  требуется значительно увеличить  $R_S$ , чтобы получить аналогичное понижение спектра в УФ-диапазоне относительно видимой области.

#### 4. Зависимость депрессии от радиуса оболочки $R_S/R_*$

В дальнейшем понижение УФ-потока будем выражать в звездных величинах. Тогда локальную депрессию  $D_\lambda$ , соответствующую заданной длине волны  $\lambda$ , можно определить из равенства

$$D_\lambda = 2,5 \left[ \lg \frac{F_I^*(\lambda)}{F_I^*(4510)} - \lg \frac{F_I^S(\lambda)}{F_I^S(4510)} \right], \quad (3)$$

или

$$D_\lambda = 2,5 \left[ \lg \frac{F_I^S(4510)}{F_I^*(4510)} - \lg \frac{F_I^S(\lambda)}{F_I^*(\lambda)} \right], \quad (4)$$

где  $F_I^*$  и  $F_I^S$  — потоки излучения звезды и оболочки, свернутые с инструментальным профилем (напомним, что в нашем случае его полуширина  $\Delta\lambda_I = 2 \text{ Å}$ ). Как указано в [10], сглаженные спектры, полученные в результате свертки, могут быть не вполне точными вблизи концов рассматриваемого интервала на расстоянии  $\sim \Delta\lambda_I$  от них. Мы учитывали это обстоятельство при вычислении средней депрессии  $\bar{D}$ , которая определялась как среднее арифметическое локальных значений  $D_\lambda$  на данном спектральном интервале. При нахождении  $\bar{D}$  для интервала 2350–2380 Å мы исключили его края шириной  $\Delta\lambda_I = 2 \text{ Å}$ , т.е. проводили усреднение не по всему интервалу, а по суженному участку 2352–2378 Å.

На рис. 3 представлена вычисленная таким образом средняя депрессия  $\bar{D}$  в зависимости от  $R_S/R_*$ . Для сравнения здесь же приведены значения максимальной депрессии  $D_{\max}$ , которая в рассматриваемом интервале приходится на длину волны  $\lambda = 2359,7 \text{ Å}$ .

Выше уже отмечалось, что дефицит потока, наблюдаемый у О- и В-звезд в диапазоне длин волн 2000–2500 Å, обычно составляет  $0,2-0,5^m$ . Из рис. 3 следует, что при  $N_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  подобные значения  $\bar{D}$  достигаются в оболочках с радиусами  $R_S/R_* = 1,1 \div 1,8$ . Максимальная депрессия  $D_{\max}$  при тех же значениях  $R_S$  составляет  $0,3-0,7^m$ . Таким образом, если концентрация электронов в оболочке составляет  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ , для объяснения наблюдаемого дефицита УФ-потока достаточно иметь оболочку радиуса  $R_S < 2R_*$ .

Расчеты синтетических спектров при  $N_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$  были доведены до значения  $R_S = 15R_*$ . Как выяснилось, при дальнейшем увеличении  $R_S$  нарушается условие  $\tau_\lambda < 1$ , т.е. не выполняется предположение об оптически тонкой оболочке. Это означает, что при  $R_S > 15R_*$  необходимо решать более сложную задачу с учетом рассеяния излучения в оболочке. Из рис. 3 видно, что в данном случае даже при  $R_S = 15R_*$  до-



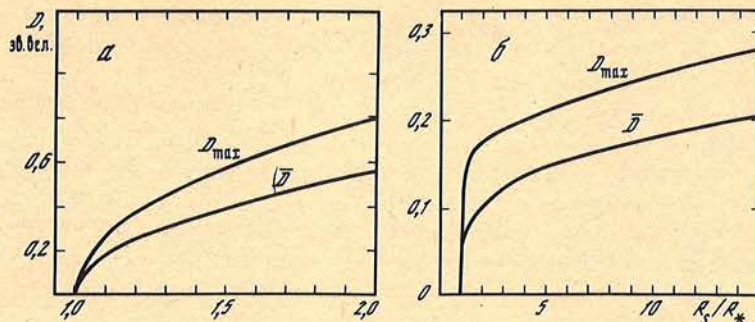


Рис. 3. Средняя депрессия  $\bar{D}$  и максимальная депрессия  $D_{\max}$  на участке 2350–2380 Å в зависимости от относительного радиуса оболочки  $R_S/R_*$  при двух значениях  $N_e$  ( $T_S = 10^4$  К)  
 а –  $N_e = 10^{12}$  см $^{-3}$ ; б –  $N_e = 10^{11}$  см $^{-3}$

стигается лишь нижняя граница наблюдаемого дефицита УФ-потока:  $\bar{D} = 0,2^m$ ,  $D_{\max} \leq 0,3^m$ . Отсюда следует, что при  $N_e = 10^{11}$  см $^{-3}$  для объяснения наблюдаемой депрессии необходимы оболочки с радиусами  $R_S \geq 15R_*$ . По рис. 3 с помощью линейной экстраполяции можно лишь весьма грубо оценить, что депрессия  $\bar{D} = 0,3^m$  достигается при  $R_S \approx 30R_*$ , а  $D = 0,4^m$  – при  $R_S \approx 50R_*$ .

На рис. 3 обращает на себя внимание быстрый подъем кривых вблизи значения  $R_S/R_* = 1,0$ . Отметим, что масштабы по обеим осям на рис. 3, а и 3, б сильно различаются, поэтому на рис. 3, б указанный подъем выглядит значительно круче. Он объясняется характером зависимости от  $R_S$  оптического расстояния  $\tau_\lambda(\mu)$ , входящего в формулу (1) и определяемого выражением (2). С помощью (2) нетрудно убедиться, что только для луча, идущего от центра диска звезды ( $\mu = 1$ ), величина  $\tau_\lambda(\mu)$  линейно зависит от  $R_S$ . Чем ближе к краю диска, тем сильнее нелинейность, а на самом краю диска ( $\mu = 0$ ) производная  $\partial\tau_\lambda/\partial R_S \rightarrow \infty$  при  $R_S/R_* \rightarrow 1$ . Именно сильной нелинейностью зависимости  $\tau_\lambda(\mu)$  от  $R_S$  около лимба объясняется крутой подъем кривых вблизи точки  $R_S/R_* = 1$  на рис. 3.

Мы подробно рассмотрели зависимость  $D$  от  $R_S/R_*$  на интервале 2350–2380 Å. Что касается другого УФ-интервала, 1810–1840 Å, то для него, как видно из рис. 1 и 2, при тех же значениях  $R_S/R_*$  получается меньший дефицит потока (если не рассматривать сильную бленду в области резонансной линии Si II  $\lambda 1817$ ). Таким образом, расчеты указывают на возможный систематический ход депрессии с длиной волны на протяженных участках длиной  $\sim 500$  Å. Анализ наблюдаемых распределений энергии в УФ-диапазоне подтверждает существование подобного хода. Например, из [3] следует, что в области 2000–2500 Å максимум депрессии обычно приходится на длины волн 2200–2300 Å, а к  $\lambda = 2000$  Å депрессия нередко ослабевает (отметим, что есть звезды и с иным распределением депрессии).

### 5. Зависимость от радиуса звезды $R_*$

До сих пор мы обсуждали взаимосвязь между депрессией  $D$  и относительным радиусом оболочки  $R_S/R_*$ . Результаты, приведенные на рис. 1–3, получены для конкретных параметров  $T_{эф}$  и  $\lg g$ , которым соответствует радиус звезды  $R_* = 11,3R_\odot$ . Напомним, что величина  $R_*$  входит в выражение (2) для  $\tau_\lambda(\mu)$ . Возникает вопрос: как повлияет на наши выводы изменение  $R_*$ , например повышение  $R_*$  в случае сверхгигантов? Оказывается, можно дать некоторые оценки, не прибегая к дополнительным расчетам синтетических спектров.

Возможность таких простых оценок связана с тем обстоятельством, что депрессия характеризует относительное изменение в распределении УФ-потока, возни-



кающее в оболочке, и обусловлена прежде всего свойствами оболочки. От поля излучения звезды, т.е. от  $I_{\lambda}^*(\mu)$ , она зависит довольно слабо. На это, с одной стороны, указывают наши вычисления синтетических спектров; например, повышение эффективной температуры звезды от 25 000 до 35 000 К почти не меняет значений  $\bar{D}$  (различие в  $\bar{D}$  составляет несколько сотых звездной величины). С другой стороны, в этом можно убедиться на основе анализа формул (1) и (2). В частности, из (2) следует, что оптическое расстояние  $\tau_{\lambda}(\mu)$  достаточно слабо зависит от  $\mu$ . Если вместо величины  $\tau_{\lambda}(\mu)$  использовать среднее значение  $\bar{\tau}_{\lambda} = (\tau_{\lambda}^{\max} + \tau_{\lambda}^{\min})/2$ , тогда при  $R_S = 2R_*$  максимальная ошибка составляет  $\pm 27\%$ , при  $R_S = 5R_*$  она уже равна  $\pm 10\%$ , а при  $R_S > 10R_*$  — менее  $\pm 5\%$ . Заменяя в (1) величину  $\tau_{\lambda}(\mu)$  на  $\bar{\tau}_{\lambda}$ , получаем

$$F^S(\lambda)/F^*(\lambda) \approx \exp(-\bar{\tau}_{\lambda}), \quad (5)$$

где

$$\bar{\tau}_{\lambda} = \kappa_{\lambda} \frac{R_*}{2} \left[ \sqrt{\left(\frac{R_S}{R_*}\right)^2 - 1} + \frac{R_S}{R_*} - 1 \right]. \quad (6)$$

Из соотношения (5) видно, что ослабление потока звезды при прохождении через оболочку определяется в первом приближении средним оптическим расстоянием  $\bar{\tau}_{\lambda}$  в оболочке, а от  $I_{\lambda}^*(\mu)$  практически не зависит. К сожалению, приближенное равенство (5) нельзя подставить непосредственно в (4), чтобы найти депрессию  $D_{\lambda}$ , так как в (5) входят несглаженные потоки  $F^S$  и  $F^*$ , а в (4) — потоки  $F_I^S$  и  $F_I^*$ , полученные после свертки с инструментальным профилем. Однако приведенное выше заключение, что депрессия определяется в основном величиной  $\tau_{\lambda}$ , позволяет сделать некоторые оценки, касающиеся зависимости от  $R_*$ .

Коэффициент поглощения в оболочке  $\kappa_{\lambda}$  однозначно связан с ее параметрами  $T_S$  и  $N_e$ . Поэтому, как следует из (6), при заданных  $T_S$  и  $N_e$  величина  $\bar{\tau}_{\lambda}$  зависит только от  $R_*$  и  $R_S/R_*$ . Связь между  $R_S/R_*$  и  $R_*$  можно найти из того условия, что сохраняется постоянной следующая величина:

$$\frac{\bar{\tau}_{\lambda}}{\kappa_{\lambda}} = \frac{R_*}{2} \left[ \sqrt{\left(\frac{R_S}{R_*}\right)^2 - 1} + \frac{R_S}{R_*} - 1 \right]. \quad (7)$$

Как было найдено выше, при  $T_S = 10^4$  К,  $N_e = 10^{12}$  см $^{-3}$  и  $R_* = 11,3R_{\odot}$  для достижения наблюдаемых значений депрессии  $\bar{D} = 0,2 \div 0,5^m$  требуются оболочки с радиусами  $R_S/R_* = 1,1 \div 1,8$ . Отметим, что значение  $R_* = 11,3R_{\odot}$  соответствует О-звезде главной последовательности или В-гиганту (см. [15]). Пусть теперь  $R_* = 5R_{\odot}$ , что характерно для ранней В-звезды вблизи начальной главной последовательности. Чтобы правая часть (7) осталась неизменной, вместо  $R_S/R_* = 1,1 \div 1,8$  теперь нужно взять  $1,4 \div 3,2$ . Для О- и В-сверхгигантов характерны радиусы  $R_* = 30 \div 60R_{\odot}$  (см., например, табл. 13 в [11]). Если принять  $R_* = 30R_{\odot}$ , тогда, вновь используя (7), получаем  $R_S/R_* = 1,02 \div 1,2$ ; при  $R_* = 60R_{\odot}$  требуется еще более тонкая оболочка с относительным радиусом  $R_S/R_* < 1,1$ .

Аналогичный анализ можно выполнить и при  $N_e = 10^{11}$  см $^{-3}$ . Полученные таким путем приближенные значения  $R_S/R_*$  представлены в табл. 1 (I — ранние В-звезды главной последовательности, II — ранние В-гиганты; О-звезды главной последовательности, III — О- и В-сверхгиганты).

Приведенные в табл. 1 оценки показывают, что для звезд одного и того же класса светимости результаты сильно зависят от  $N_e$ . Например, если у сверхгиганта радиуса  $R_* = 30R_{\odot}$  имеется оболочка с  $N_e = 10^{11}$  см $^{-3}$ , тогда наблюдаемый дефицит УФ-потока обеспечивается при  $R_S \sim 10R_*$ ; но если в оболочке  $N_e = 10^{12}$  см $^{-3}$ , то тот же эффект достигается при  $R_S \leq 1,2R_*$ .

Еще один важный вывод, следующий из табл. 1, относится к Ве-звездам и состоит в том, что полученные для их оболочек разными авторами оценки  $T_S$ ,  $N_e$  и  $R_S/R_*$



Таблица 1  
Относительный радиус оболочки  $R_S/R_*$ ,  
требуемый для получения наблюдаемого дефицита УФ-потока ( $T_S = 10^4$  К)

$N_e, \text{см}^{-3}$	$R_S/R_*$			$N_e, \text{см}^{-3}$	$R_S/R_*$		
	I	II	III		I	II	III
$10^{12}$	1,5-3	1,1-1,8	$\leq 1,2$	$10^{11}$	30-100	15-50	5-20

согласуются с теми параметрами, которые дают наблюдаемую величину депрессии в УФ-области. Наши расчеты подтверждают, что для оболочек Ве-звезд характерны температура  $T_S \sim 10^4$  К и концентрация электронов  $10^{11} \text{см}^{-3} < N_e \leq 10^{12} \text{см}^{-3}$ . Таким образом, те самые оболочки, которые ответственны за появление в спектрах Ве-звезд эмиссионных линий и инфракрасных избытков, являются, скорее всего, и причиной возникновения у них дефицита УФ-потока. Возможно, расчеты распределений энергии в широком диапазоне длин волн, выполненные для конкретных Ве-звезд с учетом оболочки, позволили бы после сравнения с наблюдаемыми распределениями уточнить в каждом случае параметры  $T_S$ ,  $N_e$  и  $R_S/R_*$ .

### 6. Роль отклонений от ЛТР

Приведенные выше оценки получены при предположении о ЛТР. Однако в оболочке можно ожидать существенных отклонений от условия ЛТР. К этому должно приводить несоответствие между температурой  $T_*$  излучения звезды, вызывающего ионизацию и возбуждение атомов в оболочке, и температурой  $T_S$ , при которой идут процессы рекомбинации и связанно-связанных переходов на нижележащие уровни. В атмосферах F-звезд, например, подобное несоответствие является причиной повышенной ионизации атомов Fe I (см. [16]).

Решение не-ЛТР задачи в нашем случае сталкивается с большими трудностями. Действительно, дефицит УФ-потока порождается поглощением в многочисленных линиях, принадлежащих однократно ионизованным атомам элементов группы железа, таким, как Fe II, Mn II, Ni II, Cr II. Но для названных ионов полностью отсутствуют данные как по радиативным, так и по ударным сечениям ионизации и возбуждения, без которых корректное решение не-ЛТР задачи невозможно.

Еще одна трудность связана с высокими потенциалами ионизации Fe II и других указанных ионов. Как видно из табл. 2, вследствие больших значений потенциала ионизации  $\chi_{\text{ион}}$  предельная частота  $\nu_0$  и длина волны  $\lambda_0$ , соответствующие ионизации из основного состояния, лежат за лаймановским пределом ( $\lambda = 912 \text{Å}$ ). Нет никаких наблюдательных данных о распределении энергии в спектрах звезд при  $\lambda \leq 900 \text{Å}$ . Таким образом, информацию об излучении В- и О-звезды, ионизирующем в оболочке ионы Fe II, Mn II, Ni II и Cr II, можно получить только из теоретических данных, например из расчетов Куруца [13]. Однако из-за отсутствия наблюдений точность этих расчетов при  $\lambda < 900 \text{Å}$  остается невыясненной.

Воспользовавшись данными [13], мы попытаемся выяснить, как влияет на степень ионизации присутствие в оболочке высокотемпературного излучения звезды. Для этого сравним скорость  $R_{1i}$  фотоионизации из основного состояния со скоростью  $R_{i1}$  обратного процесса — рекомбинации на основной уровень. Как известно, при условии ЛТР  $R_{1i} = R_{i1}$ . Отношение этих скоростей при отсутствии ЛТР можно найти из следующего равенства (см., например, [16] или [17]):

$$\frac{R_{1i}}{R_{i1}} = \int_{\nu_0}^{\infty} \alpha_{\nu} I_{\nu}^S \frac{d\nu}{\nu} \left[ \int_{\nu_0}^{\infty} \alpha_{\nu} B_{\nu}(T_S) \frac{d\nu}{\nu} \right]^{-1}, \quad (8)$$

где  $\alpha_{\nu}$  — сечение фотоионизации,  $I_{\nu}^S$  — средняя интенсивность излучения в оболочке,



Таблица 2  
 Параметры ионизации из основного состояния наиболее важных ионов

Ион	$\chi_{\text{ион}}, \text{эВ}$	$\nu_0, 10^{15} \text{с}^{-1}$	$\lambda_0, \text{А}$	Ион	$\chi_{\text{ион}}, \text{эВ}$	$\nu_0, 10^{15} \text{с}^{-1}$	$\lambda_0, \text{А}$
Fe II	16,16	3,907	767,2	Ni II	18,17	4,393	682,4
Mn II	15,64	3,782	792,7	Cr II	16,50	3,990	751,4

$B_\nu(T_S)$  – функция Планка при температуре  $T_S$ . Для  $\alpha_\nu$  мы приняли водородоподобное приближение, т.е. положили  $\alpha_\nu = \alpha_{\nu_0} (\nu_0/\nu)^3$ , где  $\alpha_{\nu_0}$  – пороговое сечение, соответствующее предельной частоте ионизации  $\nu_0$  (см. табл. 2). Средние интенсивности излучения в оптически тонкой оболочке  $I_\nu^S$  и на выходе из звезды  $I_\nu^*$  связаны соотношением  $I_\nu^S = WI_\nu^*$ , где  $W$  – коэффициент дилуции (см. [18]). Чтобы воспользоваться расчетами потоков  $F_\nu^*$ , приведенными в [13], можно перейти от  $I_\nu^S$  к  $F_\nu^*$  с помощью приближенного равенства  $I_\nu^S \approx \frac{1}{2} F_\nu^*$  (см. [18]), откуда

$$I_\nu^S \approx \frac{1}{2} WF_\nu^*. \quad (9)$$

Подставляя (9) в (8) и заменяя  $\alpha_\nu$  и  $B_\nu(T_S)$  их выражениями, окончательно получаем

$$\frac{R_{1i}}{R_{i1}} \approx W \frac{c^2}{4h} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{F_\nu^*}{\nu^4} \left\{ \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu [\exp(\hbar\nu/kT_S) - 1]} \right\}^{-1}. \quad (10)$$

По формуле (10) были выполнены расчеты для Fe II при  $T_S = 10\,000$  К, и при распределении потока  $F_\nu^*$ , соответствующем звезде с  $T_{\text{эф}} = 25\,000$  К и  $\lg g = 3,5$ . Оказалось, что

$$R_{1i}/R_{i1} \approx 3 \cdot 10^3 W. \quad (11)$$

Скорость ударной ионизации  $C_{1i}$  можно приближенно выразить через сечение фотоионизации  $\alpha_{\nu_0}$  (см. формулу (5.79) в книге Михаласа [17]). Оценив величину  $C_{1i}$  для оболочки с параметрами  $T_S = 10\,000$  К и  $N_e = 10^{12} \text{см}^{-3}$  и сравнив ее со скоростью фотоионизации  $R_{1i}$ , мы получили

$$R_{1i}/C_{1i} \approx 2 \cdot 10^4 W, \quad (12)$$

т.е. ионизация излучением звезды в оболочке даже с учетом дилуции существенно преобладает над ударной ионизацией.

На основании (11) находим, что  $R_{1i}/R_{i1} \approx 5 \cdot 10^2$  на расстоянии от центра звезды  $R = 2R_*$  и  $R_{1i}/R_{i1} \approx 0,5 \cdot 10^2$  на расстоянии  $R = 15R_*$ . Таким образом, ионизация Fe II в оболочке может быть повышена относительно ЛТР на два порядка величины.

Чтобы выяснить, как подобное повышение ионизации может повлиять на наши выводы, мы повторили ряд расчетов синтетических спектров, увеличив степень ионизации железа  $N(\text{Fe III})/N(\text{Fe II})$  и других важнейших ионов в 100 раз. Оказалось, что при  $N_e = 10^{12} \text{см}^{-3}$  депрессия  $\bar{D} = 0,2 \div 0,5^m$  достигается в оболочках с радиусом  $R_S/R_* = 1,4 \div 2,8$ . Напомним, что при ЛТР были получены оценки  $R_S/R_* = 1,1 \div 1,8$ , т.е. повышение ионизации Fe II, Mn II и других ионов даже на два порядка относительно ЛТР сравнительно мало сказывается на результате. Можно считать, что у звезды с параметрами  $T_{\text{эф}} = 25\,000$  К и  $\lg g = 3,5$  (это близко к средним параметрам Ве-звезд, см. [11]), имеющей оболочку с  $T_S = 10\,000$  К и  $N_e = 10^{12} \text{см}^{-3}$ , наблюдаемая депрессия соответствует радиусу оболочки  $R_S \sim 2R_*$ .

Аналогичные вычисления были проведены и при  $N_e = 10^{11} \text{см}^{-3}$ . Оказалось, что теперь  $\bar{D} = 0,2^m$  достигается не при  $R_S = 15R_*$ , как в случае ЛТР, а при  $R_S = 50R_*$ . Если считать, что у Ве-звезд оболочки имеют характерный размер  $R_S/R_* = 2 \div 10$  (см. [11]), тогда из наших расчетов следует, что для получения наблюдаемого дефицита УФ-потока необходимо, чтобы концентрация электронов в оболочке  $N_e > 10^{11} \text{см}^{-3}$ .

Как объяснить сравнительно небольшие изменения в  $\bar{D}$  (и соответственно в тре-



буемых для объяснения наблюдений значениях  $R_S/R_*$ ) при 100-кратном увеличении ионизации Fe II и других ионов? Поскольку при таком увеличении концентрация этих ионов в оболочке падает в 100 раз, можно было бы ожидать значительного ослабления соответствующих УФ-линий и вызванного этим уменьшения депрессии  $D$ . Однако этого не произошло, и причина, по нашему мнению, связана с тем, что в создании УФ-депрессии доминирующую роль играют умеренно сильные линии, попадающие на ту часть кривой роста, где эквивалентная ширина приблизительно пропорциональна  $\sqrt{\ln N}$  (здесь  $N$  — число поглощающих в линии атомов на луче зрения, см. [18]). Для таких линий, как показали наши оценки, даже 100-кратное уменьшение  $N$  приводит к понижению эквивалентной ширины менее чем на 10%.

### Заключение

Расчеты синтетических спектров в отдельных участках ультрафиолетового и видимого диапазонов, а также ряд приближенных оценок позволили прийти к следующим выводам.

1. Наблюдаемый дефицит УФ-потока может возникать лишь в таких оболочках, где  $T_S < 20\,000$  К и  $N_e > 10^{10}$  см<sup>-3</sup>. Он создается повышенным (относительно видимой области) поглощением в УФ-линиях.

2. Оболочки с температурой 10 000 К и электронной концентрацией  $10^{11}$ – $10^{12}$  см<sup>-3</sup> вполне способны создавать депрессию 0,2–0,5<sup>m</sup>, наблюдаемую у некоторых О- и В-звезд в области длин волн 2000–2500 Å. Так как для оболочек В-звезд по эмиссионным линиям и инфракрасным избыткам были получены сходные значения  $T_S$  и  $N_e$  (см. [11]), можно предположить, что в этих же оболочках возникает и дефицит УФ-потока, обнаруженный у В-звезд.

3. Относительный радиус оболочки  $R_S/R_*$ , требуемый для возникновения наблюдаемой депрессии, сильно зависит от  $N_e$ : при  $N_e = 10^{12}$  см<sup>-3</sup> необходимая величина  $R_S/R_*$  примерно на порядок меньше, чем при  $N_e = 10^{11}$  см<sup>-3</sup>. Для О- и В-сверхгигантов требуются значения  $R_S/R_*$  в несколько раз ниже, чем для звезд главной последовательности тех же спектральных классов.

4. Отклонения от ЛТР в оболочке могут приводить к значительному повышению (за счет ионизирующего излучения звезды) степени ионизации Fe II, Mn II и других ионов, линии которых создают дефицит УФ-потока, однако такое повышение не приводит к радикальным изменениям в величине  $D$  или в требуемых значениях  $R_S/R_*$ .

Апрель 1987 г.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Любимков Л.С., Джафарли А.М. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1988. Т. 78. С. 3–14.
2. Veckmans F., Hubert-Delplace A.M. // Astron. and Astrophys. 1980. Vol. 86. P. 72–86.
3. Рустамбекова С.С. // Астрофизика. 1983. Т. 19. С. 533–545.
4. Wackerling L.R. // Mem. Roy. Astron. Soc. 1970. Vol. 73. P. 153–319.
5. Johnson H.L. // Astrophys. J. 1967. Vol. 150. P. L39.
6. Whittet D.C.B., van Breda I.G. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1980. Vol. 192. P. 467–480.
7. Barlow M.J., Cohen M. // Astrophys. J. 1977. Vol. 213. P. 737–755.
8. Castor J.I., Simon T. // Ibid. 1983. Vol. 265. P. 304–324.
9. Slettebak A., Carpenter K.G. // Astrophys. J. Suppl. 1983. Vol. 53. P. 869–892.
10. Любимков Л.С. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1986. Т. 74. С. 3–14.
11. Де Ягер К. Звезды наибольшей светимости. М.: Мир, 1984.
12. Бэттен А. Двойные и кратные звезды. М.: Мир, 1976.
13. Kurucz R.L. // Astrophys. J. Suppl. 1979. Vol. 40. P. 1–340.
14. Brunish W.M., Truran J.W. // Astrophys. J. 1982. Vol. 256. P. 247–258.
15. Аллен К.У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977.
16. Боярчук А.А., Любимков Л.С., Сахибуллин Н.А. // Астрофизика. 1985. Т. 22. С. 339–356.
17. Михалас Д. Звездные атмосферы. М.: Мир, 1982.
18. Соболев В.В. Курс теоретической астрофизики. 3-е изд. М.: Наука, 1985.



## ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ РТУТНО-МАРГАНЦЕВОЙ ЗВЕЗДЫ $\alpha$ And

Л.С. Любимков, Н.С. Полосухина

По семи спектрограммам с дисперсией 2,4 А/мм методом моделей атмосфер исследована химически пекулярная звезда  $\alpha$  And, принадлежащая к типу Hg-Mn. Определены эффективная температура  $T_{\text{эф}} = 13700 \pm 500$  К и ускорение силы тяжести  $lg g = 3,75 \pm 0,25$ . Анализ химического состава для сравнения выполнен по двум разным моделям атмосфер со следующими параметрами:  $T_{\text{эф}}/lg g = 13700/3,75$  и  $11300/3,50$ . Показано, что ионизационное равновесие для линий Fe I – Fe II и Mn I – Mn II выполняется только для второй, более холодной модели. Из десяти исследованных элементов особенно большие избытки обнаружены для Mn ( $\sim 2,0$  dex), Ga ( $\sim 4,5$  dex) и Hg ( $\sim 5,5$  dex). Рассчитан ряд синтетических спектров, позволивших заключить, что бленда на длине волны 3984 А полностью обусловлена линией Hg II  $\lambda$  3983,96; отсюда же сделан вывод, что избыток Y и Ce не может превышать 2,5 dex. Отмечено, что расхождение в значениях  $T_{\text{эф}}$ , найденных по распределению энергии в видимой области и по ионизационному равновесию, может быть следствием двойственности звезды; получены приближенные оценки параметров компонентов и характеристик орбиты.

THE INVESTIGATION OF THE ATMOSPHERE OF THE MERCURY-MANGANESE STAR  $\alpha$  AND, by L.S. Lyubimkov, N.S. Polosukhina. A model atmosphere analysis of the chemically peculiar star  $\alpha$  And (Hg-Mn type) was carried out basing on 7 spectrograms with 2.4 Å/mm dispersion. The effective temperature  $T_{\text{ef}} = 13700 \pm 500$  K and surface gravity  $lg g = 3.75 \pm 0.25$  were determined. The analysis of the chemical composition was made for the comparison by two different model atmospheres with the following parameters  $T_{\text{ef}}/lg g = 13700/3.75$  and  $11300/3.50$ . It is shown, that the ionization equilibrium for Fe I-Fe II and Mn I-Mn II lines is maintained only for the second, more cool model. Out of ten considered elements the largest overabundance was found for Mn ( $\sim 2.0$  dex), Ga ( $\sim 4.5$  dex) and Hg ( $\sim 5.5$  dex). A number of synthetic spectra were calculated, which lead to a conclusion that the blend on 3984 Å is completely due to Hg II  $\lambda$  3983.96 line. Hence it follows also that Y and Ce overabundance cannot exceed 2.5 dex. It is noted, that the discrepancy in  $T_{\text{ef}}$  values inferred from the energy distribution in the visual region and from the ionization equilibrium might be a consequence of the binary nature of the star. The parameters of the components and some orbital elements are roughly estimated.

Ртутно-марганцевые звезды составляют группу относительно горячих химически пекулярных (CP) звезд, их эффективные температуры  $T_{\text{эф}}$  занимают интервал от 10 000 до 16 000 К. Среди этих объектов велика доля двойных систем (около 50%), и, кроме того, звезды типа Hg-Mn нередко являются членами молодых скоплений возраста  $10^6$ – $10^7$  лет (см. [1]). У них не наблюдается ни сильных магнитных полей, ни заметных вариаций блеска и спектра, столь характерных для более холодных CP-звезд. Избыток марганца, типичный для группы Hg-Mn, согласно Хикоксу [2] достигает четырех порядков и как будто показывает корреляцию с  $T_{\text{эф}}$  (для He, C и Sr в [2] обнаружена антикорреляция с  $T_{\text{эф}}$ ). Избыток ртути может достигать шести-семи порядков.

Звезда  $\alpha$  And является типичным представителем группы звезд типа Hg-Mn. Благодаря большой яркости ( $m_V = 2,07$ ) она была объектом многочисленных исследований. Основная трудность проведения точных наземных фотометрических наблюдений  $\alpha$  And состоит в выборе подходящей по яркости звезды сравнения. Тем не менее Ракошу и др. [3] удалось обнаружить у  $\alpha$  And правильные изменения блеска с амплитудой  $0,06^m$  и периодом 0,9636 сут, по-видимому соответствующим периоду вращения звезды. Этот вывод был получен из узкополосных наблюдений вблизи длины волны 3430 Å. На переменность потока за бальмеровским пределом у  $\alpha$  And обратили внимание также Адельман и Пайпер [4].

Что касается спектральных исследований  $\alpha$  And, то они также проводились неоднократно. Химический состав  $\alpha$  And анализировался в четырех статьях [2, 5–7], краткие сведения о которых приведены в табл. 1. Сопоставление данных разных авторов показывает, что существует значительный разброс в оценках содержания одних и тех же элементов (особенно тяжелых), нередко превышающий порядок величины. Отчасти его



Т а б л и ц а 1  
Краткие сведения  
о предшествующих исследованиях химического состава  $\alpha$  And

Автор, работа, год	Дисперсия, $\text{\AA}/\text{мм}$	Метод	Автор, работа, год	Дисперсия, $\text{\AA}/\text{мм}$	Метод
Хохлова и др. [5], 1969	1,3	Кривая роста	Хикокс [2], 1979	6,8	Модель атмосферы
Кодайра и Такада [6], 1978	5,3	То же	Дерман [7], 1982	7,1 и 12,4	То же

можно объяснить ошибками в измеренных эквивалентных ширинах линий, так как в случае  $\alpha$  And скорость вращения достаточно высока,  $v \sin i = 55$  км/с [8], поэтому велик и эффект блендирования. С другой стороны, возможны и реальные вариации спектральных линий; в частности, обнаружена переменность профилей резонансных линий Si II  $\lambda$  1193,28 и 1260,42, которую Ракош и др. [3] связывают с наличием звездного ветра у Hg-Mn-звезд. Временные изменения выявлены также у линии Ti II  $\lambda$  2828 [9]. Таким образом, имеющиеся сведения об  $\alpha$  And несколько нарушают сложившееся представление о постоянстве блеска и спектра Hg-Mn-звезд.

Следует отметить еще одну важную особенность  $\alpha$  And: эта звезда является спектрально-двойной с периодом 96,696 сут [10, 11], который определен в основном по линиям ионизованных металлов. Поэтому наблюдаемый спектр  $\alpha$  And, возможно, является комбинацией спектров двух компонентов. Интерпретируя его как спектр одиночной звезды, можно внести заметные ошибки в определяемое содержание элементов. Кроме того, двойственность может быть одной из причин переменности линий.

Наша задача состояла в том, чтобы на основе собственного наблюдательного материала методом моделей атмосфер проанализировать химический состав  $\alpha$  And. При этом особое внимание уделялось определению содержания ртути по линии Hg II  $\lambda$  3984, которая является фактически единственным источником сведений об этом элементе в случае Hg-Mn-звезд. Наш анализ этой линии был проведен путем расчета синтетических спектров, что позволило учесть блендирующее влияние соседних линий. Другая наша задача заключалась в том, чтобы оценить роль двойственности  $\alpha$  And.

### 1. Наблюдательный материал

Наблюдения  $\alpha$  And были проведены в первой камере 6-м телескопа САО АН СССР с дисперсией 2,4  $\text{\AA}/\text{мм}$  (разрешение 0,09  $\text{\AA}$ ); использованы пластинки типа ZU-21. Для настоящей задачи было отобрано семь спектрограмм  $\alpha$  And, полученных в одну ночь 31.10/01.11.1985 г. По усредненному спектру было выполнено отождествление основных надежно определяемых линий в интервале от  $H_\gamma$  до  $H_\delta$ . Список таких линий представлен в табл. 2; здесь указана длина волны  $\lambda$  ( $\text{\AA}$ ), номер мультиплета  $N$ , потенциал возбуждения нижнего уровня  $\chi$ , сила осциллятора  $gf$  (источники см. в табл. 3), измеренная эквивалентная ширина  $W_\lambda$  и содержание соответствующего элемента  $I_{ge}$  (см. ниже). Подчеркнем, что для анализа отбирались по возможности неблендированные линии, что в случае  $\alpha$  And представляет достаточно сложную задачу из-за сравнительно высокой скорости вращения.

Приведенные в табл. 2 значения  $W_\lambda$  были сопоставлены с измерениями других авторов. На рис. 1 наши данные сравниваются с данными Хохловой и др. [5], также полученными по спектрам с высокой дисперсией. Видим, что для большинства линий наблюдается достаточно хорошее согласие. В [5-7] удалось найти 12 общих линий, которые есть и в нашем списке. Сопоставление  $W_\lambda$  для них представлено на рис. 2. Здесь данные [5] относятся к двум разным датам (на рис. 1 они усреднены). Из рис. 2 следует,



Т а б л и ц а 2  
Список исследованных линий

Элемент, $\lambda$ , Å	N	$\chi$ , эВ	$\lg gf$	$W_{\lambda}$ , мÅ	$\lg \epsilon$	
					13700/3,75	11300/3,50
C II 3918,98	4	16,33	-0,54	29	8,32	9,00
3920,68	4	16,33	-0,24	40	8,30	9,01
4267,2	6	18,05	+0,97	98	8,80	9,66
Si I 3905,52	3	1,91	-1,00	89	9,14	8,27
Si II 3853,66	1	6,86	-1,61	65	7,13	7,08
3856,02	1	6,86	-0,65	108	6,81	6,74
4130,89	3	9,84	+0,46	161	7,37	7,52
Ca II 3933,66	1	0,00	+0,14	250	6,31	5,46
Sc II 4246,83	7	0,31	+0,26	20	4,04	3,05
Ti II 3913,46	34	1,12	-0,53	44	5,52	4,63
4053,81	87	1,89	-1,21	20	6,05	5,23
Cr II 4275,58	31	3,86	-1,33	40	6,30	5,72
4003,32	194	6,48	-0,78	25	6,63	6,23
4012,50	183	5,66	-0,47	30	6,06	5,61
Mn I 4030,76	2	0,00	-0,43	46	8,33	7,03
4033,07	2	0,00	-0,58	54	8,59	7,31
4048,77	5	2,15	-0,13	21	8,48	7,38
Mn II 3844,17		5,52	-0,94	70	6,90	6,49
3879,00		5,55	-1,56	46	7,16	6,75
3897,62		5,38	-1,84	70	7,73	7,30
3917,32		6,91	-1,17	40	7,26	6,94
3941,22		5,44	-1,99	33	7,31	6,91
3943,86		5,42	-1,80	100	8,21	7,73
3952,42		7,75	-1,45	33	7,77	7,49
4000,04		7,76	-1,10	52	7,75	7,48
4081,46		6,11	-1,55	43	7,34	6,98
4184,47		6,18	-1,75	60	7,87	7,50
4242,34		6,18	-0,96	127	8,13	7,74
4244,26		5,37	-1,67	85	7,81	7,36
4292,25		5,38	-1,43	86	7,59	7,14
4326,76		5,40	-0,95	101	7,40	6,91
4365,22		6,57	-1,22	35	7,09	6,75
Fe I 3820,43	20	0,86	+0,12	70	8,79	7,66
3859,91	4	0,00	-0,71	40	8,79	7,62
Fe II 3935,94	173	5,54	-1,95	27	7,65	7,37
3938,97	190	5,89	-1,94	26	7,77	7,50
4002,54	190	5,93	-2,01	23	7,78	7,52
4122,66	28	2,57	-3,62	24	7,97	7,50
4233,17	27	2,57	-2,10	144	8,34	7,84
4296,57	28	2,69	-3,26	20	7,54	7,12
4303,18	27	2,69	-2,82	83	8,19	7,71
4351,77	27	2,69	-2,48	50	7,34	6,89
Ga II 4255,72		14,10	+0,67	85	7,35	7,77
4261,78		14,11	+0,83	85	7,20	7,59
Hg II 3983,96		4,40	-1,73	123	6,60	6,48



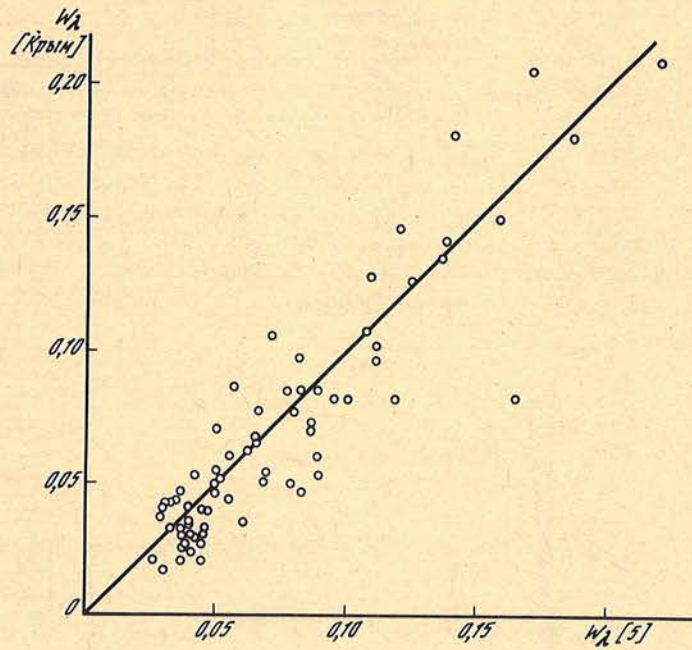


Рис. 1. Сравнение наших значений  $W_\lambda$  (Å) с измерениями Хохловой и др. [5] Данные [5] усреднены по двум датам

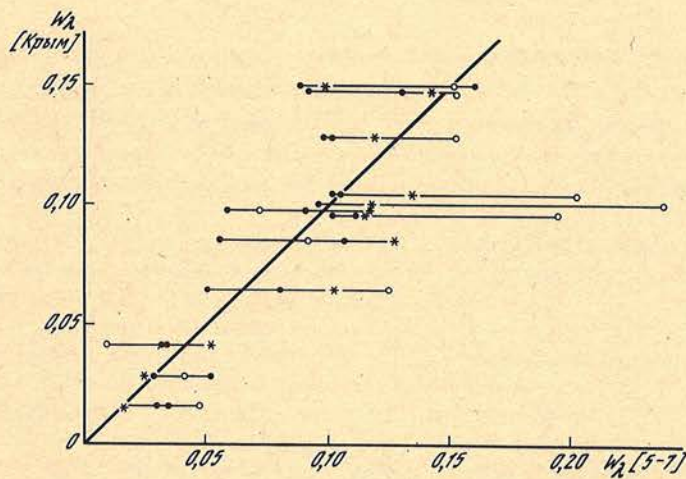


Рис. 2. Сравнение наших значений  $W_\lambda$  (Å) с данными других авторов для 12 общих линий Точки — данные [5] для двух дат, кружки — [6], звездочки — [7]

что для отдельных линий (включая Hg II  $\lambda$  3984) имеются большие расхождения в оценках  $W_\lambda$ , полученных разными авторами. Это может приводить к расхождениям в результатах определения химического состава. Как уже отмечалось, в случае  $\alpha$  And возможна реальная переменность некоторых линий, возникающая, например, вследствие двойственности звезды.



## 2. Определение $T_{эф}$ и $lg g$

В основу нашего анализа были положены модели атмосфер Куруца [12], причем вначале были применены модели, вычисленные при нормальном, а затем — при повышенном содержании металлов. Наша методика описана в [13]. На основе сравнения ряда наблюдаемых характеристик спектра  $\alpha$ And с теоретическими мы определили эффективную температуру  $T_{эф}$  и ускорение силы тяжести  $g$  в атмосфере звезды. Рассматривались следующие характеристики: 1) профили и эквивалентные ширины бальмеровских линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ ; 2) отношение потоков  $F(4625)/F(3625)$  в двух длинах волн до и после бальмеровского предела (аналог бальмеровского скачка); 3) индекс  $[c_1]$  в четырехцветной системе  $uvby$ , свободный от влияния межзвездного поглощения.

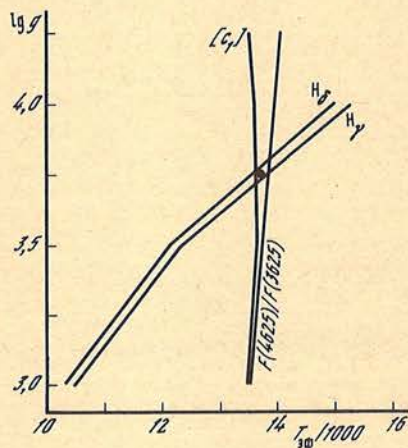


Рис. 3. Диаграмма для определения  $T_{эф}$  и  $lg g$   
Точка соответствует принятой модели атмосферы

Согласно нашим измерениям эквивалентные ширины  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  составляют  $W_{H_\gamma} = 8,5 \pm 0,3 \text{ \AA}$  и  $W_{H_\delta} = 8,7 \pm 0,2 \text{ \AA}$ . Наблюдаемые потоки  $F(4625)$  и  $F(3625)$  взяты из каталогов [14, 15], причем эти два источника дают в среднем  $lg[F(4625)/F(3625)] = -0,008$ . Значение  $[c_1] = 0,53$  найдено для  $\alpha$ And по каталогу [16]. Теоретические значения эквивалентных ширин  $W_{H_\gamma}$  и  $W_{H_\delta}$  и потоков  $F(\lambda)$  брались из расчетов Куруца [12], а значения  $[c_1]$  — из [17].

На рис. 3 приведена диаграмма для определения  $T_{эф}$  и  $lg g$ , построенная по перечисленным выше характеристикам. На основе этой диаграммы мы приняли для  $\alpha$ And следующие параметры:  $T_{эф} = 13700 \pm 500 \text{ K}$  и  $lg g = 3,75 \pm 0,25$ . Повышение содержания металлов в 3 раза, как оказалось, слабо сказывается на выборе  $T_{эф}$  и  $lg g$ .

Полученная нами пара значений  $T_{эф}/lg g$  хорошо согласуется с результатами Хикокса [2] и Дермана [7], также найденными методом моделей атмосфер (соответственно 13800/4,0 и 13850/3,85). Однако эти "спектроскопические" определения  $T_{эф}$  существенно отличаются от значений  $T_{эф} = 11300 \text{ K}$  [18] и  $T_{эф} = 12250 \text{ K}$  [19], найденных с привлечением метода инфракрасных потоков. Как будет показано ниже, рассмотрение ионизационного равновесия по линиям Fe I—Fe II и Mn I—Mn II также указывает на более низкую температуру  $T_{эф}$ , чем было найдено в [2, 7] и по рис. 3. Не исключено, что такая противоречивость в определении  $T_{эф}$  отражает присутствие второго, более холодного компонента в двойной системе  $\alpha$ And. Ниже этот вопрос будет рассмотрен более подробно.

## 3. Химический состав

Учитывая неоднозначность определения  $T_{эф}$ , мы выполнили анализ химического состава  $\alpha$ And по двум различным моделям атмосфер. Первая из них соответствует найденным нами параметрам  $T_{эф} = 13700 \text{ K}$  и  $lg g = 3,75$ . Во второй модели принята эффективная температура  $T_{эф} = 11300 \text{ K}$  [18], а соответствующее ей значение  $lg g =$



Таблица 3  
Химический состав  $\alpha$ And, определенный по двум моделям атмосфер

Атом или ион	Число линий	Источники $gf$ -величин	$lg \epsilon$		$lg \epsilon_{\odot}$
			13 700/3,75	11 300/3,50	
C II	3	[21]	8,47	9,22	8,61
Si I	1	[22]	9,14	8,27	7,65
Si II	3	[22]	7,10	7,11	7,55
Ca II	1	[22]	6,31	5,46	6,36
Sc II	1	[23]	4,04	3,05	3,00
Ti II	2	[24]	5,78	4,93	4,82
Cr II	3	[25]	6,33	5,85	5,50
Mn I	3	[26]	8,47	7,24	5,35
Mn II	15	Исправл. [25]	7,55	7,16	5,35
Fe I	2	[27]	8,79	7,64	7,60
Fe II	8	[28]	7,82	7,43	7,80
Ga II	2	[29]	7,27	7,68	2,80
Hg II	1	[30]	6,60	6,48	1,20

= 3,5 взято из [20]. Для каждой из линий, приведенных в табл. 2, найдено содержание соответствующего элемента  $lg \epsilon$  отдельно по модели с параметрами 13 700/3,75 и по модели с параметрами 11 300/3,50. Кроме того, используя расширенную сетку моделей Куруца на магнитной ленте, мы провели анализ химического состава для модели 11 300/3,50 с увеличенным в 3 раза содержанием металлов. Оказалось, что такое повышение металличности в исходной модели атмосферы меняет значения  $lg \epsilon$  не более чем на 0,1. Этот вывод важен при исследовании химически пекулярных звезд, подобных  $\alpha$ And, где можно ожидать существенных отклонений в содержании металлов от нормального.

Все приведенные в табл. 2 значения  $lg \epsilon$  даны в обычной логарифмической шкале, в которой для водорода принято  $lg \epsilon(H) = 12,00$ . Расчеты  $lg \epsilon$  выполнены при скорости микротурбулентности  $\xi_t = 3$  км/с. Чтобы уверенно определить  $\xi_t$ , необходимо иметь достаточное количество линий какого-либо атома или иона в широком диапазоне  $W_{\lambda}$ . Поскольку наш список линий весьма ограничен и по числу, и по  $W_{\lambda}$  (сильные линии в спектре  $\alpha$ And обычно блендированы, поэтому они не анализировались), мы не исследовали микротурбулентность, а приняли ту величину  $\xi_t$ , которая была найдена в [7].

В табл. 3 для каждого атома и иона представлены усредненные значения  $lg \epsilon$ , здесь же приведены содержания  $lg \epsilon_{\odot}$  соответствующих элементов на Солнце. Кроме того, указаны источники [21–30] сил осцилляторов  $gf$ . Солнечные величины  $lg \epsilon_{\odot}$  для ряда элементов взяты из [31], для Fe I – из [27], Fe II – [28], Ga – [32]. Для содержания ртути в атмосфере Солнца известна лишь верхняя оценка  $lg \epsilon_{\odot}(Hg) \ll 1,9$  [33], поэтому было принято значение 1,2, найденное по метеоритам (см. [34]).

Важный вывод, следующий из рассмотрения табл. 3, касается сопоставления значений  $lg \epsilon$ , определенных по линиям Mn I и Mn II, Fe I и Fe II. Для модели атмосферы с  $T_{\text{эф}} = 13 700$  К линии Mn I и Fe I дают содержания Mn и Fe на порядок величины больше, чем линии Mn II и Fe II, т. е. при такой эффективной температуре явно нарушается ионизационное равновесие. С другой стороны, если принять более холодную модель с  $T_{\text{эф}} = 11 300$  К, по линиям нейтральных и ионизованных атомов получается примерно одинаковое содержание Mn и Fe (отметим большую чувствительность к  $T_{\text{эф}}$  линий Mn I и Fe I). Таким образом, наблюдается существенное расхождение в значениях  $T_{\text{эф}}$ , найденных по распределению энергии в видимой области спектра (см. рис. 3) и по ионизационному равновесию. В дальнейшем на основе этого факта мы попытаемся получить некоторые оценки, касающиеся двойственности звезд.

На рис. 4, построенном по данным табл. 3, мы сравнили содержания 10 химических



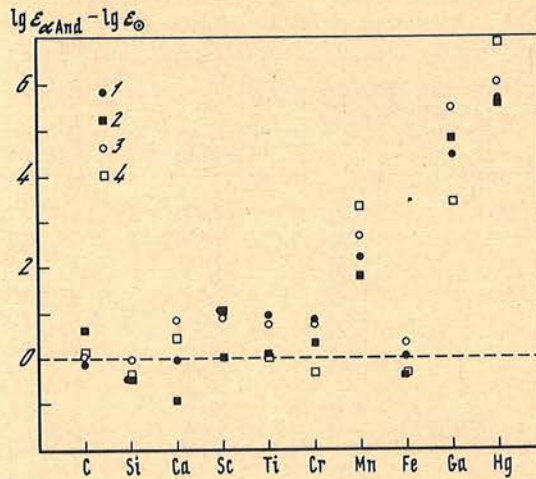


Рис. 4. Сравнение химического состава  $\alpha$  And с солнечным. Штриховая (нулевая) линия соответствует содержанию элементов на Солнце. 1 — данные, полученные по модели атмосферы 13700/3,75; 2 — 11300/3,50; 3 — [7]; 4 — [2]

элементов в атмосферах  $\alpha$  And и Солнца. Для Si, Mn и Fe использованы данные, полученные по линиям ионизованных атомов. Для Hg приняты уточненные значения  $lg \epsilon$ , найденные ниже с помощью синтетических спектров. На рис. 4 представлены также результаты Дермана [7] и Хикокса [2], полученные для  $\alpha$  And тем же методом, что и у нас, т. е. методом моделей атмосфер (в [7] даже применена та же сетка моделей [12]). Отметим, что в [2] мы брали те значения  $lg \epsilon$ , которые соответствуют скорости микротурбулентности  $\xi_t = 3$  км/с.

В целом рис. 4 дает представление о точности, с которой определяется в настоящее время химический состав Hg — Mn-звезд. Разброс в данных разных авторов может достигать порядка величины (например, для Ti и Cr), а иногда и полутора-двух порядков, в частности для Mn, Ga и Hg. Три последних элемента показывают особенно большой избыток относительно их содержания на Солнце; он составляет 2—3 для марганца, 3,5—5,5 для галлия и 5,5—7 для ртути в величине  $lg \epsilon$ . Остальные исследованные элементы, как видно на рис. 4, отклоняются от нормального содержания не более чем на порядок величины. Интересный результат получен для железа: его содержание в атмосфере  $\alpha$  And можно считать нормальным с точностью  $\pm 0,4$  dex.

Обращает на себя внимание большой избыток галлия у  $\alpha$  And. Для сравнения следует указать, что выполненный в [35] анализ резонансных линий Ga II  $\lambda 1414$  и Ga III  $\lambda 1495$  в спектрах 27 звезд типа Hg—Mn привел к выводу, что для относительно горячих Hg—Mn-звезд ( $T_{эф} > 11000$  К) характерными являются избытки Ga от 2,6 до 3,8 в логарифме. В частности, для  $\alpha$  And содержание Ga согласно [35] повышено на 3,8 dex, т. е. данные ультрафиолетовых наблюдений для этой звезды неплохо согласуются с результатами, полученными по видимой области (см. рис. 4).

#### 4. Применение синтетических спектров

Особенно большие избытки у Hg—Mn-звезд обнаружены для ртути, поэтому содержанию названного элемента мы уделили специальное внимание. Единственным надежным источником, который обычно используется при определении  $lg \epsilon(\text{Hg})$  у столь горячих звезд, является линия Hg II  $\lambda 3983,96$ . Как следует из табл. 3 и рис. 4, ее достоинством является слабая зависимость от  $T_{эф}$  (из других элементов похожим свойством обладают лишь линии Si II). Однако, вообще говоря, в бленду  $\lambda 3984$  могут давать вклад линии других элементов, и пренебрежение этим эффектом может привести к за-



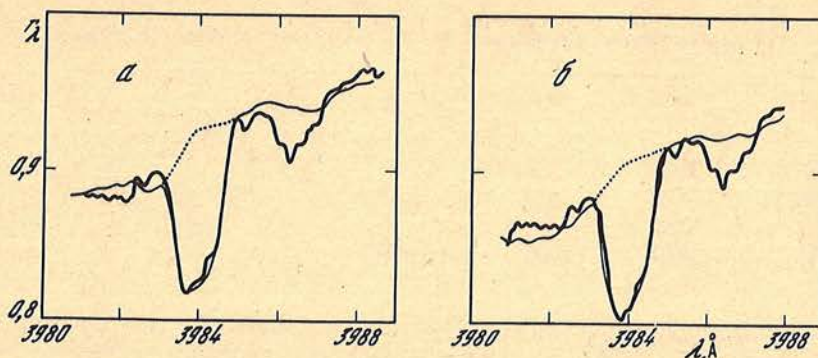


Рис. 5. Сопоставление наблюдаемого спектра  $\alpha$  And в районе бленды  $\lambda$  3984 (жирная линия) с синтетическими спектрами, вычисленными для двух моделей атмосфер  
Тонкие линии соответствуют содержаниям ртути  $\lg \epsilon(\text{Hg}) = 6,90$  (а) и  $6,80$  (б). Пунктирная линия получена при  $\lg \epsilon(\text{Hg}) = 1,90$

вышению  $\lg \epsilon(\text{Hg})$ . Самый надежный метод анализа в таких случаях — применение синтетических спектров.

Расчеты синтетического спектра в рассматриваемом участке осложняются тем обстоятельством, что бленда  $\lambda$  3984 расположена в крыле сильной линии  $\text{H}_e$ . Чтобы учесть поглощение в  $\text{H}_e$ , мы приняли во внимание достаточную удаленность указанной бленды от центра  $\text{H}_e$  и поэтому воспользовались для функции уширения  $S(\alpha)$  асимптотической формулой  $S(\alpha) = A\alpha^{-5/2}$  (см. [36]), а коэффициент  $A = 4,4 \cdot 10^6$  нашли путем подгонки теоретического профиля  $\text{H}_e$  к наблюдаемому у Сириуса [37].

Синтетические спектры вычислялись на участке 3980–3990 Å по программе SYNTHEL, описанной в [38]. Список спектральных линий в этом интервале составлялся с помощью таблиц Куруца и Пейтреманна [23], однако для сил осцилляторов использовались по возможности современные источники; в частности,  $gf$ -величины для Fe I брались из [27]. Чтобы проверить значения  $gf$ , были просчитаны синтетические спектры на участке 3980–3990 Å для Солнца и Прорциона и затем сопоставлены с наблюдаемыми спектрами высокого разрешения, взятыми соответственно из атласов [39, 40]. Для лучшего согласия между теорией и наблюдениями пришлось исправить силы осцилляторов некоторых линий, однако такие исправления касались в основном линий нейтральных атомов, которые не видны в спектре более горячей звезды  $\alpha$  And.

Выполнив предварительные расчеты для Сириуса, Солнца и Прорциона, мы просчитали затем ряд синтетических спектров для  $\alpha$  And. Проводилась свертка с вращением ( $v \sin i = 55$  км/с) и с инструментальным профилем (полуширина = 0,09 Å). Оказалось, что основной эффект в уширении линий дает вращение, в то время как разрешение спектрографа настолько высоко, что его учет практически уже не меняет вида спектра, полученного после учета вращения.

В процессе вычислений мы варьировали содержание ртути, добиваясь наилучшего согласия с наблюдаемым профилем  $\lambda$  3984. Результаты сравнения теории с наблюдениями представлены на рис. 5. Как и выше, расчеты проводились отдельно по двум моделям атмосфер: 13700/3,75 (а) и 11300/3,50 (б). При этом содержание Mn, Fe, Ti, Sr и других элементов, исследованных ранее, бралось из табл. 3 в соответствии с принятой моделью. Наблюдаемый спектр есть результат усреднения семи спектрограмм.

Результаты определения содержания ртути методом синтетических спектров представлены в табл. 4. Они несколько отличаются от тех, которые были получены непосредственно из анализа эквивалентной ширины линии  $\lambda$  3984 (см. табл. 3). Расхождение объясняется в основном тем, что в расчетах  $W_\lambda$  не было учтено дополнительное поглощение за счет крыла  $\text{H}_e$ . Малое отличие в значениях  $\lg \epsilon(\text{Hg})$ , которое дали синтетические спектры относительно анализа  $W_\lambda$ , свидетельствует о том, что в бленду  $\lambda$  3984 основной вклад вносит линия ртути. Этот вывод становится еще более очевидным, если



Т а б л и ц а 4  
 Результаты анализа бленды  $\lambda 3984$  с помощью синтетических спектров

Элемент, $\lambda$ , Å	$\chi$ , эВ	$\lg gf$	$\lg \epsilon$		$\lg \epsilon_{\odot}$
			13 700/3,75	11 300/3,50	
Hg II 3983,96	4,40	-1,73	6,9	6,8	1,20 [34]
Y II 3982,60	0,12	-0,49	$\leq 4,7$	$\leq 3,7$	2,24 [41]
Ce II 3984,68	0,95	+0,70	$\leq 4,1$	$\leq 3,2$	1,59 [31]

повторить вычисления при  $\lg \epsilon(\text{Hg}) = 1,9$ , что соответствует верхнему пределу содержания Hg на Солнце (см. [33]). Как видно из рис. 5 (пунктирная линия), в этом случае рассматриваемая бленда совершенно исчезает. Отсюда, в частности, можно заключить, что расположенная здесь же линия Fe I  $\lambda 3983,96$ , достаточно сильная у более холодных звезд, в спектре  $\alpha$  And не видна.

В процессе вычислений выяснилось, что на вид спектра в районе бленды  $\lambda 3984$  могут существенно влиять две линии: Y II  $\lambda 3982,60$  и Ce II  $\lambda 3984,68$ . Их параметры указаны в табл. 4, причем сила осциллятора для первой из них взята из [41], а для второй найдена эмпирическим путем по спектрам Солнца и Прокционна (см. выше). Расчеты синтетических спектров при различных значениях  $\lg \epsilon$  (Y) и  $\lg \epsilon$  (Ce) позволили нам оценить верхнюю границу содержаний Y и Ce в атмосфере  $\alpha$  And; эти оценки приведены в табл. 4. Из них следует, что избыток Y и Ce не может превышать 2,5 dex. Совершенно неприемлем избыток Y на 3,7 dex, полученный Дерманом [7], так как при столь высоком содержании Y линия Y II  $\lambda 3982,60$  по интенсивности должна быть сравнима с Hg II  $\lambda 3983,96$ , что противоречит наблюдениям.

Вопрос о содержании тяжелых, в частности редкоземельных, элементов в атмосферах Hg-Mn-звезд изучен еще слабо. Не исключено, что существующие оценки  $\lg \epsilon$ , найденные из анализа эквивалентных ширин, завышены из-за неуточненного блендирования. По нашему мнению, поднять точность  $\lg \epsilon$  в этом случае можно лишь путем применения синтетических спектров.

Каули и Айтман [42], исследуя профиль линии Hg II  $\lambda 3983,96$  у Hg-Mn-звезды  $\epsilon$  Ст В, определили изотопный состав ртути. В случае  $\alpha$  And выполнить такой анализ не удастся, так как профиль рассматриваемой линии сильно замыт вращением. Кроме того, в правом крыле бленды  $\lambda 3984$  расположена уже упоминавшаяся линия Ce II  $\lambda 3984,68$ , которую невозможно четко отделить от линии ртути по той же причине, т.е. из-за высокой скорости  $v \sin i$ .

### 5. О двойственности $\alpha$ And

Как уже отмечалось, звезда  $\alpha$  And является спектрально-двойной, поэтому не исключено, что наблюдаемый спектр является комбинацией спектров двух компонентов. Из-за того, что линии сильно уширены вращением, заметить раздвоение линий в спектре  $\alpha$  And весьма затруднительно. Тем не менее Петри [43] еще в 1950 г. сообщил, что ему удалось сделать это для линий He I  $\lambda 4471$  и Mg II  $\lambda 4481$  (дисперсия составляла 30 Å/мм). Однако позже Баттен и др. [11] указали, что в [43] за линию Mg II  $\lambda 4481$  второго компонента была ошибочно принята линия Mn II  $\lambda 4479$  первого компонента (по крайней мере на части спектрограмм).

В дальнейшем для краткости более горячий компонент будем обозначать А, а более холодный — В. Из соотношения эквивалентных ширин  $W_A/W_B$  Петри [43] попытался оценить разность  $\Delta m$  звездных величин, однако такая методика неприемлема хотя бы по следующим причинам: 1) наблюдаемые значения  $W_A$  и  $W_B$  не являются истинными эквивалентными ширинами компонентов, поскольку не отнесены к собственным уровням континуумов звезд А и В; 2) так как исследуемая звезда пекулярна, содержа-



ние элементов у А и В может существенно различаться, что должно сказаться на соотношении значений  $W_A$  и  $W_B$ .

В [44] был предложен метод исследования комбинированных спектров двойных звезд, однако применить эту методику в полном объеме к  $\alpha$  And не удается из-за недостаточности наблюдательных данных. Поскольку компоненты А и В визуально не разделяются, невозможно непосредственно измерить такой важный параметр, как разность их звездных величин  $\Delta m$ . Косвенный же способ оценки  $\Delta m$ , примененный в [43], ненадежен. Фактически мы имеем лишь следующие характеристики общего спектра двойной системы: 1) эквивалентные ширины и профили бальмеровских линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ ; 2) величины  $[c_1]$  и  $F(4625)/F(3625)$ , характеризующие распределение энергии (они не являются независимыми, см. рис. 3). Следовательно, можно говорить о двух независимых известных величинах В то же время требуется определить четыре неизвестных параметра:  $T_{\text{эф}}$  (А),  $T_{\text{эф}}$  (В),  $\lg g$  (А) и  $\lg g$  (В). Очевидно, что в такой ситуации приходится прибегать к каким-то предположениям, например задавать параметры  $T_{\text{эф}}$  и  $\lg g$  одного из компонентов.

С точки зрения двойственности найденные выше значения  $T_{\text{эф}} = 13700$  К и  $\lg g = 3,75$  следует признать некоторыми усредненными характеристиками двойной системы. Тогда для более горячего компонента А можно ожидать, что его эффективная температура  $T_{\text{эф}}$  (А)  $> 14\,000$  К. Это означает, что наблюдаемые в спектре  $\alpha$  And линии Fe и Mn принадлежат в основном более холодному компоненту В. В дальнейшем, чтобы получить хотя бы какие-то грубые оценки, мы будем опираться на тот факт, что для модели 11 300/3,5 приблизительно выполняется ионизационное равновесие по линиям Fe I—Fe II и Mn I—Mn II. Примем в качестве первого приближения, что указанная модель как раз и соответствует второму компоненту, т.е.  $T_{\text{эф}}$  (В) = 11 300 К,  $\lg g$  (В) = 3,5. Используя методику, предложенную в [44], для компонента А тогда получаем:  $T_{\text{эф}}$  (А) = 16 000 К и  $\lg g$  (А) = 3,75. Вычисленные значения  $W_{H_\gamma}$ ,  $W_{H_\delta}$ ,  $[c_1]$  и  $F(4625)/F(3625)$  для системы звезд с такими параметрами согласуются с наблюдаемыми значениями этих величин в пределах ошибок их измерения.

Воспользовавшись эволюционными расчетами [45], можно оценить массу каждого компонента:  $M_A = 5,4 M_\odot$ ,  $M_B = 4,0 M_\odot$ . Зная параметры компонентов, находим разность их видимых звездных величин  $\Delta m_V = -0,4$  (компонент А немного ярче). Учитывая, что орбитальный период  $P = 96,696$  сут, из третьего закона Кеплера получаем, что большая полуось орбиты  $a = 0,87$  а.е., или в 17 раз больше, чем сумма радиусов  $R_A + R_B$ . Из значения  $a \sin i = 3,42 \cdot 10^{-7}$  км [11] находим, что угол наклона плоскости орбиты к лучу зрения  $i = 15^\circ$ . Поскольку  $\sin i \sim (M_A + M_B)^{-1/3}$ , оценка угла  $i$  слабо зависит от выбора параметров компонентов.

Интересен также вопрос о том, к каким изменениям в определяемом химическом составе может привести учет двойственности. Воспользовавшись приведенной в [44] формулой для суммарной эквивалентной ширины, можно оценить, что для тех линий, за образование которых ответствен в основном холодный компонент, наблюдаемые значения  $W_\lambda$  нужно увеличить в 2,5–3 раза. Отсюда следует, что добавка в содержании соответствующего элемента  $\Delta \lg \epsilon \geq 0,4$  (нижняя граница для самых слабых линий).

Все приведенные здесь численные оценки следует рассматривать лишь как первое, весьма грубое приближение. На это указывает и тот факт, что найденные из эволюционных расчетов [45] возрасты компонентов различаются в 2 раза. Однако такого не может быть в двойной системе, где звезды образовались практически одновременно. Противоречие можно объяснить двумя путями: 1) параметры  $T_{\text{эф}}$  и  $\lg g$  компонента В заданы неточно; 2) в процессе эволюции в системе произошел обмен массой, поэтому стандартные эволюционные треки [45] в данном случае неприменимы.

Исследование двойственности  $\alpha$  And необходимо продолжить. В частности, следует получить спектры звезды в разные фазы орбитального периода, чтобы подтвердить раздвоение линий, обнаруженное в [43]. Это даст дополнительную информацию относительно природы компонентов. Раздвоение можно наблюдать только у таких линий, которые достаточно сильны и в спектре А, и в спектре В. Если полученные выше



оценки  $T_{эф}$  компонентов не содержат грубых ошибок, можно предположить, что расщепляясь в определенных фазах будут сильные линии He I, Mg II, Ca II, C II и, возможно, Si II. В то же время у линий, принадлежащих элементам группы железа и возникающих преимущественно в атмосфере холодного компонента, вместо расщепления будут наблюдаться только периодические смещения.

### Выводы

В результате исследования ртутно-марганцевой звезды  $\alpha$  And мы пришли к следующим выводам.

1. По бальмеровским линиям и распределению энергии в видимой области получены эффективная температура  $T_{эф} = 13\,700 \pm 500$  К и ускорение силы тяжести  $lgg = 3,75 \pm 0,25$ . Эти значения хорошо согласуются с параметрами  $T_{эф}$  и  $lgg$ , найденными для  $\alpha$  And в [2] и [7] методом моделей атмосфер.

2. Рассмотрение ионизационного равновесия по линиям Mn I – Mn II и Fe I–Fe II указывает на более низкую эффективную температуру, практически совпадающую с температурой  $T_{эф} = 11\,300$  К, найденной в [18] методом инфракрасных потоков. Расхождение в значениях  $T_{эф}$ , определенных по распределению энергии и по ионизационному равновесию, может быть следствием известного факта двойственности звезды.

3. Анализ химического состава обнаружил особенно большие избытки для марганца ( $\sim 2,0$  dex), галлия ( $\sim 4,5$  dex) и ртути ( $\sim 5,5$  dex). Содержание железа с точностью  $\pm 0,4$  dex является нормальным.

4. Вычисление синтетических спектров на участке 3980–3990 Å показало, что бленда  $\lambda 3984$  практически полностью обусловлена линией Hg II  $\lambda 3983,96$ . Из отсутствия заметных линий Y II  $\lambda 3982,60$  и Ce II  $\lambda 3984,68$  следует заключение, что избыток Y и Ce не может превышать 2,5 dex.

5. Основываясь на неоднозначности в определении  $T_{эф}$ , удалось получить грубые оценки параметров компонентов двойной системы  $\alpha$  And и некоторые характеристики орбиты. В частности, угол наклона плоскости орбиты к лучу зрения, по-видимому, близок к  $15^\circ$ .

В заключение авторы выражают благодарность В.Д. Бычкову и И.И. Романюку за помощь в наблюдениях на 6-м телескопе САО АН СССР, а В.П. Маланушенко – за помощь в обработке спектрограмм.

Ноябрь 1987 г.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Wolff S.C., Wolff R.J. // Physics of Ap-stars (Proc. IAU Coll. N 32). 1975. P. 503–519.
2. Heacox W.D. // Astrophys. J. Suppl. 1979. Vol. 41. P. 675–688.
3. Rakos K.D., Jenkner H., Wood J. // Astron. and Astrophys. Suppl. 1981. Vol. 43. P. 209–219.
4. Adelman S.J., Pypser D.M. // Astron. and Astrophys. 1983. Vol. 118. P. 313–320.
5. Хохлова В.Л., Алиев С.А., Руденко В.М. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1969. Т. 40. С. 65–81.
6. Kodaira K., Takada M. // Ann. Tokyo Astron. Obs. 1978. Vol. 17. P. 79–92.
7. Derman I.E. // Astrophys. Space Sci. 1982. Vol. 88. P. 135–158.
8. Uesugi A., Fukuda I. Revised catalogue of stellar rotational velocities. Kyoto: Depart. Astron. Kyoto Univ., 1982.
9. Faraggiana R., van der Hucht K.A., Burger M. // Physics of Ap-stars (Proc. IAU Coll. N 32). 1975. P. 547.
10. Aikman G.C.L. // Publ. Dominion Astrophys. Obs. 1976. Vol. 14. P. 379–410.
11. Batten A.H., Fletcher J.M., Mann P.J. // Ibid. 1978. Vol. 15. P. 121–295.
12. Kurucz R.L. // Astrophys. J. Suppl. 1979. Vol. 40. P. 1–340.
13. Любимков Л.С. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1980. Т. 62. С. 44–53.
14. Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н. Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата: Наука, 1978.
15. Волошина И.Б., Глушневая И.Н., Дорошенко В.Т. и др. Спектрофотометрия ярких звезд. М.: Наука, 1982.
16. Hauck B., Mermillod M. // Astron. and Astrophys. Suppl. 1980. Vol. 40. P. 1–32.



17. Lester J.B., Gray R.O., Kurucz R.L. // *Astrophys. J. Suppl.* 1986. Vol. 61. P. 509–529.
18. Shallis M.J., Blackwell D.E. // *Astron. and Astrophys.* 1979. Vol. 79. P. 48–55.
19. Глушневa И.Н. // *Астрон. журн.* 1987. Т. 64. С. 601–605.
20. Леушин В.В., Снежко Л.И., Соколов В.В. // *Астрофизика.* 1984. Т. 20. С. 429–435.
21. Wiese W.L., Smith M.W., Glennon B.M. *Atomic transition probabilities (vol. I)*, NSRDS–NBS 4. Wash., 1966.
22. Wiese W.L., Smith M.W., Miles B.M. *Atomic Transition probabilities (vol. II)*, NSRDS–NBS 22. Wash., 1969.
23. Kurucz R.L., Peytremann E. // *Smiths. Astrophys. Obs. Spec. Rep.* 1975. N 362. P. 401–800.
24. Wiese W.L., Fuhr J.R. // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 1975. Vol. 4. P. 318–332.
25. Warner B. // *Mem. Roy. Astron. Soc.* 1967. Vol. 70. P. 165–253.
26. Blackwell D.E., Collins B.S. // *Ibid.* 1972. Vol. 157. P. 255–271.
27. Боярчук А.А., Саванов И.С. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1985. Т. 70. С. 57–128.
28. Боярчук А.А., Саванов И.С. // *Там же.* 1986. Т. 74. С. 49–69.
29. Jugaku J., Sargent W.L.W., Greenstein J.L. // *Astrophys. J.* 1961. Vol. 134. P. 783–796.
30. Dworetzky M.M. // *Astron. and Astrophys.* 1980. Vol. 84. P. 350–353.
31. Боярчук А.А., Боярчук М.Е. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1981. Т. 63. С. 66–85.
32. Hauge Ø., Engvold O. // *Inst. Theor. Astrophys. Rep. Blindern; Oslo*, 1977. N 49. P. 1–23.
33. Любимков Л.С., Залалетдинова Н.Р. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1987. Т. 76. С. 102–110.
34. Ross J.E., Aller L.H. // *Science.* 1976. Vol. 191. P. 1223–1229.
35. Takada-Hidai M., Sadakane K., Jugaku J. // *Astrophys. J.* 1986. Vol. 304. P. 425–435.
36. Vidal C.R., Cooper J., Smith E.W. // *Astrophys. J. Suppl.* 1973. Vol. 25. P. 37–136.
37. Kurucz R.L., Faveulid I. // *Smiths. Astrophys. Obs. Spec. Rep.* 1980. N 387. P. 1–142.
38. Любимков Л.С. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1986. Т. 74. С. 3–14.
39. Delbouille L., Neven L., Roland G. *Photometric atlas of the solar spectrum from  $\lambda$ 3000 to  $\lambda$ 10000.* Liege (Belgium): Inst. Astrophys. Univ., 1973.
40. Griffin R., Griffin R. *A photometric atlas of the spectrum of Procion.* Cambridge (England), 1979.
41. Hannaford P., Lowe R.M., Grevesse N., Biemont E. // *Astrophys. J.* 1982. Vol. 261. P. 736–746.
42. Cowley C.R., Aikman G.C.L. // *Publ. Astron. Soc. Pacific.* 1975. Vol. 87. P. 513–521.
43. Petrie R.M. // *Publ. Dominion Astrophys. Obs.* 1950. Vol. 8. P. 319–340.
44. Любимков Л.С., Самедов З.А. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1987. Т. 77. С. 97–114.
45. Becker S.A. // *Astrophys. J. Suppl.* 1981. Vol. 45. P. 475–505.

УДК 523.942.841

## О СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ Ве-ЗВЕЗДЫ $\phi$ ПЕРСЕЯ

Т.С. Галкина

Приводится анализ спектров пекулярной Ве-звезды  $\phi$  Персея по наблюдениям, полученным на 122-см рефлекторе с дифракционным спектрографом с дисперсиями 15, 36 и 30 Å/мм в областях  $\lambda$ 3700–5000 Å и  $H_{\alpha}$ . Обсуждается поведение со временем некоторых характеристик эмиссионных и абсорбционных линий, наблюдаемых в спектре. Отмечается усиление нестабильности в системе в моменты около соединения (фазы 0,3–0,5 периода  $\sim$  127 сут), когда вторичный компонент проходит впереди главного в орбитальном движении.

ON THE SPECTROSCOPIC VARIATION OF THE Be STAR  $\phi$  PERSEI, by T.S. Galkina. – The analysis of the spectra of the peculiar Be star  $\phi$  Persei obtained at the 122-cm reflector equipped with a grating spectrograph giving the linear dispersion 15 and 36 Å/mm in the visible region and 30 Å/mm in  $H_{\alpha}$  line is reported. The behaviour of some parameters of the emission and absorption lines in the spectra of  $\phi$  Persei with a time are discussed. It is pointed out that the instability in the spectra is enhanced at about conjunction phases (0.3–0.5  $P$ ), when the secondary component passes in front of the primary one in the orbiting motion.

Звезда  $\phi$  Персея принадлежит к числу весьма пекулярных Ве-звезд со сложным спектром. Составной характер ее спектра обусловлен наложением на широкие фотосферные линии ( $v \sin i > 400$  км/с) водорода и гелия узких абсорбционных ядер, присутствием линий Fe II в эмиссии; переменной структурой эмиссионных профилей линий водорода и гелия.

Со времени обнаружения изменений лучевой скорости [1] выполнен ряд исследований  $\phi$  Персея, которые показали, что изменения лучевой скорости являются перио-



дическими и могут быть обусловлены орбитальным движением в двойной системе [2] с периодом около 127 сут. С таким же периодом, как найдено позже [3], происходят изменения в спектре.

Последующие наблюдения  $\varphi$  Персея, с более совершенной техникой, указывали на то, что наблюдаемые изменения в ее спектре невозможно объяснить в рамках простой модели двойной системы. Помимо циклических изменений в спектре часто наблюдаются изменения как за короткие промежутки времени, так и более продолжительные.

Из анализа спектров  $\varphi$  Персея, полученных за все предшествовавшие годы, Хайнек [4] и позже Хендри [5] пришли к заключению, что  $\varphi$  Персея является спектрально-двойной системой с компонентами ранних спектральных классов, с околозвездными оболочками. Альтернативная модель предложена Дж. Петерс [6], согласно которой вторичный компонент системы является гигантом типа К, заполняющим свою полость Роша.

Пока не удается сделать окончательный выбор между этими двумя моделями, чтобы объяснить все характеристики ее спектра в диапазоне от далекого ультрафиолета до инфракрасной области.

Выполненное в последние годы тщательное исследование спектров  $\varphi$  Персея Поэкертом [7] показало, что система состоит из быстро вращающейся звезды раннего типа В и пекулярного спутника. Обе звезды имеют околозвездные диски.

Нами была поставлена задача получить новые данные из спектральных наблюдений, чтобы помочь в выборе правильной модели пекулярной Ве-звезды  $\varphi$  Персея.

Следует подчеркнуть, что наличие в спектре  $\varphi$  Персея слабых, меняющихся со временем линий осложняет их отождествление и вызывает сомнения в правильности отнесения наблюдаемой линии к соответствующему компоненту системы и последующих интерпретаций, приводимых рядом авторов.

## 1. Наблюдения

$\varphi$  Персея впервые наблюдалась нами в 1981 г. [8]. По этим наблюдениям были отмечены такие особенности в ее спектре, как переменная структура ядер эмиссионных линий водорода и гелия, присутствие в эмиссии линий Fe II. В 1985 и 1986 гг. получен более обширный ряд ее спектральных наблюдений, выполненных на 122-см рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории, с дифракционным спектрографом, с дисперсиями 30 Å/мм у  $H_{\alpha}$  и 15 и 36 Å/мм в области  $\lambda 3700-5000$  Å. Данные наблюдений приведены в табл. 1. Здесь: в первом столбце — дата, во втором — момент наблюдений (UT), в третьем — фаза в долях периода и в четвертом — область спектра. Всего получено 38 спектрограмм для  $H_{\alpha}$  и 37 в области  $\lambda 3700-5000$  Å. Использованы пластинки Kodak OaO и OaF. Экспозиции были 10–20 мин для  $H_{\alpha}$  и 15–22 мин для  $\lambda 3700-5000$  Å.

## 2. Анализ спектров

Все спектрограммы  $\varphi$  Персея обработаны с помощью разработанной в Крымской обсерватории [9] автономной системы цифровой регистрации на базе микрофотометра G II и микро-ЭВМ "Искра-1256". Со всех спектрограмм были сделаны записи в интенсивностях. Для участков спектра, содержащих линии  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$ , данные выводились на графопостроитель, и профили их приводились к уровню локального континуума.

Уже в процессе наблюдений нами было обращено внимание на заметные изменения в спектре  $\varphi$  Персея, а именно: появление в профилях  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  и  $H_{\delta} + He I \lambda 3889$  резких абсорбционных ядер, накладывающихся на эмиссию и широкую абсорбцию. Резкие абсорбционные ядра были заметны и в линиях триплетной серии He I у  $\lambda 4471$ ,  $\lambda 4026$ . Наши наблюдения в 1986 г. получены в интервале одного цикла 127-суточного периода и охватывают фазы от 0,301 до 0,915<sup>P</sup>. Наблюдения 1985 г. попадают на фазы от 0,515 до 0,902<sup>P</sup>. Для дальнейшего анализа нами были привлечены наблюдения 1981 г. (фазы от 0,9 до 0,1<sup>P</sup>).



Таблица 1  
Список спектрограмм

Дата	J.D. (UT)	Фаза, доли $P$	Область спектра	Дата	J.D. (UT)	Фаза, доли $P$	Область спектра
1985 г.	2446...			21-22.09	695,490	0,396	$H_{\alpha}$
17-18.09	326,478	0,484	3700-5000 Å	21-22.09	695,499	0,396	$H_{\alpha}$
17-18.09	326,495	0,484	3700-5000 Å	29-30.09	703,438	0,459	3700-5000 Å
19-20.09	328,482	0,499	3700-5000 Å	29-30.09	703,453	0,459	3700-5000 Å
19-20.09	328,494	0,499	3700-5000 Å	29-30.09	703,479	0,459	$H_{\alpha}$
19-20.09	328,512	0,500	3700-5000 Å	29-30.09	703,494	0,459	$H_{\alpha}$
21-22.09	330,480	0,515	3850-5000 Å	29-30.09	703,505	0,459	$H_{\alpha}$
21-22.09	330,488	0,515	3850-5000 Å	06-07.10	710,395	0,514	$H_{\alpha}$
21-22.09	330,509	0,515	$H_{\alpha}$	06-07.10	710,424	0,514	$H_{\alpha}$
23-24.09	332,463	0,530	$H_{\alpha}$	06-07.10	710,446	0,514	3700-5000 Å
30-31.10	369,408	0,822	3700-4400 Å	06-07.10	710,460	0,514	3700-5000 Å
30-31.10	369,431	0,823	3700-5000 Å	06-07.10	710,474	0,514	3700-5000 Å
30-31.10	369,444	0,823	3700-5000 Å	24-25.10	728,361	0,656	$H_{\alpha}$
30-31.10	369,458	0,823	$H_{\alpha}$	24-25.10	728,383	0,656	$H_{\alpha}$
30-31.10	369,478	0,823	$H_{\alpha}$	24-25.10	728,396	0,656	$H_{\alpha}$
09-10.11	379,418	0,901	$H_{\alpha}$	24-25.10	728,418	0,656	3700-5000 Å
09-10.11	379,427	0,902	$H_{\alpha}$	11-12.11	746,326	0,797	$H_{\alpha}$
1986 г.				11-12.11	746,341	0,797	$H_{\alpha}$
09-10.09	683,485	0,301	$H_{\alpha}$	11-12.11	746,353	0,798	$H_{\alpha}$
09-10.09	683,496	0,301	$H_{\alpha}$	11-12.11	746,365	0,798	3700-5000 Å
09-10.09	683,505	0,3015	$H_{\alpha}$	11-12.11	746,382	0,798	3700-5000 Å
09-10.09	683,521	0,302	3700-5000 Å	16-17.11	751,274	0,836	$H_{\alpha}$
09-10.09	683,532	0,302	3700-5000 Å	16-17.11	751,289	0,837	$H_{\alpha}$
14-15.09	688,469	0,341	3700-5000 Å	16-17.11	751,301	0,837	$H_{\alpha}$
14-15.09	688,480	0,341	3700-5000 Å	16-17.11	751,315	0,837	3700-5000 Å
14-15.09	688,490	0,341	3700-5000 Å	16-17.11	751,328	0,837	3700-5000 Å
14-15.09	688,508	0,341	$H_{\alpha}$	18-19.11	753,280	0,852	$H_{\alpha}$
14-15.09	688,519	0,341	$H_{\alpha}$	18-19.11	753,298	0,852	$H_{\alpha}$
14-15.09	688,527	0,341	$H_{\alpha}$	18-19.11	753,307	0,852	$H_{\alpha}$
17-18.09	691,472	0,364	3700-5000 Å	18-19.11	753,320	0,852	3700-5000 Å
17-18.09	691,483	0,3645	3700-5000 Å	18-19.11	753,333	0,853	3700-5000 Å
17-18.09	691,491	0,365	3700-5000 Å	18-19.11	753,346	0,853	3700-5000 Å
17-18.09	691,508	0,369	$H_{\alpha}$	26-27.11	761,202	0,915	$H_{\alpha}$
17-18.09	691,526	0,369	$H_{\alpha}$	26-27.11	761,219	0,915	$H_{\alpha}$
17-18.09	691,529	0,369	$H_{\alpha}$	26-27.11	761,235	0,915	$H_{\alpha}$
21-22.09	695,438	0,396	3700-5000 Å	26-27.11	761,249	0,915	3700-5000 Å
21-22.09	695,450	0,396	3700-5000 Å	26-27.11	761,265	0,915	3700-5000 Å
21-22.09	695,460	0,396	3700-5000 Å	26-27.11	761,278	0,915	3700-5000 Å
21-22.09	695,478	0,396	$H_{\alpha}$				

За время проведения наблюдений линии водорода показали сложную переменную структуру. На рис. 1 и 2 показаны профили линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$ , приведенные к уровню локального континуума. Здесь по оси ординат интенсивность  $I$  в единицах континуума, по оси абсцисс —  $\Delta\lambda$ . Нуль соответствует несмещенному положению  $\lambda_0 = 6562,83 \text{ \AA}$ . В случае  $H_{\beta}$   $\Delta\lambda$  отсчитывалось от ядра абсорбции. Как правило, в каждую ночь получалось от одной до трех спектрограмм (см. табл. 1). На рисунках показаны усредненные профили по каждой ночи. Средняя ошибка полученных интенсивностей не превосходит  $\pm 0,02$  в единицах континуума. Большие флуктуации в континууме у  $H_{\beta}$  24.10 и 11.11 1986 г. можно объяснить низкой плотностью в этой области спектра. Здесь было



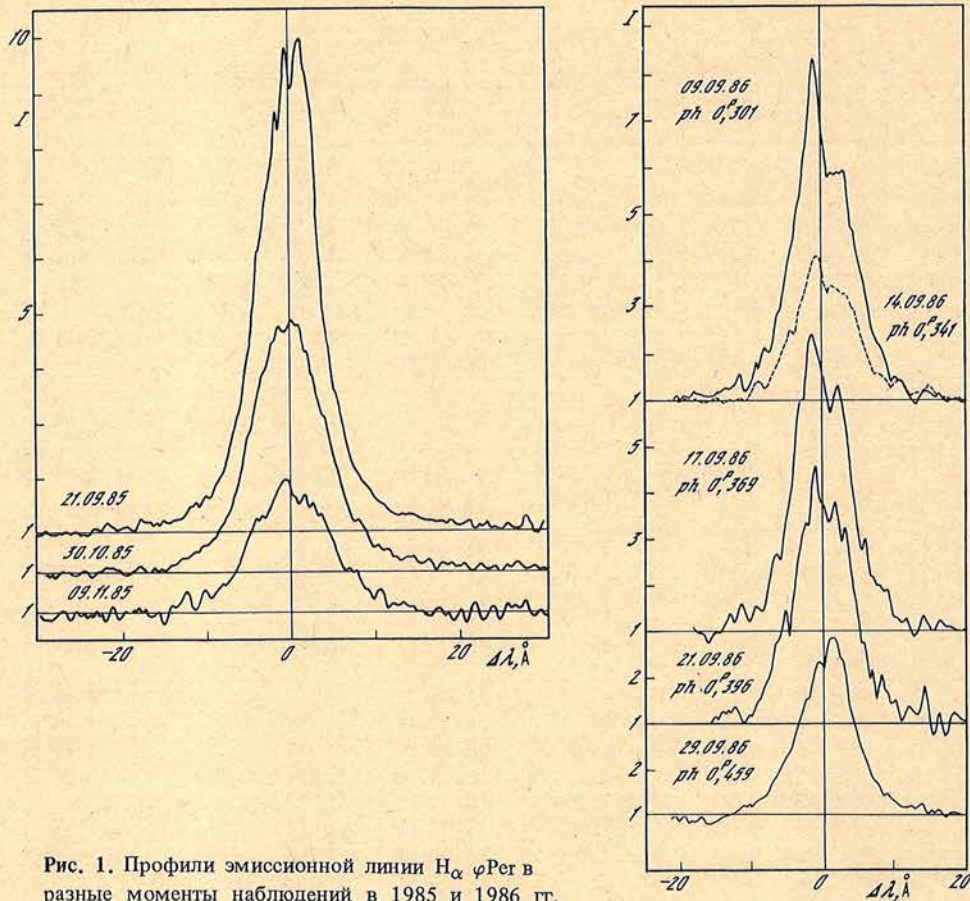


Рис. 1. Профили эмиссионной линии  $H_{\alpha}$   $\phi$ Per в разные моменты наблюдений в 1985 и 1986 гг.

получено по одной спектрограмме, пригодной для фотометрической обработки. Представленные на рис. 1 и 2 профили показывают: переменность общей интенсивности эмиссии в линиях  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$ , переменность относительной интенсивности V- и R-компонентов, многокомпонентную структуру, а в фазах от 0,5 до 0,9<sup>P</sup> наблюдается более сложная структура вершин эмиссионных профилей  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$ . Сравнивая наблюдения 1985 и 1986 гг., можно видеть, что многокомпонентная структура профилей эмиссионных линий повторяется от цикла к циклу.

На рис. 3 и 4 показаны записи линий серии Бальмера от  $H_{\delta}$  до  $H_{\gamma}$  и триплетной серии нейтрального гелия  $\lambda 4471$  и  $\lambda 4026$ , приведенные к уровню локального континуума. Здесь прежде всего обращает на себя внимание наличие резких абсорбционных ядер (или shell-компонентов) у линий водорода  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$ ,  $H_{\epsilon}$  и  $H_{\delta} + He I$  и линии гелия  $\lambda 4471$ . Они сильны в первые дни наблюдений (фаза 0,3–0,4<sup>P</sup>). Как видно на рисунках, shell-компоненты ослабевают с фазой периода. Уменьшается их глубина и у линий водорода, и у линий гелия. Линия  $\lambda 3889 \text{ \AA}$  является блендой линии водорода  $H_{\delta}$  и гелия  $\lambda 3888,64$ . У нее shell-компонент наиболее сильный и проявляется на большом промежутке времени, что, по-видимому, объясняется вкладом линии He I, возникающей с метастабильного уровня. На рисунках видно, что профили водородных линий очень сложны: на широкую фотосферную абсорбцию накладываются эмиссионные компоненты с резким абсорбционным ядром. Структура профилей заметно изменяется с фазой периода. Не менее сложной выглядит и структура линий He I  $\lambda 4026$  и  $\lambda 4471$ , ядра



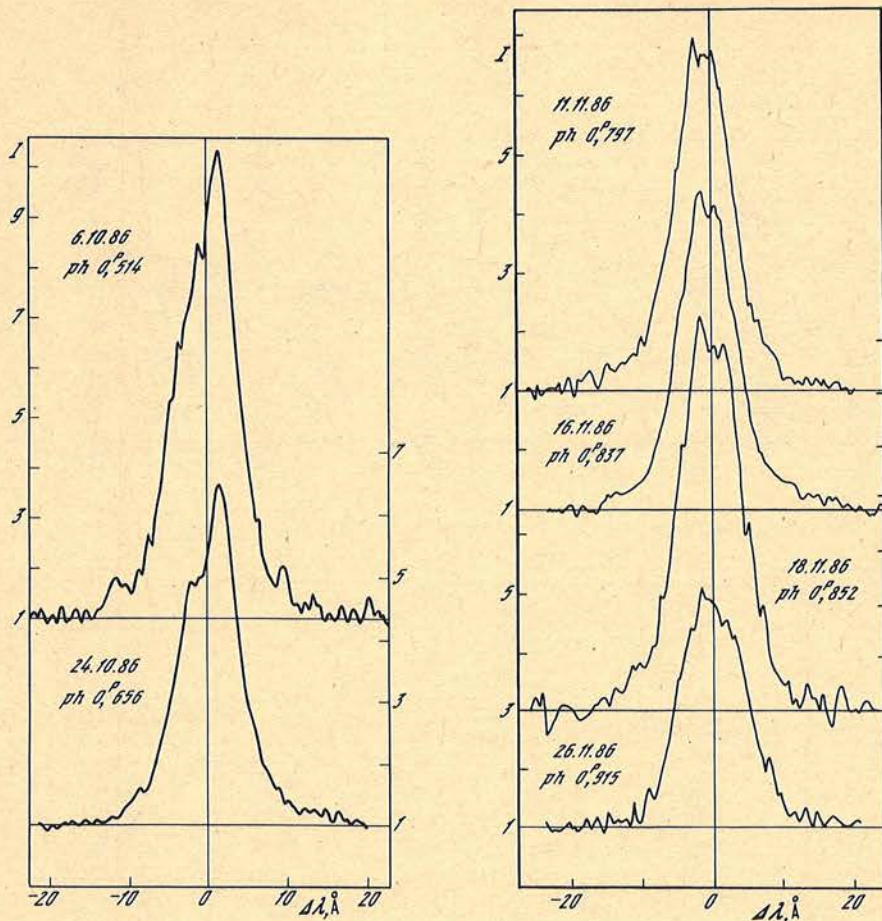


Рис. 1 (окончание)

которых иногда раздвоены, иногда представляют многокомпонентную структуру. Нам не удалось четко выделить на профилях детали из-за их нестационарности, чтобы однозначно сказать, к какому из компонентов системы (главному или вторичному) они принадлежат.

Для дальнейшего анализа спектра  $\varphi$  Персея нами были выбраны наиболее четкие и характерные детали на профилях линий и сделаны количественные измерения следующих параметров: лучевой скорости  $v_r$  по компонентам эмиссионной линии  $H_\alpha$  (V, абсорбционному ядру (A), R), по резкой абсорбции (shell-компонент) линии He I  $\lambda 3889$ ; эквивалентной ширины  $W_\lambda$  эмиссионных линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ , интенсивности V- и R-компонентов  $I_V$  и  $I_R$ , их отношение V/R, полуширин  $\Delta\lambda(I/2)$  линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  и их полной ширины  $b$  на уровне континуума. По ширине абсорбционных ядер в линиях  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  найдены скорости вращения и оценены размеры поглощающей части оболочки, где формируются эти линии вокруг главного компонента ( $v \sin i_{об}$ ,  $R_{об}$ ). Для оценки скорости вращения на поверхности главного компонента были выбраны линии гелия  $\lambda 3820$ ,  $\lambda 4026$  и  $\lambda 4471$ . Из 37 измерений выбранных линий по 10 ночам наблюдений среднее значение  $v \sin i$  найдено равным  $422 \pm 7$  км/с. Результаты измерений всех названных выше параметров приведены в табл. 2. Найденные значения для скорости вращения



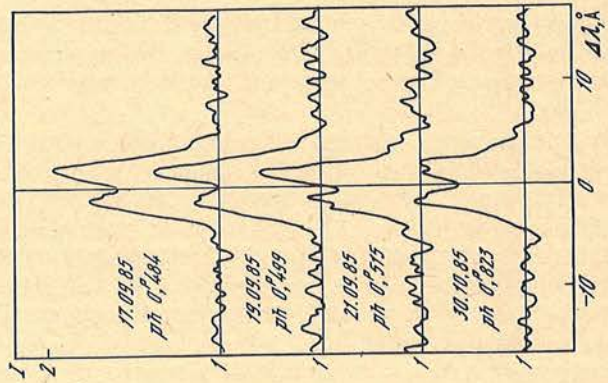
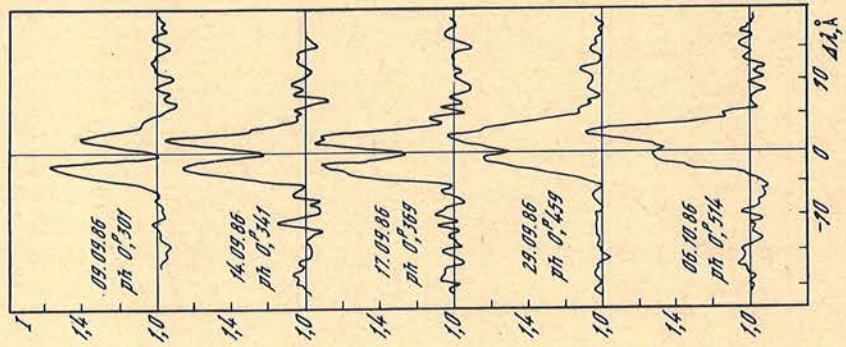
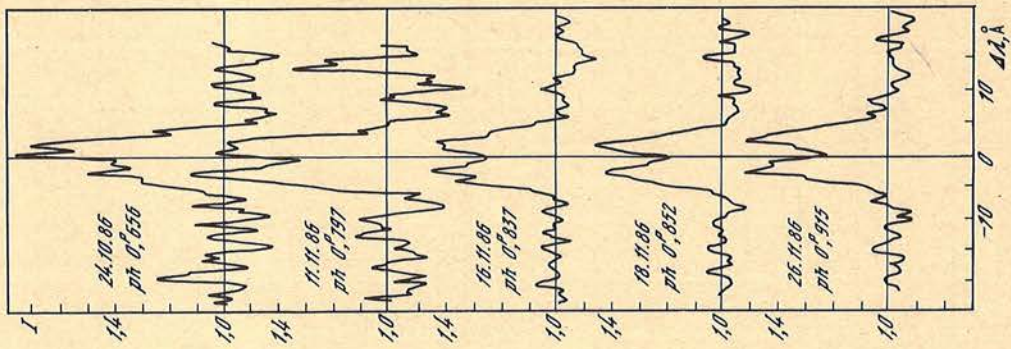


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для  $H\beta$



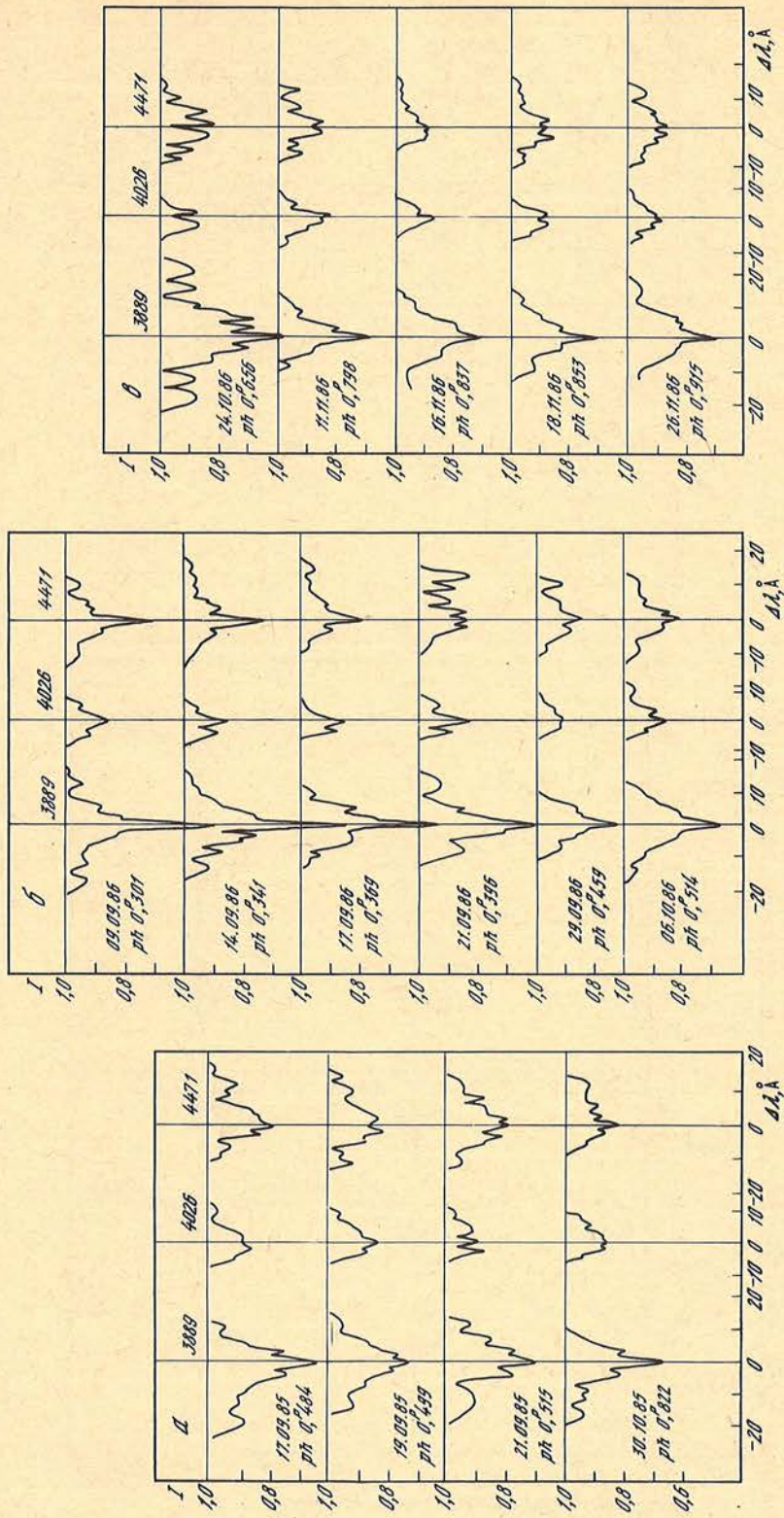


Рис. 3. Профили линий поглощения  $\lambda 3889\text{H}_\alpha$ ,  $\lambda 4026$ ,  $\lambda 4471$  He I в разные фазы наблюдений, в 1985 и 1986 гг.



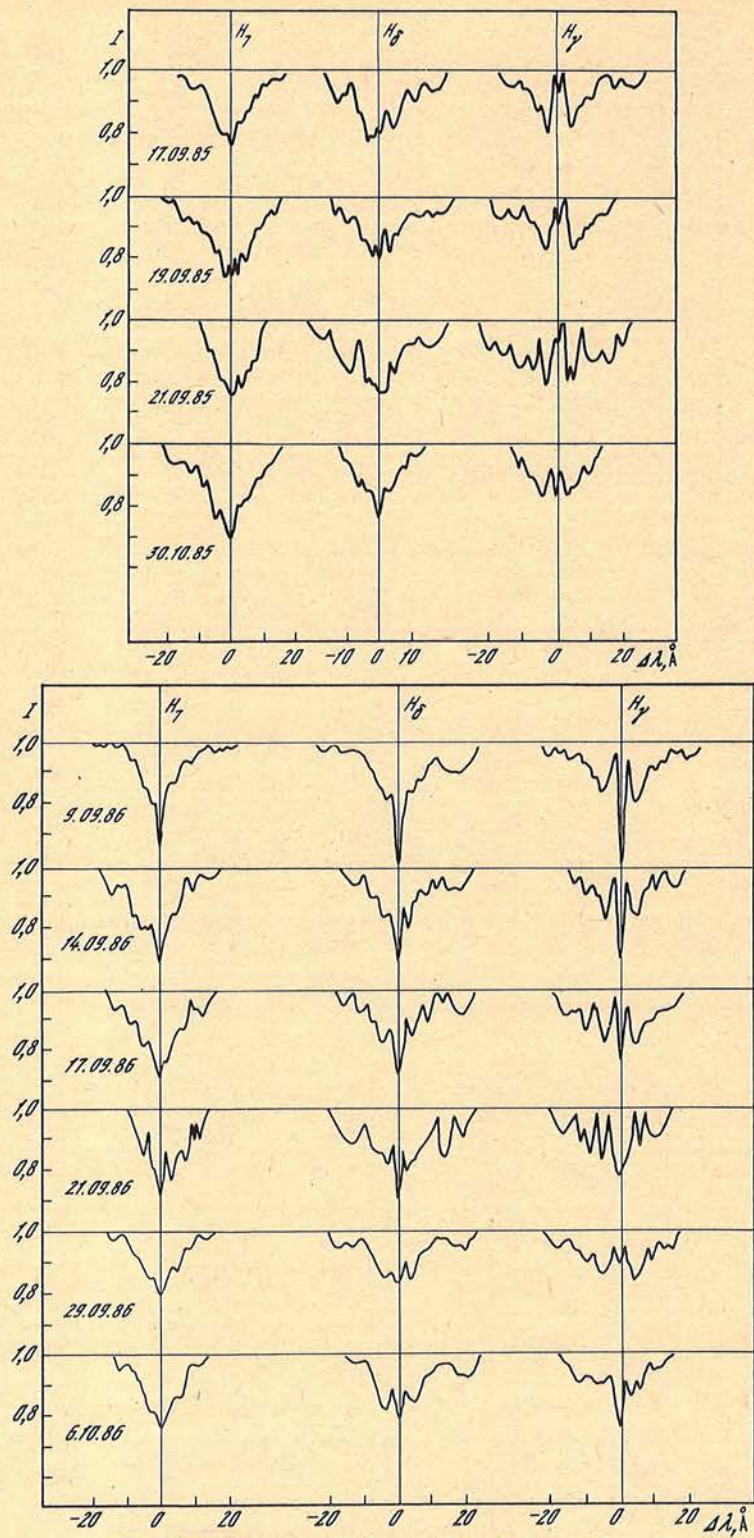


Рис. 4. Профили линий водорода  $H_7$ ,  $H_\delta$ ,  $H_\gamma$   
 Фазы те же, что на рис. 3, для соответствующих дат



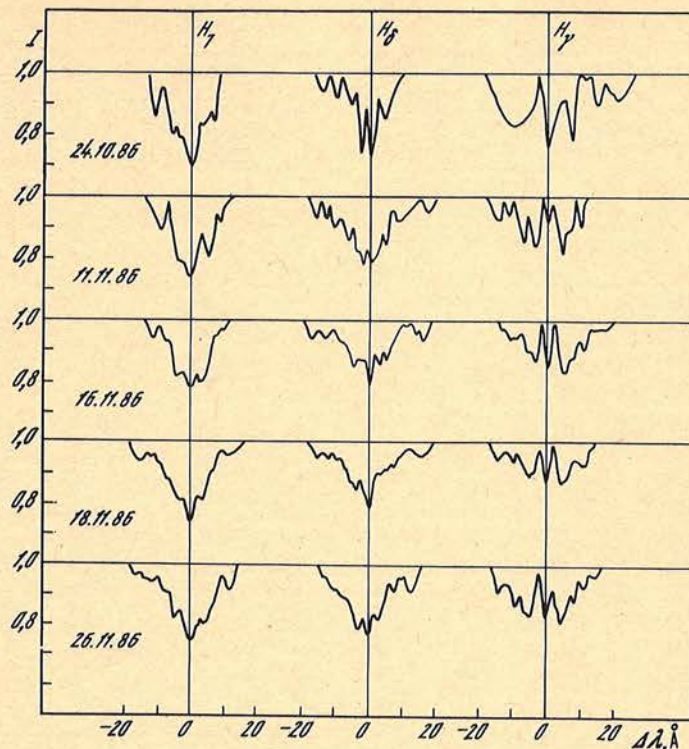


Рис. 4 (окончание)

на поверхности звезды (столбец 6) не показывают заметного хода изменений с фазой периода. Можно полагать, что линии He I, которые были выбраны для измерений  $v \sin i$  главного компонента, не задеты влиянием вторичного. В противном случае мы должны были бы видеть уширение этих линий в моменты элонгаций.

### 3. Обсуждение результатов

Полученные оценки параметров  $v_r$ ,  $V/R$ ,  $r_0$ ,  $\Delta\lambda(I/2)$ ,  $W_\lambda$ ,  $v \sin i_{об}$  показаны на рис. 5 и 6 в зависимости от фазы, они подсчитаны по элементам, определенным Хиккомом  $T_0 = 2424473,5 + 126,696 E$ , взятым нами из [7].

Для измерения лучевой скорости были выбраны эмиссионная линия  $H_\alpha$  с компонентами (V, абсорбционное ядро, R) и абсорбционное ядро линии  $\lambda 3889 H_\beta + He I$ . В линии  $H_\alpha$  измерялись положения фиолетового и красного компонентов, когда они были резкими и сильными. В случаях, когда компонент выглядел размытым, отсчет делался примерно посередине. Там, где было трудно установить середину, измерения не проводились. Так же и абсорбционное ядро измерялось только там, где оно было четко видно. В табл. 2 приведены средние значения лучевой скорости по компонентам (V, A и R) по каждой ночи (столбцы 3–5). Среднеквадратичная ошибка среднего составляет  $\pm 7-8$  км/с. Результаты измерений лучевой скорости по абсорбционному ядру линии  $\lambda 3889 He I$  приведены в столбце 7 таблицы. Приведенные в таблице значения исправлены за движение Земли вокруг Солнца. На рис. 5 можно видеть ход изменения найденных параметров по эмиссионным компонентам линии  $H_\alpha$  и относительной интенсивности V- и R-компонентов линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  с фазой периода. Лучевые скорости по V- и R-компонентам показывают одинаковый ход с фазой и имеют примерно равные амплитуды около 60 км/с. Средняя скорость по V-компоненту составляет примерно  $-95$  км/с, по R —  $+102$  км/с.



Таблица 2  
Результаты измерений спектрограмм

Дата	Фаза, доли $P$	$v_r(H_\alpha)$ , км/с			$v \sin i$ , км/с	$v_r$ , км/с ( $\lambda 3889$ ) He I	$H_\alpha$		
		V	A	R			$W_\lambda$ , Å	$I_V$	$I_R$
1985 г.									
17.09	0,484	—	—	—	—	50:			
19.09	0,499	—	—	—	—	8			
21.09	0,515	-119	—	126	—	16	84	9,0:	10,0
30.10	0,823	-235	-2	212	—	50	54	5,52	5,68
09.11	0,901	-223	-53	97	—	—	28	3,45	3,15
1986 г.									
09.09	0,301	-65	27	122	449	-16	67,2	8,58	6,36
14.09	0,341	-67	28	139	448	-19	27,3	4,08	3,28
17.09	0,369	-81	17	114	379	24	65,8	8,42	6,83
21.09	0,396	—	—	—	431	—	53,5	6,60	5,81
29.09	0,459	-124	-22	65	407	5	37,8	—	4,90
06.10	0,514	-120	-20	85	428	3	81,8	8,45	10,30
24.10	0,656	-126	-23	69	438	15	46,9	5,03	6,52
11.11	0,797	-80	—	75	396	0	60,7	6,80	6,50
16.11	0,837	-78	-12	89	397	4	55,8	6,35	6,20
18.11	0,852	-86	6	101	425	9	87,1	8,98	8,43
26.11	0,915	-69	49	140	420	18	47,2	5,10	4,40:

Таблица 3  
Эквивалентные ширины ( $W_\lambda$  (Å)) линий поглощения

$\lambda$ , элемент	1985 г.			1986 г.		
	17.09 $n=2$	19.09 2	30.10 2	09.09 2	14.09 3	17.09 3
1	2	3	4	5	6	7
3704 $H_{1,6}$	—	—	—	0,96	—	—
3712 $H_{1,5}$	—	—	—	0,71	—	0,89
3722 $H_{1,4}$	—	1,46	—	0,91	1,15	1,28
3734 $H_{1,3}$	1,18	1,69	0,85	1,19	—	1,21
3750 $H_{1,2}$	1,49	1,59	1,10	1,18	2,88:	1,81
3770 $H_{1,1}$	2,10	1,76	1,25	1,48	3,41	2,92
3797 $H_{1,0}$	3,19	2,54	3,13	2,14	4,13	3,59
3820 He I	1,21	1,07	0,80	0,87	0,85	0,87
3835 $H_9$	2,96	2,77	2,25	2,28	2,89	2,34
3889 $H_8$ + He I	3,86	3,10	2,71	3,70	4,65	3,07
3970 $H_7$	3,71	3,54	4,62	2,98	4,34	3,75
4009 He I	1,05	0,73	0,65	0,80	0,47	0,59
4026 He I	1,22	1,48	1,19	1,10	0,90	0,75
4102 $H_6$	3,08	2,82	2,32	4,35	2,88	2,96
4143 He I	1,62	1,14	0,93	1,17	1,21	1,76
4340 $H_\gamma$	2,72	2,44	3,06	3,15	3,48	3,97
4388 He I	0,56	0,59	0,54	1,05	1,36	0,94
4438 He I	—	—	—	1,55	1,96	—
4472 He I	1,71	1,83	1,58	2,26	2,00	1,42
4481 Mg II	—	0,44	0,66	—	0,34	0,23



H $\alpha$			H $\beta$						r $_o$		
V/R	$\Delta\lambda(I/2)$ , км/с	b, км/с	$W_\lambda$ , Å	$I_V$	$I_R$	V/R	$\Delta\lambda(I/2)$ , км/с	b, км/с	$\lambda_{3889}$ He I	$\lambda_{4471}$ He I	H $\gamma$
			4,89	1,79	2,02	0,89	316	652	0,36	0,22	0,08
			4,93	1,75	1,99	0,88	339	747	0,28	0,17	0,06
0,90	364	2228	4,28	1,69	1,98	0,85	305	753	0,30	0,22	0,07
0,97	475	1589	3,05	1,70	1,69	1,01	321	662	0,34	0,16	0,17
1,10	520	1396	-	-	-	-	-	-	-	-	-
1,35	396	1148	2,17	1,58	1,43	1,10	341	590	0,52	0,26	0,40
1,24	431	1171	3,67	1,87	1,80	1,04	332	638	0,53	0,25	0,29
1,23	357	1211	3,72	1,83	1,78	1,03	356	611	0,51	0,19	0,22
1,14	388	1190	5,94:	2,00	2,05	0,98	428	672	0,40	0,17	0,18
-	374	1252	4,86	1,70	1,92	0,88	336	702	0,28	0,15	0,10
0,82	370	1280	3,72	1,60	1,93	0,83	285	549	0,33	0,16	0,20
0,77	352	1360	3,30	1,50	1,75	0,85	265	529	0,43	0,19	0,25
1,05	414	1535	3,76	1,71	1,60	1,07	346	489:	0,33	0,15	0,10
1,05	411	1505	2,58	1,45	1,46	0,99	386	586	0,30	0,11	0,16
1,06	453	1436	2,55	1,45	1,51	0,96	326	516	0,30	0,14	0,12
1,16:	475	1508	3,22	1,55	1,53	1,01	352	702	0,30	0,14	0,17

1986 г.

21.09 1	29.09 2	06.10 3	24.10 1	11.11 1	16.11 2	18.11 3	26.11 2
8	9	10	11	12	13	14	15
-	-	0,64	-	0,66	0,84	0,38	-
-	-	0,62	-	1,04	0,48:	0,30	-
-	-	0,68	-	0,82	0,41:	0,60	0,56
-	-	0,88	0,67	0,71	0,70	0,64	1,08
1,71	-	1,19	0,67	1,06	1,14	0,99	0,85
2,59	-	1,81	1,86	1,60	1,56	1,14	1,92
2,51	-	2,61	3,36	2,45	2,46	2,08	2,26
0,67	-	0,86	0,73	0,74	0,50	0,96	0,92
2,72	-	2,34	3,45	2,18	2,14	2,22	1,98
3,30	2,29	3,26	3,76	2,42	2,80	2,93	2,88
2,97	2,56	2,69	2,81	2,87	2,59	3,47	2,98
-	0,23	0,56	0,38	0,57	0,32	0,46	0,40
1,02	0,72	0,83	0,60	1,18	0,61	0,88	0,66
3,58	2,87	2,34	1,92	2,80	2,26	2,91	2,98
1,44	0,63	1,42	0,93	0,45	0,81	0,41	0,65
1,80:	3,64	2,52	3,46	2,47	2,00	2,37	2,94
-	0,76	0,72	0,65	0,67	0,78	0,85	0,36
-	1,16	0,61	1,38	0,44	0,55	-	0,33
1,13	1,42	1,38	1,52	1,13	0,90	1,52	1,06
0,42	0,20	0,20	0,18	0,07	0,12	0,23	0,25



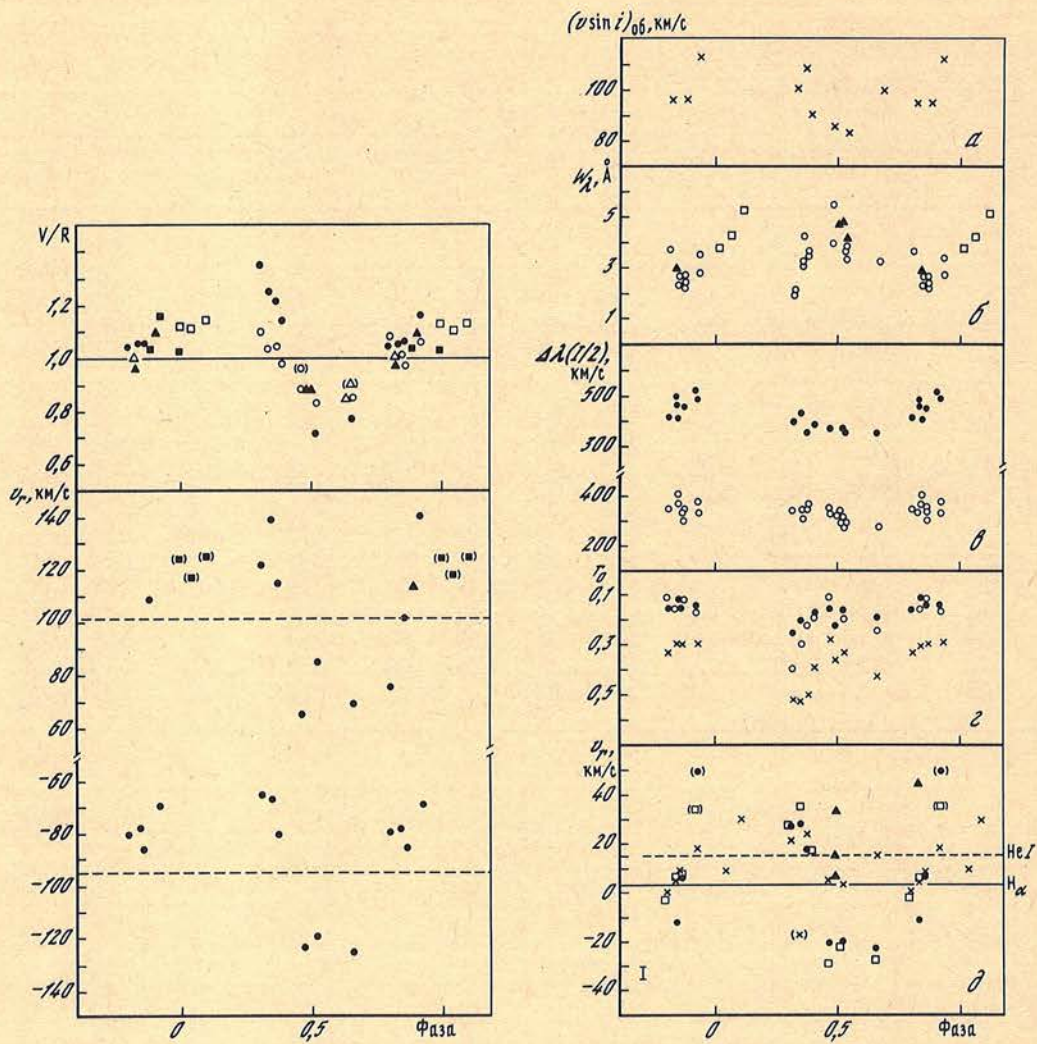


Рис. 5. Радиальные скорости эмиссионных пиков (фиолетового – внизу и красного – в середине) линии  $H_{\alpha}$

Вверху – относительная интенсивность фиолетового и красного компонентов ( $V/R$ ) линии  $H_{\alpha}$  (темные кружки, треугольники, квадраты) по данным соответственно 1986, 1985, 1981 г.; аналогичные светлые значки для линии  $H_{\beta}$

Рис. 6. Поведение некоторых спектральных характеристик, определенных по эмиссионным и shell-компонентам линий водорода и гелия в зависимости от фазы

$a$  – скорости вращения поглощающей части оболочки  $v \sin i_{06}$ ;  $b$  – эквивалентные ширины  $W_{\lambda}$  эмиссии  $H_{\beta}$ ;  $v$  – полуширины  $\Delta\lambda(I/2)$  эмиссионных линий  $H_{\alpha}$  (вверху) и  $H_{\beta}$ ;  $z$  – глубины ( $r_0$ ) абсорбционных ядер линий  $H_{\gamma}$  (светлые кружки),  $\lambda 3889$  He I (крестики) и  $\lambda 4471$  He I (точки);  $d$  – радиальные скорости резких абсорбционных ядер линий:  $H_{\alpha}$  – точки,  $\lambda 3889$  He I – крестики, средняя  $v_r$  – скорость по широкой эмиссии  $H_{\alpha}$  – квадратики

Ход изменения лучевой скорости по абсорбционным ядрам линий  $H_{\alpha}$  и He I с фазой периода показан на рис. 6 (внизу). На этом же рисунке нанесены величины средней скорости широкой эмиссии  $H_{\alpha}$ , определенные как средние значения  $v_r$  для V- и R-компонентов. Последние почти точно повторяют ход с фазой значений  $v_r$ , определенных по абсорбционному ядру линии  $H_{\alpha}$ , что свидетельствует об орбитальном движении. Амплитуда  $v_r$  по абсорбции и полной эмиссии линии  $H_{\alpha}$  составляет 50 км/с, и средняя



скорость +2 км/с. Амплитуда лучевой скорости, определенная по абсорбционному ядру линии He I  $\lambda 3889$ , несколько меньше и составляет 30 км/с. Средняя скорость показывает смещение в сторону положительных значений и равна +15 км/с.

Полученные нами значения лучевой скорости по абсорбционным ядрам  $H_{\alpha}$ -линии и  $\lambda 3889$  и эмиссионному R-компоненту показывают одинаковый с найденным Хендри [5] ход изменений с фазой при различающихся значениях амплитуд.

Наши результаты измерений shell-линий водорода и гелия были сравнены с данными Позкерта [7]. Обнаружены небольшие различия в амплитуде изменения лучевой скорости и в смещении по фазе кривых  $v_r$ . Наши измерения дают минимум  $v_r$  на фазах  $0,5-0,7^P$ , у Позкерта на фазах  $0,6-0,8^P$ .

На рис. 5 обращает на себя внимание изменение относительной интенсивности  $V/R$  эмиссионных линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$ , где видны крутое падение  $V/R$  от значения 1,35 до 0,7 за сравнительно короткий интервал времени (0,2 периода, или 25 сут) и более медленный подъем  $V/R$  от 0,7 до 1,15 между фазами  $0,5-1,0^P$ .

Далее были проанализированы изменения с фазой глубины  $r_0$  абсорбционных ядер линий He I  $\lambda 4471$ , (He I +  $H_{\delta}$ )  $\lambda 3889$  и  $H_{\gamma}$  (рис. 6, з), полуширин  $\Delta\lambda(I/2)$  эмиссии  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  (см. рис. 6, в), эквивалентной ширины  $W_{\lambda}$  линии  $H_{\beta}$  (рис. 6, б) и скорости вращения части оболочки, где формируются shell-компоненты линии  $H_{\beta}$  (см. рис. 6, а). Количественные оценки этих параметров приведены в табл. 2. Из рассмотрения этих рисунков можно заключить, что наибольшая нестабильность спектральных характеристик наблюдается в фазах  $0,3-0,5^P$ , где наблюдается такое же крутое падение  $v_r$  и по эмиссионным и по абсорбционным компонентам, как и у отношения  $V/R$ . Остаточная интенсивность (или глубина) абсорбционных ядер линий He I и водорода (см. также рис. 4) в этих фазах заметно изменяется в сторону уменьшения, а эквивалентная ширина эмиссии в линии  $H_{\beta}$  растет от 2 до 5 Å. Изменений же в полуширине эмиссии  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  незаметно. Такие изменения могут быть свидетельством нестабильности оболочки, неравномерного распределения плотности в ней.

По ширине абсорбционных ядер эмиссионных линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  были оценены размеры поглощающей части оболочки на основании того, что скорость вращения ее подчиняется закону сохранения углового момента  $vR = \text{const}$ , где  $v$  — линейная скорость вращения на расстоянии  $R$  от звезды. На рис. 6, а показано, как изменяется скорость вращения поглощающей части оболочки, где формируются shell-компоненты линии  $H_{\beta}$ . В фазах от  $0,3$  до  $0,51^P$  заметно уменьшение  $v \sin i_{\text{об}}$  от 114 до 85 км/с, что соответствует изменению размеров оболочки от 3,8 до 5,3 радиусов звезды  $R_*$ . Средняя скорость вращения оболочки в области формирования линии  $H_{\beta}$  составляет  $100 \pm 3,3$  км/с, и средний радиус ее  $4,2 R_*$ . Для линии  $H_{\alpha}$  соответствующие значения найдены равными  $92 \pm 5$  км/с и  $4,6 R_*$ .

Для наиболее четких, свободных от бленд линий поглощения водорода и гелия были оценены их эквивалентные ширины для всех наблюдений. Полученные  $W_{\lambda}$ , усредненные по каждой ночи, приведены в табл. 3.

Как уже отмечалось выше, в спектре  $\varphi$  Персея помимо линий водорода и гелия присутствуют линии Fe II в эмиссии. Структура их сложная. Ввиду небольшой интенсивности этих линий (1,1–1,2) относительно уровня континуума довольно трудно точно оценить область их формирования. Так же неопределенной остается пока и область формирования линии He II  $\lambda 4686$ , которая на наших спектрах была на пределе обнаружения.

### Заключение

Проведенным анализом спектров  $\varphi$  Персея, полученных в 1985 и 1986 гг., подтверждено наличие переменности лучевой скорости и некоторых параметров эмиссионных линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  с периодом около 127 сут. Не вызывает сомнений то, что система  $\varphi$  Персея состоит из двух звезд и оболочки вокруг главного компонента. Вещество в оболочке стратифицировано, распределение плотности неравномерно. Наибольшая нестабильность в спектре замечена около момента соединения, когда вторичный проходит впереди



главного (фазы  $0,3-0,5^P$ ). Резкое изменение относительной интенсивности  $V/R$ , крутое падение лучевой скорости в фазах  $0,3-0,5^P$  и изменение в силе shell-линий может говорить в пользу потока в системе. Вопрос о вторичном компоненте системы нам представляется дискуссионным. Мы обращаем внимание на тот факт, что в некоторых фазах периода в спектре  $\varphi$  Персея замечаются полосы окиси титана (TiO) у  $\lambda 4584$ ,  $\lambda 4669$ ,  $\lambda 4761$ , которые могут быть свидетельством того, что вторичный компонент системы является звездой типа K, а не ранней B.

Апрель 1987 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Campbell W.W.* // *Astrophys. J.* 1902. Vol. 16. P. 114.
2. *Cannon J.B.* // *J. Roy. Astron. Soc. Canada.* 1910. Vol. 4. P. 195.
3. *Lockyer W.J.S.* // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1925. Vol. 85. P. 580; *Ibid.* 1926. Vol. 86. P. 474.
4. *Hulnek J.A.* // *Astrophys. J.* 1944. Vol. 100. P. 151.
5. *Hendry E.M.* // *Be and shell stars (IAU Symp. N 70)* / Ed. A. Slettebak. Dordrecht: Reidel. 1976. P. 429.
6. *Peters G.J.* // *Ibid.* P. 417.
7. *Poekert R.* // *Publ. Astron. Soc. Pacific.* 1981. Vol. 93, N 553. P. 297.
8. *Галкина Т.С.* // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1986. Т. 74. С. 23.
9. *Маланушенко В.П., Шербаков А.Г., Шутеев В.И.* // Там же. 1985. Т. 72. С. 226.

УДК 524.314 + 520.84.054

### ЗВЕЗДНЫЕ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ СТАНДАРТЫ. I

В.И. Бурнашев

На основании наблюдений, выполненных в 1974–1985 гг. методом фундаментальной спектрофотометрии, получены средние значения распределения энергии в спектрах  $\beta$  Tau,  $\eta$  UMa и  $\alpha$  Peg, привязанные к распределению энергии в спектре первичного звездного стандарта  $\alpha$  Lyr. Проведено сравнение с данными других каталогов.

STELLAR SPECTROPHOTOMETRIC STANDARDS. I, by *V.I. Burnashov*. — On the basis of absolute spectrophotometric observations carried out in 1974–1985 the mean energy distributions of stars  $\beta$  Tau,  $\eta$  UMa, and  $\alpha$  Peg are obtained by using Nikonov method of fundamental spectrophotometry. The star  $\alpha$  Lyr was used as a primary standard. Our results are compared with one of other authors.

Существующие способы получения распределения энергии в спектрах звезд, выраженного в абсолютных единицах, являются в той или иной степени модификациями двух методов: 1) метода фундаментальной фотоэлектрической фотометрии и 2) дифференциального метода привязки.

В основе метода фундаментальной спектрофотометрии лежит независимое определение квазимонохроматических внеатмосферных звездных величин с применением значения атмосферной экстинкции, определяемого для каждого момента наблюдений, и последующей абсолютизацией с помощью спектральной чувствительности аппаратуры, найденной по распределению энергии в спектре звезды–первичного стандарта. Распределение энергии в спектре первичного стандарта получают путем сравнения с калиброванным источником излучения. В принципе для проведения абсолютной калибровки всех программных звезд в течение данного наблюдательного сезона может быть использован один звездный стандарт, что значительно облегчает последующие редукции в случае уточнения данных о распределении энергии в его спектре.

При проведении наблюдений дифференциальным методом необходимо иметь несколько звезд-стандартов, распределение энергии в спектрах которых известно с достаточной точностью. Исследуемая звезда и звезда-стандарт наблюдаются на близких зенитных расстояниях и через небольшой интервал времени. Из-за более простой процедуры обработки этот метод применяется значительно чаще. Поправка за дифференциальную экстинкцию обычно вводится при помощи средних для данного пункта спектраль-



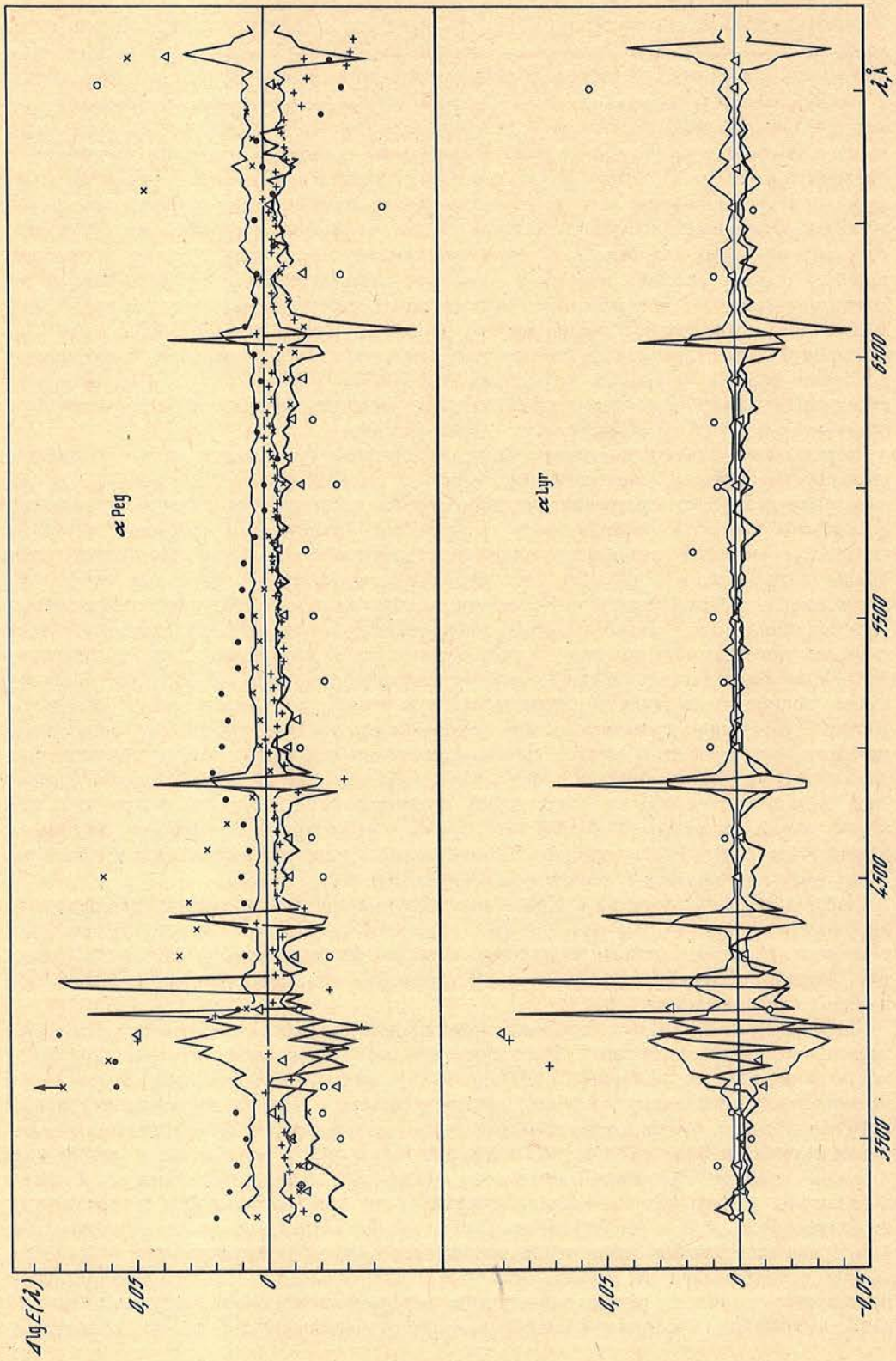
ных коэффициентов экстинкции. При этом возможна потеря точности из-за отклонения истинных коэффициентов экстинкции от принятых средних значений. Кроме того, даже если погрешность в экстинкционной поправке пренебрежимо мала, остающаяся неточность в принятых спектрофотометрических данных для звезды-стандарта войдет в окончательный результат для исследуемой звезды систематическим образом. При использовании в наблюдениях разных стандартов для разных звезд вносятся разные систематические ошибки, что означает неоднородность окончательных данных рассматриваемого каталога. В связи с появлением в последние годы обширных рядов абсолютных спектрофотометрических наблюдений звезд, выполненных дифференциальным методом, становится весьма актуальной задача уточнения распределения энергии в спектрах звездных стандартов. В свое время нами был составлен сводный каталог детальной распределений энергии в спектрах звезд, данные которого записаны на магнитной ленте [1] и переданы в центр звездных данных Астросовета АН СССР. Для построения этого каталога использованы обширные каталоги Харитоновой и др. [2], Глушневой и др. [3], спектрофотометрический каталог южных звезд, наблюдавшихся во время работы чилийской экспедиции АН СССР в 1971–1973 гг. [4], результаты абсолютной спектрофотометрии ряда звезд, полученные в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на протяжении нескольких лет.

Первые два каталога построены дифференциальным методом привязок к восьми стандартным звездам, распределение энергии в спектрах которых принято как на основании различных измерений, опубликованных в литературе, так и на результатах нескольких привязок, выполненных их авторами. Чилийский и крымский каталоги построены методом фундаментальной спектрофотометрии. Сравнение данных для общих звезд выявило наличие систематических расхождений даже для каталогов, построенных с применением одинаковой методики и наблюдательной аппаратуры. При редукции всех каталогов в однородную спектрофотометрическую систему чилийский каталог был взят за основу в силу его наилучшей внутренней точности, обусловленной высококачественными астроклиматическими условиями наблюдений. Тем не менее, поскольку первичный стандарт  $\alpha$  Луг в южном полушарии можно наблюдать только ограниченное время на больших зенитных расстояниях, абсолютная калибровка каталога была проведена многоступенчатым образом с помощью сети вторичных стандартов [5], что могло привести к систематическим ошибкам. С другой стороны, сравнение достаточно продолжительных рядов спектрофотометрических наблюдений для общих звезд, являющихся, кроме того, также и вторичными стандартами, могло бы выявить систематические ошибки и помочь оценить качество результатов абсолютной спектрофотометрии звезд, проводимой в Крымской обсерватории.

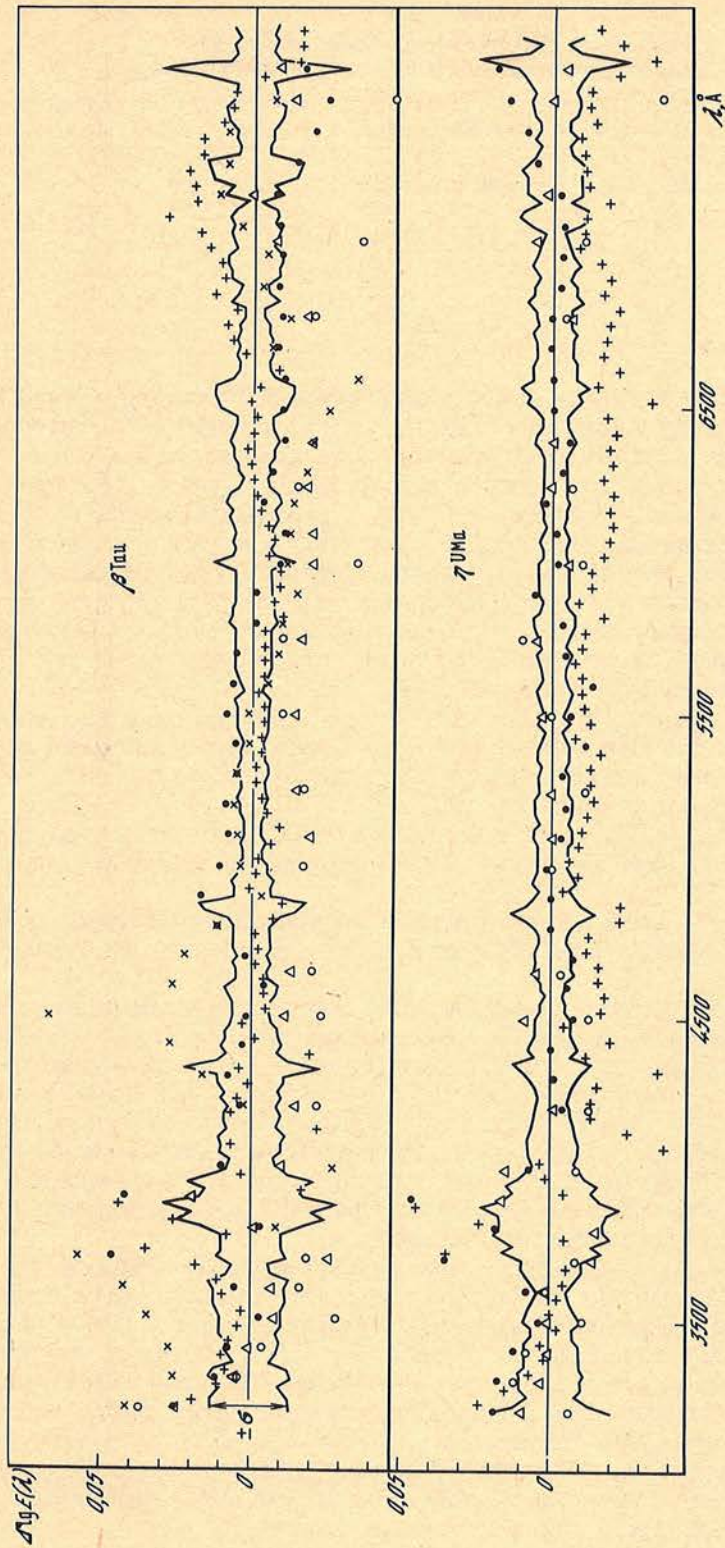
Наблюдательный материал в Крымской обсерватории был получен с помощью сканирующего спектрофотометра СФ-68 [6–8], установленного на 20-см кассегреновском телескопе. Наблюдения были выполнены методом фундаментальной спектрофотометрии, разработанным В.Б. Никоновым [9]. Детальное описание процедуры наблюдений и обработки приведено в [10].

Поскольку применяемая методика предполагает регулярные наблюдения так называемых экстинкционных звезд, более или менее равномерно распределенных по прямому восхождению, то за период с 1974 по 1985 г. накоплен значительный материал по независимым привязкам фундаментальным методом к первичному стандарту  $\alpha$  Луг трех звезд:  $\beta$  Тау,  $\eta$  УМа и  $\alpha$  Рег, которые были взяты в качестве стандартов при составлении каталогов Харитоновой [2] и Глушневой [3]. В табл. 1 указано число наблюдений в течение каждого наблюдательного сезона для каждой из звезд. Отметим, что в таблице указаны только те наблюдения, которые были использованы для привязок, т.е. выполненные в ночи с наилучшей прозрачностью на воздушных массах меньших чем 1,3. Привязка в каждый сезон осуществлена в своей инструментальной системе, иногда сильно отличающейся от других, поскольку на протяжении 11 лет в спектрометре применялись не только разные экземпляры светоприемников, но и решеток. До 1980 г. включительно для абсолютной калибровки инструментальной системы использовалось









Сопоставление средних распределений энергии в спектрах звезд-стандартов с данными других авторов  
 Прямые кресты — [2], жирная сплошная линия — [4], светлые кружки — [16], косые кресты — [18], темные кружки — [19], треугольники — [20]. Тонкими линиями указаны ошибки привязки для одного отдельно взятого сезона наблюдений



Т а б л и ц а 1  
 Число наблюдений стандартных звезд, выполненных  
 в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР

Год	$\beta$ Tau	$\eta$ UMa	$\alpha$ Lyr	$\alpha$ Peg	Год	$\beta$ Tau	$\eta$ UMa	$\alpha$ Lyr	$\alpha$ Peg
1974	6	10	40	16	1981	—	6	6	6
1976	—	7	9	6	1982	12	4	15	4
1977	9	—	6	11	1983	5	6	12	4
1978	—	4	7	5	1984	3	—	11	6
1979	4	—	6	7	1985	3	6	7	8
1980	—	—	9	3	Всего	42	43	128	76

распределение энергии в спектре  $\alpha$  Lyr, опубликованное Терещенко и Харитоновым [11] и взятое за основу в каталогах [2,3] (система "Харитонов-76"). Для остальных наблюдений принята калибровка Харитонova [12], представляющая собой среднее из результатов калибровок Харитонova и др. [13], Хейеса и Латама [14], Тьюга, Уайта и Локвуда [15] (система "Харитонов-80"). Данные, полученные до 1980 г., приведены к этой системе. Средние ошибки для одной независимой привязки, или, другими словами, для распределения энергии в спектре звезды, полученном в данный наблюдательный сезон, указаны на рисунке тонкими линиями. Для  $\alpha$  Lyr, являющейся первичным стандартом, указаны средние ошибки определения инструментальных внеатмосферных величин для отдельного сезона наблюдений. Ясно, что эта ошибка полностью войдет в определяемое значение  $\lg E(\lambda)$  для других звезд.

Средние из всех привязок распределения энергии в спектрах звезд, представляющие собой  $\lg E(\lambda)$ , где  $E(\lambda)$  выражено в эрг  $\cdot$  с $^{-1}$   $\cdot$  см $^{-2}$ , отнесенные к интервалу длин волн 1 см, приведены в табл. 2. Кроме того, указаны ошибки этих средних значений, выраженные в единицах третьего знака после запятой.

Сопоставление полученных средних значений  $\lg E^{CP}(\lambda)$  с данными, опубликованными другими авторами, показано на рисунке, где по оси ординат отложены величины отклонений  $\Delta \lg E(\lambda) = \lg E^{авт}(\lambda) - \lg E^{CP}(\lambda)$ .

Здесь  $\lg E^{авт}(\lambda)$  — данные о распределении энергии в спектре звезды, взятые по литературным источникам и пересчитанные к системе абсолютной калибровки "Харитонов-80".

Прямыми крестами показано сопоставление со спектрофотометрическими данными, представляющими собой некоторые средневзвешенные значения, взятые в основном из литературных источников [2], которые были приняты в качестве стандартных при составлении двух каталогов: алма-атинского [2] и московского [3]. В течение наблюдательного сезона 1978 г. Харитоновым и др. [16] была выполнена непосредственная привязка сети первичных стандартов к калиброванной ленточной лампе. Отклонения для этих данных указаны на рисунке светлыми кружками. Каталог чилийской экспедиции содержит спектроэнергетические кривые для  $\alpha$  Lyr и  $\alpha$  Peg. Результат для этих звезд показан на рисунке сплошной жирной линией.

В Одесской астрономической обсерватории на протяжении нескольких лет получены ряды спектрофотометрических наблюдений звезд, выполненных дифференциальным методом. При этом распределение энергии в спектрах стандартов [17] привязано к абсолютным спектрофотометрическим данным для  $\alpha$  Lyr, взятым по литературным источникам [18]. После пересчета этих данных к системе "Харитонов-80" вычисленные отклонения для двух стандартов,  $\beta$  Tau и  $\alpha$  Peg, указаны на рисунке косыми крестами.

Специальное исследование распределения энергии в спектрах стандартных звезд, основанное на большом числе дифференциальных привязок, выполненных с 1973 по 1980 г., предпринято Глушневой и Овчинниковым [19]. Сопоставление этих данных с полученными нами показано на рисунке темными кружками.

Князевой, Терещенко и Харитоновым приведены спектрофотометрические данные



Т а б л и ц а 2  
 Распределение энергии в спектрах стандартных звезд.  
 Приведены значения  $\lg E(\lambda)$ , где  $E(\lambda)$  выражено в эрг  $\cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{см}^{-1}$

$\lambda, \text{ \AA}$	$\beta$ Tau	$\eta$ UMa	$\alpha$ Lyr	$\alpha$ Peg
	1	2	3	4
3200	-0,767 ± 5	-0,689 ± 7	-0,458 ± 2	-1,417 ± 2
3225	-0,766 ± 5	-0,691 ± 5	-0,461 ± 1	-1,420 ± 3
3250	-0,770 ± 4	-0,697 ± 3	-0,463 ± 1	-1,424 ± 3
3275	-0,773 ± 3	-0,707 ± 4	-0,465 ± 1	-1,425 ± 2
3300	-0,779 ± 5	-0,720 ± 4	-0,467 ± 1	-1,425 ± 1
3325	-0,786 ± 5	-0,721 ± 4	-0,471 ± 1	-1,426 ± 2
3350	-0,794 ± 2	-0,728 ± 4	-0,474 ± 1	-1,431 ± 2
3375	-0,799 ± 3	-0,738 ± 3	-0,478 ± 1	-1,435 ± 2
3400	-0,808 ± 3	-0,753 ± 3	-0,485 ± 1	-1,443 ± 2
3425	-0,817 ± 3	-0,763 ± 3	-0,489 ± 1	-1,449 ± 2
3450	-0,827 ± 4	-0,772 ± 2	-0,493 ± 1	-1,454 ± 2
3475	-0,831 ± 4	-0,782 ± 3	-0,500 ± 1	-1,459 ± 2
3500	-0,834 ± 4	-0,789 ± 3	-0,502 ± 1	-1,460 ± 2
3525	-0,841 ± 4	-0,802 ± 3	-0,506 ± 1	-1,464 ± 2
3550	-0,846 ± 4	-0,807 ± 3	-0,507 ± 1	-1,467 ± 2
3575	-0,854 ± 4	-0,816 ± 2	-0,513 ± 1	-1,471 ± 2
3600	-0,859 ± 5	-0,823 ± 2	-0,514 ± 1	-1,472 ± 2
3625	-0,864 ± 5	-0,828 ± 2	-0,513 ± 1	-1,472 ± 2
3650	-0,868 ± 3	-0,832 ± 3	-0,512 ± 1	-1,471 ± 2
3675	-0,872 ± 2	-0,839 ± 4	-0,513 ± 2	-1,470 ± 2
3700	-0,857 ± 4	-0,837 ± 4	-0,496 ± 2	-1,442 ± 4
3725	-0,817 ± 4	-0,823 ± 6	-0,446 ± 1	-1,378 ± 4
3750	-0,779 ± 4	-0,810 ± 5	-0,399 ± 6	-1,305 ± 3
3775	-0,749 ± 4	-0,792 ± 7	-0,337 ± 6	-1,236 ± 4
3800	-0,728 ± 6	-0,786 ± 6	-0,290 ± 7	-1,193 ± 5
3825	-0,707 ± 10	-0,785 ± 6	-0,266 ± 7	-1,168 ± 8
3850	-0,676 ± 8	-0,733 ± 7	-0,174 ± 9	-1,099 ± 6
3875	-0,684 ± 11	-0,760 ± 9	-0,207 ± 11	-1,117 ± 11
3900	-0,706 ± 6	-0,756 ± 6	-0,199 ± 8	-1,130 ± 7
3925	-0,640 ± 6	-0,703 ± 5	-0,077 ± 5	-1,030 ± 3
3950	-0,664 ± 8	-0,736 ± 6	-0,143 ± 8	-1,080 ± 7
3975	-0,744 ± 5	-0,799 ± 4	-0,254 ± 4	-1,179 ± 5
4000	-0,666 ± 3	-0,734 ± 3	-0,086 ± 3	-1,044 ± 2
4025	-0,668 ± 3	-0,749 ± 3	-0,062 ± 2	-1,032 ± 2
4050	-0,669 ± 4	-0,738 ± 3	-0,071 ± 2	-1,038 ± 2
4075	-0,692 ± 4	-0,763 ± 3	-0,126 ± 5	-1,078 ± 3
4100	-0,792 ± 4	-0,857 ± 3	-0,302 ± 6	-1,229 ± 3
4125	-0,721 ± 3	-0,791 ± 3	-0,150 ± 5	-1,103 ± 3
4150	-0,711 ± 3	-0,778 ± 3	-0,101 ± 2	-1,071 ± 2
4175	-0,715 ± 3	-0,777 ± 2	-0,101 ± 1	-1,074 ± 2
4200	-0,723 ± 3	-0,784 ± 2	-0,107 ± 1	-1,083 ± 1
4225	-0,732 ± 4	-0,794 ± 2	-0,118 ± 1	-1,092 ± 1
4250	-0,739 ± 4	-0,802 ± 2	-0,124 ± 1	-1,099 ± 1
4275	-0,747 ± 4	-0,810 ± 2	-0,134 ± 1	-1,108 ± 1
4300	-0,760 ± 4	-0,822 ± 3	-0,161 ± 2	-1,128 ± 1
4325	-0,816 ± 8	-0,885 ± 4	-0,289 ± 8	-1,225 ± 7
4350	-0,847 ± 5	-0,909 ± 5	-0,311 ± 7	-1,253 ± 7
4375	-0,784 ± 3	-0,858 ± 2	-0,185 ± 2	-1,151 ± 2
4400	-0,785 ± 4	-0,857 ± 3	-0,170 ± 1	-1,144 ± 1
4425	-0,793 ± 4	-0,860 ± 3	-0,173 ± 1	-1,149 ± 1
4450	-0,803 ± 4	-0,874 ± 2	-0,180 ± 1	-1,156 ± 1



Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	$\beta$ Tau	$\eta$ UMa	$\alpha$ Lyr	$\alpha$ Peg
	1	2	3	4
4475	-0,815 ± 3	-0,892 ± 2	-0,189 ± 1	-1,165 ± 1
4500	-0,819 ± 2	-0,888 ± 2	-0,196 ± 1	-1,173 ± 1
4525	-0,827 ± 2	-0,896 ± 2	-0,206 ± 1	-1,182 ± 1
4550	-0,835 ± 2	-0,905 ± 2	-0,213 ± 1	-1,190 ± 1
4575	-0,841 ± 3	-0,911 ± 1	-0,218 ± 1	-1,196 ± 1
4600	-0,846 ± 3	-0,918 ± 2	-0,221 ± 1	-1,199 ± 1
4625	-0,854 ± 2	-0,926 ± 1	-0,228 ± 1	-1,205 ± 1
4650	-0,863 ± 2	-0,933 ± 3	-0,235 ± 1	-1,212 ± 1
4675	-0,869 ± 2	-0,942 ± 2	-0,242 ± 1	-1,219 ± 1
4700	-0,877 ± 2	-0,950 ± 2	-0,248 ± 1	-1,225 ± 1
4725	-0,883 ± 2	-0,958 ± 2	-0,255 ± 1	-1,232 ± 1
4750	-0,891 ± 2	-0,965 ± 2	-0,263 ± 1	-1,239 ± 1
4775	-0,899 ± 2	-0,973 ± 2	-0,271 ± 1	-1,246 ± 1
4800	-0,909 ± 2	-0,984 ± 2	-0,284 ± 1	-1,257 ± 1
4825	-0,925 ± 3	-1,001 ± 3	-0,320 ± 3	-1,283 ± 2
4850	-1,003 ± 6	-1,084 ± 5	-0,473 ± 8	-1,418 ± 6
4875	-0,980 ± 7	-1,052 ± 3	-0,404 ± 8	-1,356 ± 6
4900	-0,942 ± 2	-1,021 ± 3	-0,323 ± 2	-1,292 ± 2
4925	-0,946 ± 2	-1,027 ± 2	-0,315 ± 2	-1,290 ± 2
4950	-0,951 ± 2	-1,030 ± 2	-0,319 ± 1	-1,296 ± 2
4975	-0,959 ± 2	-1,038 ± 2	-0,325 ± 1	-1,303 ± 1
5000	-0,966 ± 2	-1,046 ± 2	-0,331 ± 1	-1,310 ± 1
5025	-0,973 ± 1	-1,054 ± 2	-0,338 ± 1	-1,316 ± 1
5050	-0,980 ± 1	-1,061 ± 2	-0,344 ± 1	-1,322 ± 1
5075	-0,985 ± 1	-1,067 ± 2	-0,349 ± 1	-1,327 ± 1
5100	-0,992 ± 1	-1,073 ± 2	-0,355 ± 1	-1,333 ± 1
5125	-0,999 ± 1	-1,080 ± 2	-0,361 ± 1	-1,340 ± 1
5150	-1,007 ± 1	-1,086 ± 2	-0,368 ± 1	-1,348 ± 1
5175	-1,015 ± 1	-1,092 ± 2	-0,375 ± 1	-1,355 ± 1
5200	-1,022 ± 2	-1,098 ± 2	-0,380 ± 1	-1,361 ± 2
5225	-1,030 ± 2	-1,106 ± 2	-0,385 ± 1	-1,368 ± 2
5250	-1,036 ± 2	-1,113 ± 2	-0,392 ± 1	-1,374 ± 2
5275	-1,044 ± 2	-1,121 ± 2	-0,398 ± 1	-1,380 ± 2
5300	-1,050 ± 2	-1,128 ± 2	-0,403 ± 1	-1,385 ± 2
5325	-1,056 ± 2	-1,135 ± 1	-0,409 ± 1	-1,390 ± 1
5350	-1,061 ± 2	-1,141 ± 2	-0,415 ± 1	-1,395 ± 2
5375	-1,067 ± 1	-1,147 ± 2	-0,421 ± 1	-1,401 ± 1
5400	-1,073 ± 1	-1,154 ± 2	-0,426 ± 1	-1,407 ± 1
5425	-1,080 ± 1	-1,162 ± 1	-0,432 ± 1	-1,413 ± 1
5450	-1,087 ± 2	-1,168 ± 1	-0,437 ± 1	-1,418 ± 1
5475	-1,092 ± 2	-1,174 ± 2	-0,443 ± 1	-1,424 ± 2
5500	-1,098 ± 2	-1,181 ± 1	-0,448 ± 1	-1,429 ± 2
5525	-1,103 ± 2	-1,188 ± 1	-0,454 ± 1	-1,435 ± 2
5550	-1,108 ± 2	-1,195 ± 2	-0,459 ± 1	-1,440 ± 2
5575	-1,113 ± 1	-1,201 ± 2	-0,464 ± 1	-1,445 ± 2
5600	-1,120 ± 2	-1,208 ± 2	-0,471 ± 1	-1,451 ± 1
5625	-1,127 ± 2	-1,216 ± 2	-0,477 ± 1	-1,458 ± 1
5650	-1,135 ± 2	-1,223 ± 2	-0,484 ± 1	-1,465 ± 1
5675	-1,140 ± 2	-1,230 ± 2	-0,490 ± 1	-1,471 ± 2
5700	-1,147 ± 2	-1,238 ± 2	-0,498 ± 1	-1,477 ± 2
5725	-1,154 ± 2	-1,244 ± 2	-0,503 ± 1	-1,483 ± 1
5750	-1,160 ± 2	-1,250 ± 2	-0,509 ± 1	-1,488 ± 2
5775	-1,166 ± 2	-1,256 ± 2	-0,515 ± 1	-1,494 ± 1
5800	-1,170 ± 3	-1,261 ± 2	-0,520 ± 1	-1,499 ± 2



Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	$\beta \text{ Tau}$	$\eta \text{ UMa}$	$\alpha \text{ Lyr}$	$\alpha \text{ Peg}$
	1	2	3	4
5825	-1,176 ± 3	-1,266 ± 3	-0,524 ± 1	-1,503 ± 2
5850	-1,183 ± 2	-1,274 ± 2	-0,529 ± 1	-1,509 ± 2
5875	-1,190 ± 2	-1,286 ± 2	-0,537 ± 1	-1,516 ± 1
5900	-1,196 ± 2	-1,292 ± 2	-0,546 ± 1	-1,524 ± 1
5925	-1,202 ± 2	-1,296 ± 2	-0,550 ± 1	-1,530 ± 1
5950	-1,206 ± 2	-1,301 ± 2	-0,553 ± 1	-1,533 ± 2
5975	-1,211 ± 2	-1,306 ± 2	-0,558 ± 1	-1,537 ± 2
6000	-1,221 ± 5	-1,311 ± 2	-0,565 ± 2	-1,542 ± 2
6025	-1,228 ± 3	-1,319 ± 1	-0,570 ± 1	-1,551 ± 1
6050	-1,235 ± 2	-1,326 ± 1	-0,577 ± 1	-1,557 ± 1
6075	-1,239 ± 2	-1,332 ± 2	-0,582 ± 1	-1,561 ± 1
6100	-1,246 ± 2	-1,339 ± 2	-0,588 ± 1	-1,568 ± 1
6125	-1,254 ± 3	-1,346 ± 1	-0,594 ± 1	-1,575 ± 1
6150	-1,262 ± 3	-1,353 ± 1	-0,601 ± 1	-1,582 ± 1
6175	-1,267 ± 3	-1,359 ± 2	-0,606 ± 1	-1,587 ± 1
6200	-1,273 ± 4	-1,365 ± 2	-0,610 ± 1	-1,593 ± 1
6225	-1,278 ± 3	-1,371 ± 2	-0,615 ± 1	-1,596 ± 1
6250	-1,283 ± 2	-1,377 ± 1	-0,620 ± 1	-1,602 ± 1
6275	-1,289 ± 1	-1,385 ± 1	-0,628 ± 1	-1,607 ± 1
6300	-1,294 ± 2	-1,390 ± 1	-0,632 ± 1	-1,611 ± 1
6325	-1,299 ± 2	-1,394 ± 2	-0,635 ± 1	-1,616 ± 1
6350	-1,305 ± 3	-1,400 ± 2	-0,641 ± 1	-1,622 ± 1
6375	-1,310 ± 3	-1,407 ± 2	-0,646 ± 1	-1,627 ± 1
6400	-1,315 ± 3	-1,412 ± 3	-0,652 ± 1	-1,633 ± 2
6425	-1,320 ± 3	-1,417 ± 2	-0,657 ± 1	-1,638 ± 1
6450	-1,325 ± 2	-1,421 ± 2	-0,663 ± 1	-1,643 ± 1
6475	-1,329 ± 2	-1,428 ± 1	-0,668 ± 1	-1,648 ± 1
6500	-1,340 ± 4	-1,435 ± 2	-0,678 ± 1	-1,658 ± 2
6525	-1,351 ± 5	-1,447 ± 3	-0,699 ± 2	-1,675 ± 2
6550	-1,400 ± 5	-1,500 ± 3	-0,794 ± 6	-1,757 ± 4
6575	-1,402 ± 5	-1,497 ± 4	-0,781 ± 5	-1,746 ± 5
6600	-1,361 ± 3	-1,460 ± 3	-0,708 ± 2	-1,684 ± 2
6625	-1,363 ± 2	-1,462 ± 3	-0,701 ± 1	-1,679 ± 2
6650	-1,368 ± 2	-1,468 ± 3	-0,702 ± 1	-1,681 ± 1
6675	-1,374 ± 2	-1,475 ± 2	-0,706 ± 1	-1,687 ± 1
6700	-1,380 ± 2	-1,479 ± 2	-0,709 ± 1	-1,692 ± 1
6725	-1,385 ± 2	-1,483 ± 2	-0,714 ± 1	-1,696 ± 1
6750	-1,390 ± 2	-1,487 ± 3	-0,718 ± 1	-1,700 ± 1
6775	-1,393 ± 2	-1,491 ± 2	-0,722 ± 1	-1,704 ± 1
6800	-1,400 ± 1	-1,500 ± 2	-0,729 ± 1	-1,711 ± 1
6825	-1,402 ± 1	-1,502 ± 2	-0,730 ± 1	-1,711 ± 2
6850	-1,410 ± 3	-1,508 ± 3	-0,739 ± 1	-1,718 ± 2
6875	-1,418 ± 2	-1,517 ± 3	-0,744 ± 1	-1,725 ± 2
6900	-1,422 ± 2	-1,517 ± 3	-0,745 ± 2	-1,728 ± 3
6925	-1,423 ± 3	-1,524 ± 2	-0,751 ± 1	-1,734 ± 2
6950	-1,428 ± 3	-1,533 ± 2	-0,757 ± 1	-1,738 ± 2
6975	-1,437 ± 3	-1,539 ± 3	-0,762 ± 1	-1,745 ± 2
7000	-1,444 ± 3	-1,547 ± 2	-0,770 ± 1	-1,752 ± 2
7025	-1,449 ± 2	-1,554 ± 2	-0,774 ± 1	-1,757 ± 2
7050	-1,456 ± 3	-1,560 ± 1	-0,778 ± 1	-1,762 ± 2
7075	-1,462 ± 3	-1,562 ± 1	-0,783 ± 1	-1,767 ± 1
7100	-1,470 ± 3	-1,565 ± 3	-0,786 ± 1	-1,769 ± 2
7125	-1,481 ± 3	-1,574 ± 4	-0,791 ± 2	-1,774 ± 2
7150	-1,484 ± 3	-1,576 ± 4	-0,794 ± 3	-1,781 ± 2



Таблица 2 (окончание)

$\lambda, \text{Å}$	$\beta \text{ Tau}$	$\eta \text{ UMa}$	$\alpha \text{ Lyr}$	$\alpha \text{ Peg}$
	1	2	3	4
7175	-1,484 ± 1	-1,578 ± 2	-0,801 ± 2	-1,788 ± 3
7200	-1,494 ± 4	-1,587 ± 4	-0,806 ± 2	-1,796 ± 4
7225	-1,494 ± 3	-1,593 ± 3	-0,811 ± 1	-1,794 ± 2
7250	-1,504 ± 5	-1,604 ± 3	-0,821 ± 2	-1,804 ± 3
7275	-1,508 ± 6	-1,604 ± 4	-0,822 ± 2	-1,807 ± 2
7300	-1,513 ± 6	-1,612 ± 3	-0,828 ± 1	-1,814 ± 2
7325	-1,512 ± 2	-1,614 ± 2	-0,829 ± 1	-1,814 ± 2
7350	-1,516 ± 2	-1,617 ± 2	-0,832 ± 1	-1,815 ± 1
7375	-1,522 ± 2	-1,621 ± 3	-0,836 ± 1	-1,819 ± 2
7400	-1,524 ± 2	-1,624 ± 2	-0,839 ± 1	-1,824 ± 2
7425	-1,530 ± 3	-1,631 ± 2	-0,847 ± 1	-1,830 ± 2
7450	-1,533 ± 3	-1,637 ± 3	-0,852 ± 1	-1,836 ± 2
7475	-1,538 ± 4	-1,642 ± 3	-0,859 ± 1	-1,841 ± 3
7500	-1,540 ± 3	-1,646 ± 3	-0,860 ± 2	-1,842 ± 2
7525	-1,550 ± 3	-1,654 ± 3	-0,866 ± 1	-1,849 ± 2
7550	-1,556 ± 2	-1,659 ± 3	-0,870 ± 1	-1,853 ± 1
7575	-1,562 ± 16	-1,663 ± 5	-0,874 ± 1	-1,854 ± 4
7600	-1,565 ± 16	-1,661 ± 6	-0,882 ± 6	-1,901 ± 37
7625	-1,560 ± 4	-1,662 ± 13	-0,868 ± 8	-1,880 ± 11
7650	-1,567 ± 3	-1,685 ± 4	-0,905 ± 20	-1,878 ± 13
7675	-1,571 ± 6	-1,681 ± 2	-0,888 ± 2	-1,872 ± 4
7700	-1,571 ± 3	-1,682 ± 6	-0,888 ± 2	-1,869 ± 2
7725	-1,583 ± 3	-1,697 ± 6	-0,901 ± 2	-1,883 ± 3

для звездных стандартов, основанные на наблюдениях, выполненных в 1968–1984 гг. в АФИ АН КазССР [20]. При этом в некоторых случаях привязки выполнены методом Никонова. Сопоставление этих данных с нашими показано на рисунке треугольниками. Таким образом, по числу выполненных наблюдений сравнимы с нашими только последние две работы [19, 20].

Как видно из рассмотрения рисунка, в участках непрерывного спектра полученные нами данные с точностью до 1,5–2,5% в интервале  $\lambda$  4000–7000 в основном совпадают с данными других авторов. На краях исследуемого спектрального диапазона  $\lambda$  3200–4000 и 7000–7700 расхождения достигают 3–5%, в отдельных точках до 8%. Значительные расхождения в области бальмеровского скачка и водородных линий обусловлены разным спектральным разрешением примененной аппаратуры. Таким образом, наблюдения, выполненные с применением различных методик и аппаратуры, приводят к довольно близким результатам. Тем не менее контроль атмосферной прозрачности в процессе наблюдений, предусмотренный в методе фундаментальной спектрофотометрии, позволил получить в условиях астроклимата среднего качества лучшую сходимость сделанных измерений. Анализ ошибок средних результатов, приведенных в табл. 2, и сопоставление их с опубликованными в [19] показывает, что они в среднем в полтора раза меньше (0,5–1 и 1–1,2% соответственно) в диапазоне  $\lambda$  4000–7000 и примерно равны в диапазоне 3200–4000 Å (около 1,5%). Кроме того, метод фундаментальной привязки позволяет более надежно и более экономно осуществлять привязку зимних стандартов. Тот факт, что измеренные в разные сезоны кривые распределения энергии укладываются в коридор ошибок, указанных на рисунке, говорит о том, что переменность данных звезд, если она существует, не превышает 1,5–2% (3% в случае  $\eta$  UMa).

Таким образом, на основании нескольких независимых привязок, выполненных методом фундаментальной спектрофотометрии, получены средние распределения энергии в спектрах четырех стандартных звезд. Эти данные могут быть применены



для оценки систематических погрешностей различных спектрофотометрических каталогов. С другой стороны, определенно существующие систематические различия между каталогами, построенными с использованием различной наблюдательной аппаратуры, делают актуальной высказанную в свое время В.Б. Никоновым идею о проведении специальных наблюдений для взаимной привязки спектрофотометрических стандартов хотя бы в одной или нескольких избранных длинах волн.

Автор глубоко благодарен Б.А. Бурнашевой за помощь в обработке данных, В.В. Прокофьевой, прочитавшей рукопись и сделавшей ряд ценных замечаний, В.Т. Жоголевой за изготовление иллюстраций.

Апрель 1987 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бурнашев В.И. // Бюл. Абастум. астрофиз. obs. 1985. Т. 59. С. 83.
2. Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н. // Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата: Наука, 1978. 198 с.
3. Волошина И.Б., Глушнев И.Н., Дорошенко В.Т. и др. Спектрофотометрия ярких звезд / Под ред. И.Н. Глушневой. М.: Наука, 1982. 256 с.
4. Алексеев Н.Л., Алексеева Г.А., Архаров А.А. и др. // Труды ГАО АН СССР. 1978. Т. 83. С. 3.
5. Рубан Е.В. Исследование непрерывных спектров нормальных звезд классов 09-АО: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. 1986. ГАО СССР. Л. 158 с.
6. Камионко Л.А., Корепанов В.С., Новопашенный В.Б. и др. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1973. Т. 47. С. 162.
7. Кульчицкий А.В. // Там же. С. 170.
8. Бурнашев В.И., Петров П.П. // Там же. С. 176.
9. Никонов В.Б. // Там же. 1976. Т. 54. С. 3.
10. Бурнашев В.И. // Там же. 1977. Т. 57. С. 57.
11. Терещенко В.М., Харитонов А.В. // Труды Астрофиз. ин-та АН КазССР. 1972. Т. 21. С. 3.
12. Харитонов А.В. Абсолютная спектрофотометрия звезд в области 3200-7600 А: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Астрофиз. ин-т АН КазССР. Алма-Ата, 1980. 283 с.
13. Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н., Бойко П.Н. // Астрон. журн. 1980. Т. 57. С. 287.
14. Hayes D.S., Latham D.W. // Astrophys. J. 1975. Vol. 197. P. 593.
15. Tug H., White N.M., Lockwood G.W. // Astron. and Astrophys. 1977. Vol. 61. P. 679.
16. Харитонов А.В., Терещенко В.М., Князева Л.Н., Бойко П.Н. // Астрон. журн. 1980. Т. 57. С. 725.
17. Депенчук Е.А., Комаров Н.С. Астрометрия и астрофизика. 1982. Т. 46. С. 15.
18. Комаров Н.С., Коротких Т.Н. // Астрон. журн. 1978. Т. 55. С. 1011.
19. Глушнев И.Н., Овчинников С.Л. // Там же. 1982. Т. 59. С. 908.
20. Князева Л.Н., Терещенко В.М., Харитонов А.В. // Астрон. цирк. 1985. № 1406. С. 1.

УДК 524.356.3

#### ИНТЕРПРЕТАЦИЯ АМПЛИТУД ИЗМЕНЕНИЙ БЛЕСКА RW Aur И BY Dra

П.Ф. Чугайнов, М.Н. Ловкая

Рассматривается вопрос о механизме возбуждения и объяснении амплитуд короткопериодических ( $10^3-10^4$  с) изменений блеска, наблюдавшихся у RW Aur и BY Dra и интерпретируемых как глобальные колебания. Показано, что предложенный Шибашаши механизм усиления  $p$ -мод глобальных колебаний, вызываемого магнитным полем, может объяснить наблюдаемые амплитуды.

AN INTERPRETATION OF AMPLITUDES OF LIGHT VARIATIONS OF RW Aur AND BY Dra, by P.F. Chugainov, M.N. Lovkaya

The problem of the excitation mechanism and interpretation of amplitudes of short-periodical ( $10^3-10^4$  s) light variations observed in RW Aur and BY Dra which have been interpreted as global oscillations is considered. It is shown that the mechanism of  $p$ -mode enhancement of global oscillations by a magnetic field, proposed by Shibahashi, may explain the observed amplitudes.

У молодых звезд, эволюционирующих к главной последовательности, фотометрически установлено существование изменений, происходящих за время от нескольких минут до нескольких дней, т.е.  $10^2-10^5$  с [1-7]. Как уже было показано, такие изме-



нения могут быть связаны с осевым вращением [5–6], динамической [9] и конвекционной [10] шкалами времени. Напомним, что динамическая шкала, или время свободного падения [11],

$$\tau_{ff} \approx (R^3/GM)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $R$ ,  $M$  – радиус и масса звезды,  $G$  – гравитационная постоянная; конвекционная шкала

$$\tau_c \approx l/v_c, \quad (2)$$

где  $l$  – длина перемешивания,  $v_c$  – скорость конвекции. Для рассматриваемых нами звезд численные значения составляют: период вращения  $10^5$  с, радиус от 1 до  $3 R_\odot$ , масса от 0,3 до  $2 M_\odot$ , и поэтому  $\tau_{ff} = 10^3 \div 10^4$  с. Для тех же звезд  $\tau_c = 10^2 \div 10^7$  с, причем верхний предел соответствует внутренней зоне звезды, а нижний – поверхностным слоям.

Мы сосредоточиваем внимание на фотометрических изменениях у двух звезд до главной последовательности, RW Aur и BY Dra, представляющих собой, как нами было показано [7, 8], глобальные колебания с периодами порядка  $10^3$ – $10^4$  с. В [7, 8] мы нашли, что частоты наблюдаемых у RW Aur и BY Dra колебаний близки к собственным частотам  $p$ -мод и фундаментального колебания, вычисленных для политропных моделей с показателем политропы  $3/2$ . Здесь рассматривается вопрос о механизме возбуждения и объяснении наблюдаемых амплитуд. Обсуждаются также непосредственно связанные с этим вопросы об источниках излучения и физических условиях на поверхностях RW Aur и BY Dra. Оцениваются температуры фотосферы и радиусы этих звезд.

### 1. Температуры и радиусы. Источники излучения

Спектральное распределение у RW Aur и BY Dra довольно сложное, особенно у RW Aur, но в области фотометрических полос  $V$ ,  $R$ , вероятно, у них преобладает фотосферное излучение.

На рис. 1 по данным [12] показана связь между величиной  $V_0$  и показателем цвета  $(V-R)_0$  для RW Aur, причем  $V_0$ ,  $(V-R)_0$  исправлены за межзвездное поглощение, для которого по [13] приняты  $A_V = 0,37^m$  и нормальный закон поглощения. Расстояние до RW Aur 160 пк также принято по [13]. Согласно [14] для холодных звезд  $(V-R)_0$  тесно коррелируют с эффективной температурой, и корреляция не зависит от светимости звезды. Поэтому по наблюдаемым  $V_0$ ,  $(V-R)_0$  можно довольно уверенно определить радиус и температуру RW Aur. Принимая соотношение между  $R/R_\odot$ ,

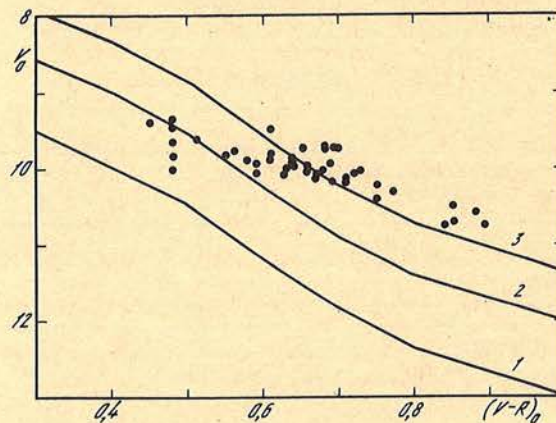


Рис. 1. Диаграмма  $V_0$ ,  $(V-R)_0$  для RW Aur

Точки – наблюдаемые значения с учетом межзвездной экстинкции. 1 –  $R/R_\odot = 1,1$ ; 2 – 1,7; 3 – 2,3



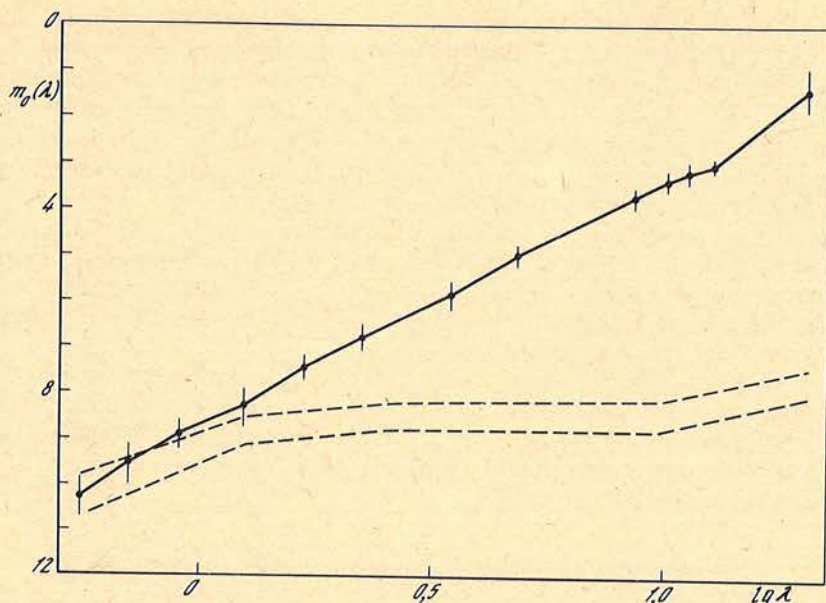


Рис. 2. Зависимость между звездной величиной  $m_0(\lambda)$  и длиной волны  $\lambda$ , выраженной в логарифмической шкале, для RW Aur  
Точки — наблюдаемые значения звездных величин, исправленные за межзвездную экстинкцию; вертикальные черточки указывают пределы изменения наблюдаемой звездной величины. Две штриховые линии показывают соответствующую зависимость для нормальной звезды с температурой 5500 К и радиусом в пределах от  $1,7 R_{\odot}$  (нижняя) до  $2,3 R_{\odot}$  (верхняя)

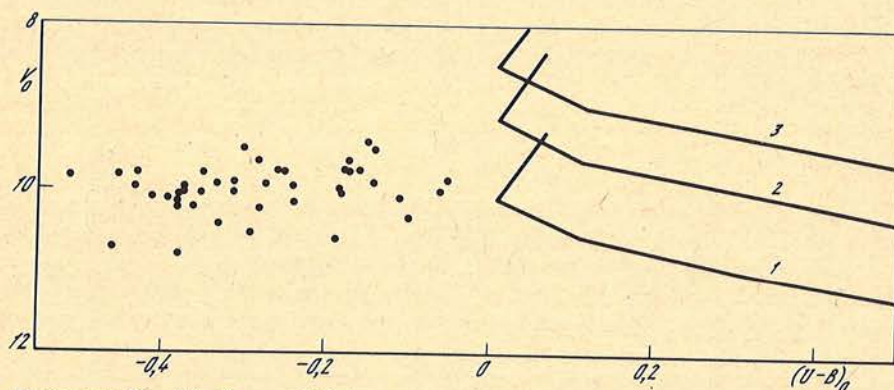


Рис. 3. Диаграмма  $V_0, (U-B)_0$  для RW Aur  
Точки, ломаные линии и сопровождающие их обозначения 1–3 соответствуют обозначениям рис. 1

$V_0, (V-R)_0$  по [14], мы провели на рис. 1 три линии, соответствующие значениям  $R/R_{\odot}=1,1; 1,7; 2,3$ . Соотношение между этими кривыми и точками, представляющими наблюдения, таково, что для RW Aur можно принять радиус около  $2 R_{\odot}$  и температуру в пределах 4500–6500 К.

На рис. 2 показаны наблюдаемое распределение энергии у RW Aur по широкополосным наблюдениям в области от 0,55 до 20 мкм по [12] и две кривые фотосферного распределения при температуре 5500 К и значениях радиуса 1,7 и 2,3  $R_{\odot}$ , совмещенные в области полос  $V, R$  с распределением RW Aur. Инфракрасные избытки RW Aur согласно [15] могут быть объяснены в области 1–10 мкм свободно-свободным излучением, а в области 10–20 мкм — тепловым излучением околозвездной пылевой оболочки.



Отметим также, что RW Aur — визуально-двойная звезда [16, 17], и обычно проводятся наблюдения суммарного блеска ее обоих компонентов. Если предположить, что температура вторичного компонента 3000 К (что согласуется с его спектральным типом по [16]), то таким образом тоже можно объяснить инфракрасный избыток RW Aur. Отметим, что если все же избыток излучения в области 10–20 мкм вызван околозвездной пылевой оболочкой, то с учетом ее экстинкции максимальная температура фотосферы RW Aur может достигать примерно 8000 К.

На рис. 3 дана диаграмма  $V_0, (U-B)_0$ , построенная подобно диаграмме  $V_0, (V-R)_0$  на рис. 1. Как видно из рис. 3, в области полос  $U, B$  на фотосферное излучение RW Aur накладывается (переменное) избыточное излучение, поток которого примерно в 2 раза больше фотосферного. Избыточное излучение в полосе  $U$  у RW Aur в [15] было объяснено свободно-свободным излучением.

У BY Dra избыточное излучение, отличающееся по спектральному распределению от фотосферного, наблюдается лишь в редких случаях, во время вспышек этой звезды, которые повторяются в среднем через 20 ч [8]. Для BY Dra могут быть приняты следующие характеристики: эффективная температура 4100 К, радиус в пределах  $0,9-1,2 R_\odot$ , масса в пределах  $0,3-0,5 M_\odot$  [8, 18].

## 2. Механизм возбуждения и амплитуды глобальных колебаний

Сначала мы рассчитали амплитуды радиального компонента скорости колебания на поверхности  $v_{sf}$  в предположении об эквипартиции модальных энергий и энергий конвективных вихрей, время жизни которых такое же, как период  $p$ -моды (стохастический механизм возбуждения  $p$ -мод). Методика наших расчетов была такой же, как в [19–21], причем нами принимались политропные модели с показателем политропы  $3/2$ .

Нами использовалась связь между давлением  $P$ , плотностью  $\rho$  и температурой  $T$  для водородно-гелиевых адиабат, рассчитанных в [22]. Для поверхностного слоя задавалась температура  $T_{sf}$  и гравитационное ускорение  $g$ , а давление и плотность  $P, \rho$  находились из уравнений

$$k(\rho, T) \rho H = 2/3, \quad (3)$$

$$H = P/\rho g, \quad (4)$$

где  $k(\rho, T)$  — коэффициент непрозрачности, значения которого в зависимости от  $\rho, T$  мы брали по [23]. Далее подбирались адиабата с такими же начальными значениями  $P, \rho, T$  и из таблиц [22] брались все необходимые значения  $P, \rho, T$  для различных слоев. Находились также значения  $H$ , причем значение  $g$  считалось постоянным. Значения размера  $l$  и скорости  $v_c$  конвективных элементов вычислялись по формулам, приведенным в [11, 20, 21].

Результаты расчетов приведены в таблице. Значения  $T_{sf}$  выбирались в соответствии с наблюдаемой светимостью звезды, которая в случае RW Aur изменяется на  $2^m$ , а в случае BY Dra известна несколько неуверенно. Кроме того, рассматривались различные возможные значения радиуса звезды. Для RW Aur, как уже нами отмечено, наиболее вероятны значения радиуса около  $2 R_\odot$ , но нами проведены расчеты для значений от  $1,1$  до  $3 R_\odot$ . Масса RW Aur, как мы считаем, составляет  $1,5 M_\odot$ , но рассмотрено также значение  $2 M_\odot$ , принимаемое в [13]. Для BY Dra принималось только одно значение  $T_{sf}$ , так как наблюдения не дают указаний на изменение температуры звезды. Хотя мы рассматриваем различные значения радиуса RW Aur и DY Dra, мы, однако, не считаем, что радиусы этих звезд могут изменяться со временем.

В последних двух столбцах таблицы приведены значения периода  $P_m$  (мин), для которого амплитуда колебаний максимальна, и соответствующие значения  $v_{sf}$  (см/с). Все значения периодов оказались близкими к периодам, соответствующим критической частоте колебания в фотосфере

$$\omega_c = \Gamma_1 g/2 v_s \text{ рад/с}, \quad (5)$$



Периоды и скорости колебаний

Звезда	$M/M_{\odot}$	$R/R_{\odot}$	$T_{sf}$ , К	$P_m$ , мин	$v_{sf}$ , см/с	Звезда	$M/M_{\odot}$	$R/R_{\odot}$	$T_{sf}$ , К	$P_m$ , мин	$v_{sf}$ , см/с
RW Aur	1,5	1,1	8447	3,5	133	RW Aur	1,5	1,7	4437	9,1	31
	1,5	1,1	7500	3,3	58		1,5	2,3	5842	19	140
	1,5	1,1	5750	2,9	18		1,5	2,3	5000	18	58
	1,5	1,1	5500	2,8	16		1,5	2,3	3800	15	19
	1,5	1,7	6795	11,3	158		2,0	3,0	5100	15	18
	1,5	1,7	6000	10,6	80	BY Dra	0,3	0,9	4100	8	8
	1,5	1,7	5000	9,7	49		0,5	1,2	4100	9	3

где  $\Gamma_1 = 5/3$ ,  $v_s$ , скорость звука на поверхности звезды. Согласно [24] соотношение между амплитудой блеска  $\Delta m$  и  $v_{sf}$  (м/с) следующее:

$$\Delta m \approx 10^{-5} v_{sf}. \quad (6)$$

Хотя известно, что теория [19, 20] дает заниженные значения  $v_{sf}$  по сравнению с наблюдаемыми, все же из наших расчетов следует, что рассматриваемый стохастический механизм возбуждения не может объяснить наблюдаемые амплитуды колебаний блеска RW Aur и BY Dra, так как они на два-три порядка больше, чем вычисленные. Кроме того, оказывается невозможным объяснить, почему у RW Aur и BY Dra наблюдаемые амплитуды колебаний с периодами около 100 мин больше амплитуд колебаний с периодами 10–20 мин. Как уже было отмечено при рассмотрении таблицы, периоды колебаний, амплитуды которых максимальны, не превышают 19 мин.

Указанные трудности, вероятно, может разрешить предложенный в [25, 26] механизм усиления  $p$ -мод глобальных колебаний, вызываемого магнитным полем. Этот механизм предполагает также наличие сверхадиабатичности в поверхностных слоях, что для рассматриваемых звезд RW Aur и BY Dra в общем не вызывает сомнений. До настоящего времени нет прямых измерений, позволяющих оценить напряженности их магнитных полей, но поля с напряженностью порядка 1 кгс обнаружены у сходных с ними активных звезд поздних типов [27], и, кроме того, предполагается, что основной причиной активности звезд типа RW Aur и BY Dra является наличие и изменение магнитного поля [9].

Основные, наиболее существенные для нас уравнения, следующие [26]:

$$\delta r \sim e^{st}, \quad (7)$$

$$s = \pm i \left[ N^2 + \frac{B_0^2 k_x^2}{\mu\rho} \right]^{1/2} + \frac{1}{2} \frac{g}{\lambda\rho} \frac{\chi_T}{\chi\rho} \nu_T \frac{1}{\lambda_x^2} (\nabla - \nabla_{ad}) \left[ N^2 + \frac{B_0^2 k_x^2}{\mu\rho} \right]^{-1}, \quad (8)$$

$$\omega_0 = \pm \left[ N^2 + \frac{B_0^2 k_x^2}{\mu\rho} \right]^{1/2}. \quad (9)$$

Здесь  $\delta r$  — смещение по радиусу, вызываемое колебанием,  $B_0$  — напряженность магнитного поля,  $\omega_0$  — частота колебаний (выражена в рад/с). Остальные обозначения объяснены в [26], где уравнения (7)–(9) выведены на основе упрощенной модели "всплывающей капли". Стоящие под знаком радикала выражения в правых частях уравнений (8), (9) в [26] представлены как

$$N^2 + \frac{B_0^2 k_x^2}{\mu\rho} = k_B + k_M, \quad (10)$$

где  $k_B$  и  $k_M$  — постоянные "плавучей" и "магнитной" сил, действующих на каплю, причем, для того чтобы капля совершала колебательные движения, необходимо выполнение условий  $k_B < 0$ ,  $k_M > -k_B$ . Второй член в правой части уравнения (8) положителен при сверхадиабатичности, и поэтому колебания капли усиливаются со временем



(см. [26]). Как известно, в фотосферных слоях выполняется соотношение

$$N^2 \approx -\omega_c^2 \quad (11)$$

и, следовательно,  $\omega_0 < \omega_c$ . Значения  $\omega_c$  могут быть найдены по (5).

Поскольку напряженности магнитного поля на звездах составляют примерно 1 кГс, то для выполнения условия  $k_m > -k_b$  необходимо, чтобы  $k_x$  было достаточно велико, в [26] принято, что эта величина порядка  $1/h \approx 10^{-7}$  см, где  $h$  — толщина слоя сверхадиабатичности. С другой стороны, магнитное поле должно быть весьма неоднородным: его напряженность должна заметно изменяться при смещении по поверхности звезды на расстояние  $\lambda_x \approx 2\pi/k_x$ , много меньше радиуса звезды. Это означает, что участок поверхности, где присутствует магнитное поле, должен быть мал по сравнению со всей поверхностью звезды.

Для нас важно и то, что (при наличии магнитного поля)  $\omega_0 < \omega_c$ . Таким образом, мы можем объяснить наблюдаемые у RW Aug и BY Dra колебания с периодами до 100–200 мин, соответствующие частотам меньшим критической. Следует также отметить, что предложенный в [25, 26] механизм усиления  $p$ -мод рассматривался в применении к магнитным Ар-звездам, у которых магнитное поле предполагается дипольным. У активных звезд поздних типов конфигурация магнитного поля, вероятно, намного сложнее, чем у магнитных Ар-звезд: существует много областей, где напряженность магнитного поля велика, причем в таких областях направления магнитного поля различны (см. [27]). Хотя математический анализ в [25, 26] для модели, более сложной, чем дипольное магнитное поле, не проводился, можно все же предположить, что вследствие различия напряженностей и направлений магнитного поля в разных областях будет происходить усиление  $p$ -мод с различными частотами, как близкими к  $\omega_c$ , так и значительно меньшими, чем  $\omega_c$ . Вероятно, этим объясняется наличие у RW Aug и BY Dra колебаний с сильно различающимися периодами: от 10–20 до 100–200 мин.

Время увеличения амплитуды колебаний в  $e$  раз в [26] оценивается как недели или месяцы. Для RW Aug и BY Dra это время, по-видимому, такое же. Согласно [26] оно должно увеличиваться с уменьшением гравитационного ускорения  $g$ , но у BY Dra и RW Aug величина  $g$  лишь в 1,5–3 раза меньше, чем у рассматриваемых в [25, 26] магнитных Ар-звезд. Таким образом, различия в  $g$  не должны заметно повлиять на оценку времени увеличения амплитуды колебаний. Более проблематичными являются вопросы о влиянии на эту оценку принимаемых конфигураций магнитного поля на поверхности звезды и пределов по высоте (или глубине) поверхностных слоев звезды, в которых осуществляется сверхадиабатичность.

Вопрос о продолжительности увеличения амплитуды  $p$ -мод колебаний тесно связан также с вопросом о стабильности магнитных полей. В случае магнитных Ар-звезд напряженность и конфигурация магнитного поля сохраняются, по-видимому, более длительно, чем у RW Aug и BY Dra. Согласно [7, 8] и нашим новым наблюдениям у RW Aug и BY Dra существуют колебания блеска с характерными временами 100–200 мин и более. Как мы уже отметили, динамическая шкала времени у RW Aug и BY Dra составляет  $10^3$ – $10^4$  с. С другой стороны, как отмечено в [9], при изменениях напряженности магнитного поля у звезд, подобных RW Aug и BY Dra, изменения блеска звезды должны происходить в динамической шкале времени или медленнее. Таким образом, изменения блеска, продолжающиеся более  $10^4$  с и наблюдавшиеся нами определенно по крайней мере у RW Aug, свидетельствуют, вероятно, о довольно быстрых изменениях ее магнитного поля. Следует, конечно, иметь в виду, что изменения блеска рассматриваемых звезд могут быть вызваны также их вращательной модуляцией, характерное время которой  $10^5$  с. Для BY Dra период вращательной модуляции известен (3,8 сут), а для RW Aug он будет обсужден позднее.

Авторы благодарны А.Г. Косовичеву за полезное обсуждение данного исследования.

Декабрь 1987 г.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Kuan P. // *Astroph. J.* 1976. Vol. 210. P. 129.
2. Worden S.P., Schneeberger T.J., Kuhn J.R., Africano J.L. // *Ibid.* 1981. Vol. 244. P. 520.
3. Herbst W., Holtzman J.A., Klasky R.S. // *Astron J.* 1982. Vol. 87. P. 1710.
4. Herbst W., Holtzman J.A., Klasky R.S. // *Ibid.* 1983. Vol. 88. P. 1648.
5. Rydgren A.E., Zak D.S., Vrba F.J. et al. // *Ibid.* 1984. Vol. 89. P. 1015.
6. Vrba F.J., Rydgren A.E., Chugainov P.F. et al. // *Ibid.* 1986. Vol. 306. P. 199.
7. Чугайнов П.Ф., Ловкая М.Н. // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1988. Т. 78.
8. Чугайнов П.Ф., Ловкая М.Н. // *Там же.* Т. 79.
9. Appenzeller I., Dearborn D.S.P. // *Astroph. J.* 1984. Vol. 278. P. 689.
10. Hartmann L., Rosner R. // *Ibid.* 1979. Vol. 230. P. 802.
11. Cox J.P., Giuli R.T. *Principles of stellar structure.* N.Y.: Gordon and Brech, 1968.
12. Rydgren A.E., Schmelz J.T., Zak D.S. // *Publ. U.S. Naval Obs.* 1984. Vol. 25, pt. 1. P. 1.
13. Calvet N., Basri G., Imhoff C., Giampapa M.S. // *Astroph. J.* 1985. Vol. 293. P. 575.
14. Barnes T.G., Evans D.S., Moffett T.J. // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1978. Vol. 183. P. 285.
15. Rydgren A.E., Strom S.E., Strom K.M. // *Astrophys. J. Suppl.* 1976. Vol. 30. P. 307.
16. Joy A.H., Wilson O.C. // *Astroph. J.* 1949. Vol. 109. P. 237.
17. Herbig G.H. // *Publ. Astron. Soc. Pacific.* 1948. Vol. 60. P. 257.
18. Vogt S.S., Fekel F. // *Astrophys. J.* 1979. Vol. 234. P. 958.
19. Goldreich P., Kelley D.A. // *Ibid.* 1977. Vol. 211. P. 934.
20. Goldreich P., Kelley D.A. // *Ibid.* Vol. 212. P. 243.
21. Christensen-Dalsgaard J., Frandsen S. // *Solar Phys.* 1983. Vol. 82. P. 461.
22. Vardya M.S. // *Astroph. J. Suppl.* 1960. Vol. 4. P. 281.
23. Cox A.N., Tabor G.E. // *Ibid.* 1976. Vol. 31. P. 271.
24. Gough D. // *Nonradial and nonlinear stellar pulsation* / Eds. H.A. Hill, W.A. Dziembowski. Springer Verl., 1980. P. 273.
25. Shibahashi H. // *Astroph. J. Lett.* 1983. Vol. 275. P. L5.
26. Cox J.P. // *Astroph. J.* 1984. Vol. 280. P. 220.
27. Saar S.H., Linsky J.L. // *Astroph. J. Lett.* 1985. Vol. 299. P. L47.

УДК 524.384

### УЗКОПОЛОСНАЯ ФОТОМЕТРИЯ $\nu$ Sgr

В.И. Бурнашев

Проведены узкополосные фотометрические наблюдения двойной системы  $\nu$ Sgr в 1985–1986 гг. Длины волн:  $\lambda$  6488,  $\lambda$  6563,  $\lambda$  6637 Å, полуширина кривой реакции  $\sim 28$  Å. Обнаружены квазипериодические колебания блеска, не связанные с орбитальным циклом, с периодом около 35 сут. Общий поток в эмиссионной линии  $H_{\alpha}$  для разных сезонов наблюдений различается в 1,5 раза.

THE NARROW-BAND PHOTOMETRY OF  $\nu$ Sgr, by V.I. Burnashov. — The narrow-band photometry of the close binary  $\nu$  Sgr has been carried out in 1985–1986 in the wavelength regions  $\lambda$  6488,  $\lambda$  6563 and  $\lambda$  6637 Å with the half-width of the pass-band near 28 Å. The quasiperiodic variations are revealed with the period close to 35 days. The  $H_{\alpha}$  emission flux varies by 1.5 times for different seasons.

В последние годы внимание исследователей все чаще привлекают звезды, далеко продвинувшиеся в своей эволюции, в частности звезды с дефицитом водорода. Рассмотрению свойств таких звезд был посвящен, в частности, коллоквиум МАС № 87, состоявшийся в 1985 г. Но даже среди этих экзотических объектов выделяется  $\nu$  Sgr — тесная двойная с составным спектром, в котором присутствуют как линии, характерные для горячих В-звезд, так и многочисленные линии с низкими потенциалами возбуждения, подобные тем, которые наблюдаются в спектрах А–F-сверхгигантов. Причем и те и другие линии возникают в атмосфере главного компонента. Спектр второго компонента не виден, что не дает возможности достаточно точно оценить массы компонентов. Обзор наблюдательных результатов приведен в [1, 2], краткая сводка имеется также и в [3]. Здесь мы отметим только два примечательных факта. Во-первых, в фазы орбитального цикла, когда затмевается главная звезда, в эмиссионной линии  $H_{\alpha}$  иногда возникает абсорбционный компонент, смещенный примерно на 300 км/с, причем он



наблюдается лишь в некоторые, "активные" по терминологии Нариай [4, 5], циклы. Во-вторых, несмотря на большое число публикаций, посвященных в основном спектральным исследованиям  $\nu$  Sgr, до сих пор нет достаточно продолжительных рядов фотоэлектрических измерений ее блеска, — часто ссылаются на фотографическую кривую блеска, полученную Гапошкиным [6], или на широкополосные  $PV$ -наблюдения Эггена, Крона и Гринштейна [7], перекрывающие только две трети периода. Между тем как установленные многими исследователями изменения интенсивностей линий, не связанные с затмениями, так и результаты узкополосной фотометрии, проведенной ранее [3], дают основания говорить об изменениях блеска  $\nu$  Sgr, не связанных с орбитальным периодом.

С целью более детального изучения фотометрического поведения  $\nu$  Sgr в течение различных орбитальных циклов в 1985–1986 гг. были проведены дополнительные узкополосные фотометрические измерения ее блеска. Наблюдения выполнены с помощью сканирующего спектрофотометра СФ-68, работавшего в режиме фиксированных длин волн. Отметим, что проведение таких наблюдений в отличие от обычной фильтровой фотометрии имеет специфические особенности. Регистрируемый отсчет в данном случае является результатом свертки распределения энергии в спектре звезды, кривой атмосферной экстинкции, кривой спектральной чувствительности аппаратуры и кривой реакции спектрометра. Кривая реакции в первом приближении представляет собой трапецию, ширина которой определяется шириной выходной щели монохроматора и диаметром турбулентного диска изображения звезды, являющегося входным окном прибора. Такая форма кривой реакции является весьма выгодной при фотометрии эмиссионных линий и значительно облегчает абсолютную калибровку выполненных измерений. Кривые атмосферной экстинкции и спектральной чувствительности аппаратуры имеют гладкую форму, и их можно считать постоянными в пределах кривой реакции, полуширина которой в данном конкретном случае при среднем качестве изображения  $3''$  и ширине выходной щели монохроматора 0,5 мм, или 25 Å, составляет около 28 Å. На регистрируемый отсчет, таким образом, будут оказывать влияние как общее изменение атмосферной экстинкции, так и качество изображения и неточность гидировки. Эти ошибки носят случайный характер и не превышают 3–4%. При фотометрии в области спектральных особенностей (границ молекулярных полос, эмиссионных и абсорбционных линий) становится существенной точная установка на требуемую длину волны. В спектрофотометре СФ-68 она осуществляется дискретным поворотом решетки с шагом около 7,5 Å, таким образом, точность установки на требуемую длину волны составляет около 4 Å. Кроме того, является важной и воспроизводимостью от сезона к сезону ширины выходной щели монохроматора. Систематические ошибки, вызванные этими двумя факторами, могут быть оценены с помощью наблюдений звезды сравнения.

При фотометрии некоторой эмиссионной линии общий регистрируемый аппаратурой сигнал можно представить в виде

$$n_{em+c} = n_{em} + n_c,$$

где  $n_{em}$  — часть сигнала, обусловленная только излучением в линии,  $n_c$  — значение сигнала в континууме, центрированном на линию в интервале длин волн, выделяемом монохроматором; оно получается интерполированием из наблюдений континуума в соседних участках спектра, выбранных симметрично относительно  $H_\alpha$  (λ6488 и 6637 Å). Тогда освещенность, создаваемая звездой только в эмиссионной линии:

$$E_{em}(\lambda_0) = E_c(\lambda_0) \Delta \lambda \frac{n_{em}}{n_c},$$

где  $\Delta \lambda$  — ширина кривой реакции.

Интерполированное значение освещенности для континуума под линией получается путем привязки отсчетов в соседних участках непрерывного спектра, полученных для



Результаты узкополосной фотометрии  $\nu$ Sgr (1985–1986 гг.)

J.D.	lg E (6488)	lg E (6563)	lg E (6637)	lg E $\rho$ Sgr (6563)	J.D.	lg E (6488)	lg E (6563)	lg E (6637)	lg E $\rho$ Sgr (6563)
2446000+					2446000+				
255,41	-2,413	-2,344	-2,424	-2,296	589,42	-2,421	-2,317	-2,421	-2,304
256,40	-2,401	-2,347	-2,425	-2,305	596,49	-2,426	-2,320	-2,431	-2,318
257,39	-2,388	-2,335	-2,411	-2,296	598,50	-2,427	-2,316	-2,435	-2,320
261,35	-2,403	-2,348	-2,420	-2,296	602,48	-2,406	-2,315	-2,404	-2,303
262,41	-2,411	-2,357	-2,420	-2,290	655,28	-2,418	-2,315	-2,418	-2,301
265,37	-2,431	-2,370	-2,439	-2,283	657,31	-2,418	-2,320	-2,422	-2,306
268,35	-2,428	-2,378	-2,447	-2,304	665,26	-2,401	-2,312	-2,406	-2,293
280,36	-2,413	-2,354	-2,417	-2,297	666,29	-2,399	-2,311	-2,408	-2,300
285,33	-2,427	-2,358	-2,431	-2,297	668,28	-2,401	-2,305	-2,408	-2,306
289,34	-2,396	-2,330	-2,404	-2,293	670,26	-2,421	-2,321	-2,418	-2,307
291,32	-2,411	-2,341	-2,408	-2,286	671,28	-2,423	-2,317	-2,417	-2,306
292,33	-2,422	-2,340	-2,423	-2,298	672,26	-2,416	-2,315	-2,420	-2,304
297,30	-2,438	-2,343	-2,431	-2,313	673,27	-2,417	-2,320	-2,418	-2,304
298,30	-2,404	-2,354	-2,402	-2,287	674,27	-2,423	-2,317	-2,419	-2,310
301,28	-2,438	-2,376	-2,442	-2,296	680,24	-2,410	-2,323	-2,407	-2,298
302,27	-2,441	-2,374	-2,433	-2,287	681,25	-2,407	-2,314	-2,409	-2,303
303,28	-2,442	-2,376	-2,444	-2,294	682,26	-2,417	-2,317	-2,413	-2,300
305,27	-2,443	-2,374	-2,427	-2,297	683,26	-2,411	-2,326	-2,417	-2,305
308,29	-2,431	-2,354	-2,420	-2,293	691,24	-2,438	-2,327	-2,427	-2,302
312,26	-2,431	-2,362	-2,431	-2,296	692,22	-2,427	-2,316	-2,420	-2,304
324,24	-2,401	-2,329	-2,411	-2,300	695,22	-2,414	-2,322	-2,405	-2,297
325,22	-2,397	-2,335	-2,403	-2,289	703,22	-2,432	-2,338	-2,432	-2,298
328,24	-2,401	-2,346	-2,411	-2,293	706,22	-2,426	-2,327	-2,431	-2,301
329,25	-2,407	-2,345	-2,407	-2,291	710,20	-2,442	-2,339	-2,428	-2,296
331,22	-2,414	-2,357	-2,425	-2,289	714,19	-2,427	-2,314	-2,417	-2,300
336,22	-2,448	-2,370	-2,441	-2,296	715,21	-2,425	-2,317	-2,419	-2,306
340,22	-2,426	-2,350	-2,414	-2,285	728,18	-2,443	-2,351	-2,437	-2,305
341,21	-2,419	-2,340	-2,411	-2,291	730,19	-2,430	-2,334	-2,434	-2,309
342,20	-2,414	-2,342	2,397	-2,297	2447000+				
344,20	-2,404	-2,340	-2,407	-2,289	054,27	-2,436	-2,335	-2,438	-2,322
345,19	-2,403	-2,343	-2,418	-2,291	057,22	-2,427	-2,308	-2,416	-2,321
346,19	-2,415	-2,341	-2,416	-2,298	061,25	-2,414	-2,297	-2,415	-2,320
347,19	-2,427	-2,357	-2,420	-2,301	062,23	-2,418	-2,318	-2,425	-2,317
357,17	-2,424	-2,359	-2,425	-2,294	066,22	-2,444	-2,336	-2,442	-2,316

исследуемой звезды и звезды сравнения:

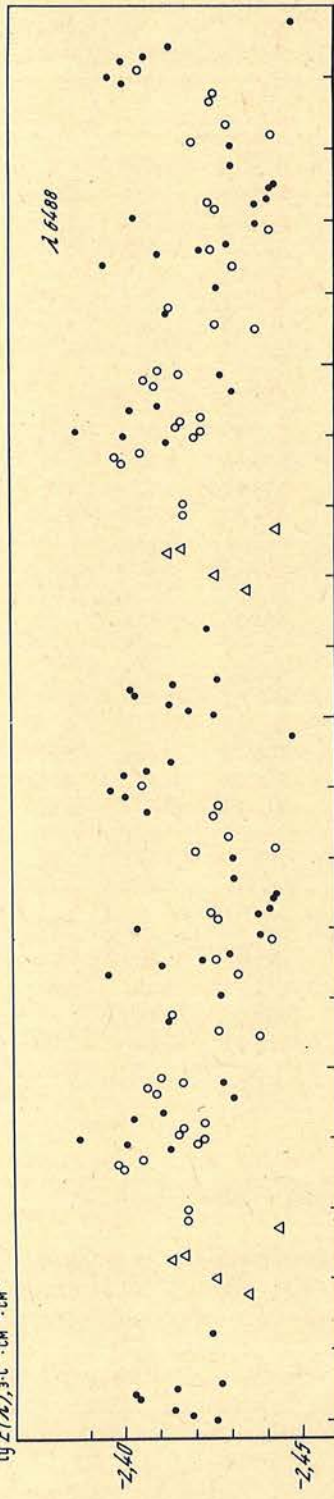
$$\lg E_{зв}(\lambda) = \lg E_{ср}(\lambda) + \lg \frac{n_{зв}(\lambda)}{n_{ср}(\lambda)} + \alpha(\lambda) [F(z_{зв}) - F(z_{ср})],$$

где  $\alpha(\lambda)$  — значение монохроматического коэффициента экстинкции в момент наблюдения,  $[F(z_{зв}) - F(z_{ср})]$  — разность воздушных масс звезд. Значения монохроматической освещенности  $E(\lambda)$  выражены в эрг/с · см<sup>2</sup>, отнесенных к интервалу длин волн 1 см.

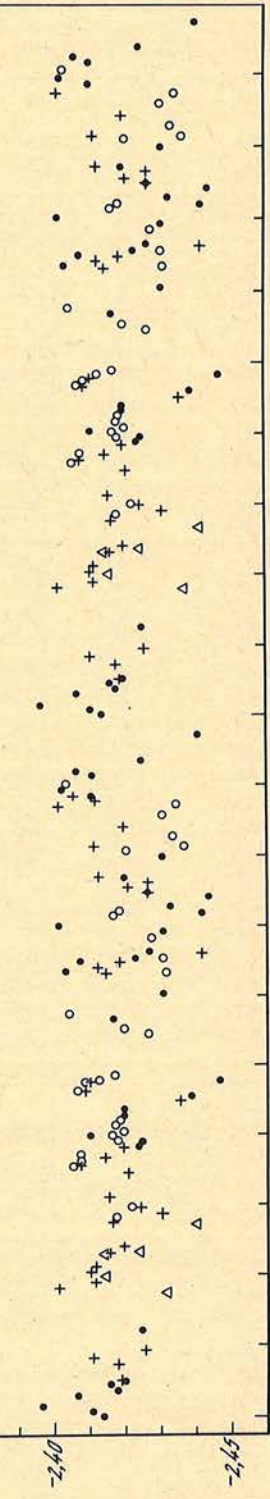
Значения  $\lg E(\lambda)$  для звезды сравнения  $\rho$ Sgr взяты из сводного каталога [8], абсолютная калибровка которого основана на распределении энергии в спектре  $\alpha$ Lyr, принятой А.В. Харитоновым [9] и представляющим среднее из калибровок Хейеса и Латама, [10], Тьюга, Уайта и Локвуда [11] и Харитонova и др. [12]. Принятые значения для  $\rho$ Sgr:  $\lg E(6488) = -2,180$ ;  $\lg E(6637) = -2,198$ . Ясно, что если наблюдения в континууме выполнены только в одной точке, должна быть учтена поправка за разность



$\lg E(\lambda)_{3.5 \cdot \text{C}^{-1} \cdot \text{CM}^{-2} \cdot \text{CM}^{-1}}$



2.6637





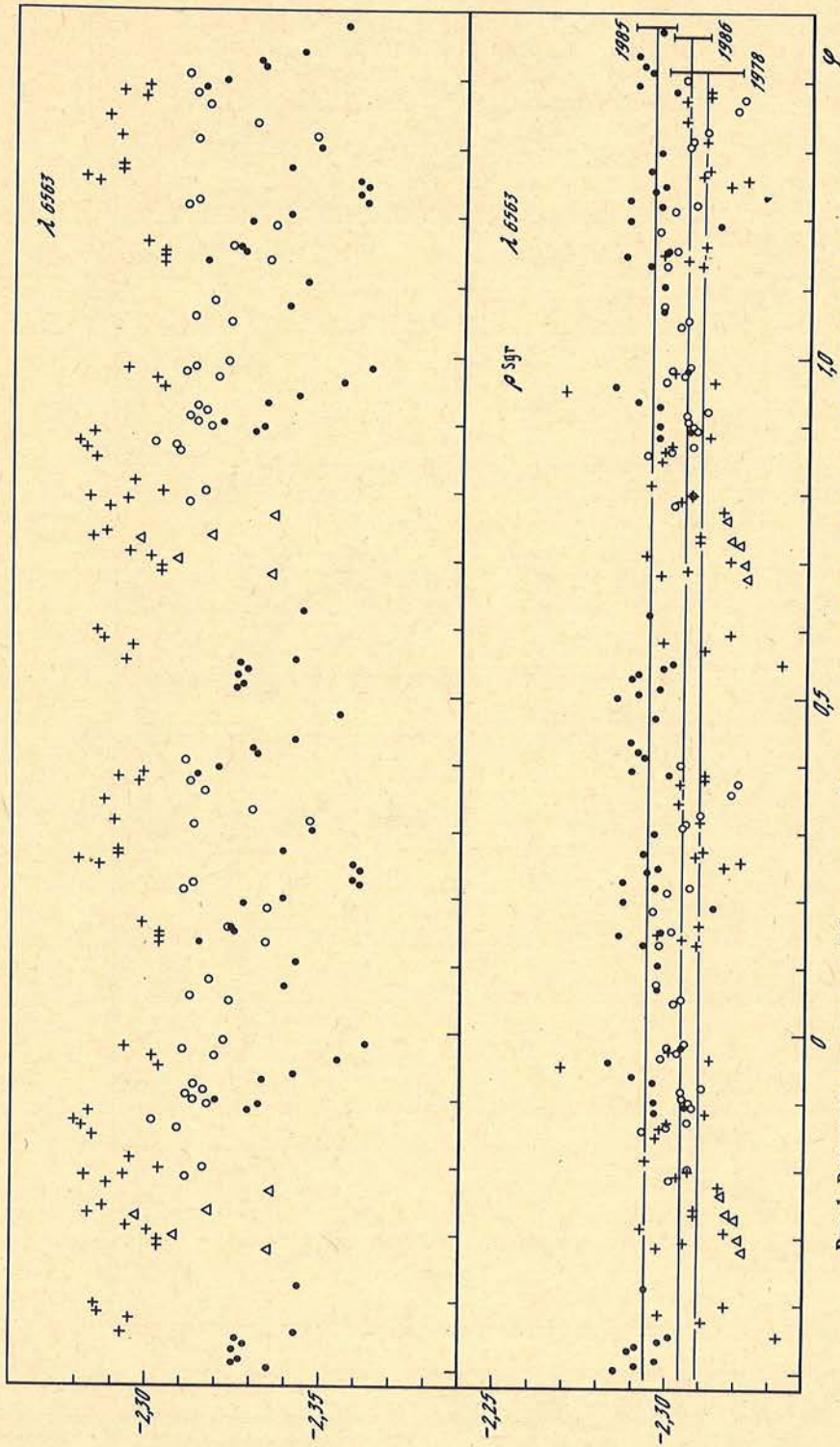


Рис. 1. Результаты узкополосной фотометрии в Sgr в зависимости от фазы орбитального периода  $P = 137,939^d$   
 Крестики — 1978 г., точки — 1985 г., кружки — 1986 г., треугольники — 1987 г.



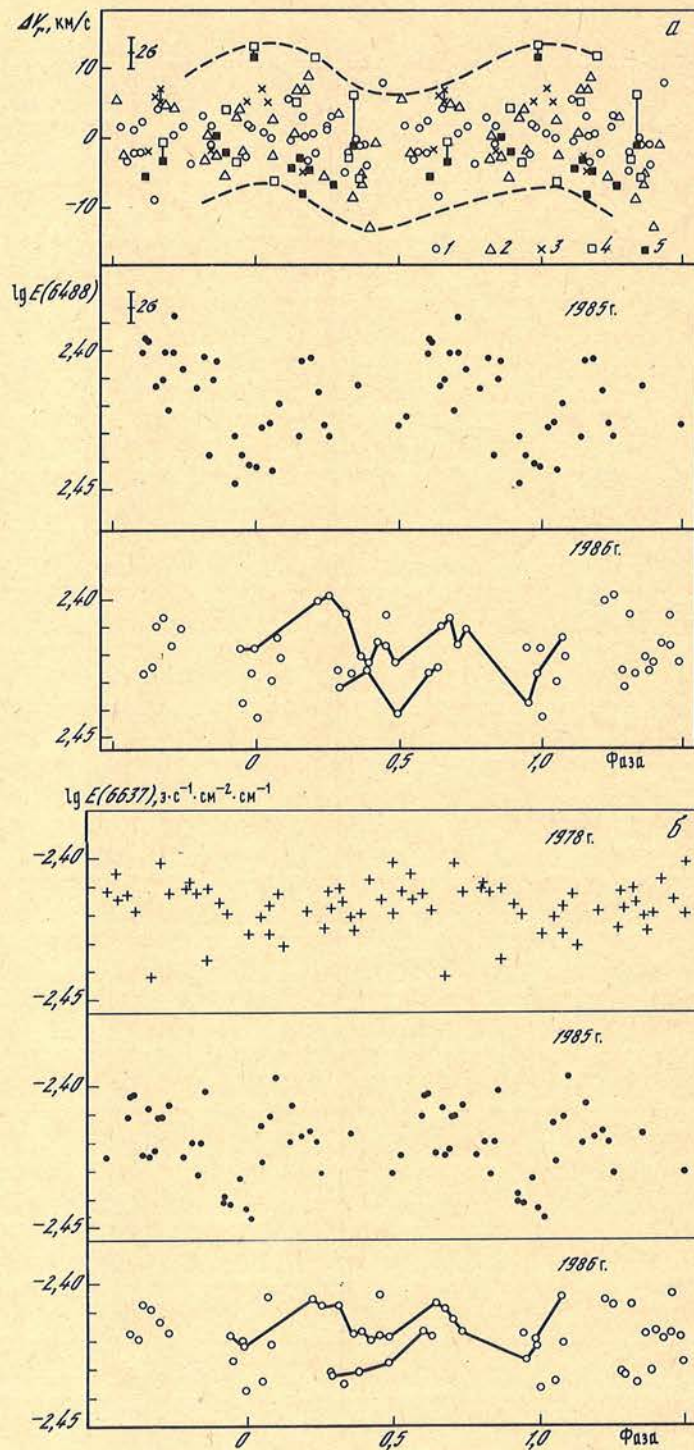


Рис. 2. Изменение монохроматической освещенности в длине волны  $\lambda 6488$  (а) и в длине волны  $\lambda 6637$  (б) в зависимости от фазы периода  $35,3981^d$   
 Вверху — отклонения измеренных значений лучевой скорости от орбитальной по данным разных авторов: 1 — Вилсона [13], 2 — Пласскетта [14], 3 — Гринстейна и Меррилла [15], 4 — Хак [1], 5 — Хак и Пазинетти [2]



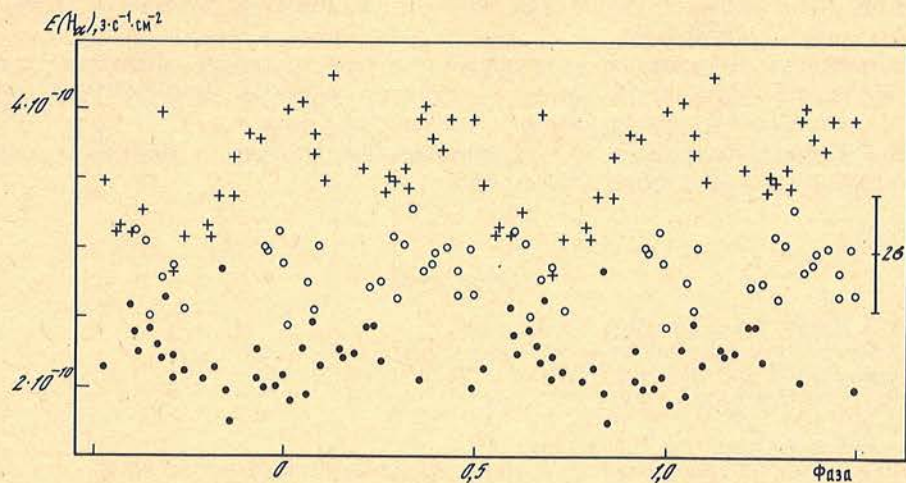


Рис. 3. Изменение излучения в эмиссионной линии  $H_{\alpha}$  в зависимости от фазы периода  $35,3981^d$  для разных сезонов наблюдений  
Крестики – 1978 г., точки – 1985 г., кружки – 1986 г.

спектральной чувствительности аппаратуры в соответствующих длинах волн. Уточнение кривой спектральной чувствительности аппаратуры для 1978 г. и изменения в принятом распределении энергии в спектре первичного стандарта  $\alpha$  Lyr определяют поправки, которые необходимо прибавить к опубликованным ранее значениям  $\lg E(\lambda)$  для  $v$  Sgr [3]:

$$\Delta \lg E(4575) = +0,018; \quad \Delta \lg E(6563) = +0,016; \quad \Delta \lg E(6637) = -0,004.$$

Результаты узкополосной фотометрии  $v$  Sgr, выполненной в 1985–1986 гг., суммированы в таблице и на рис. 1, где разными значками обозначены результаты наблюдений, относящиеся к разным сезонам. Каждое наблюдение состояло из трех-пяти дифференциальных оценок. Средняя ошибка одного наблюдения, примерно одинаковая для всех трех спектральных интервалов, указана в верхней части рис. 1. В нижней части рисунка показаны значения  $\lg E(\lambda)$  в области линии  $H_{\alpha}$  для звезды сравнения. Как видно, для  $\rho$  Sgr в разные сезоны наблюдений средние значения потоков систематически различаются и составляют:  $-2,309$  (1978 г.),  $-2,294$  (1985 г.),  $-2,304$  (1986 г.). Эти расхождения, скорее всего, вызваны неточной установкой решетки спектрофотометра на линию. По-видимому, наилучшая установка была в 1978 г. Поскольку вклад эмиссионной линии в измеряемый поток для  $v$  Sgr такого же порядка, как и глубина линии для  $\rho$  Sgr, то редуциции к системе наблюдаемого потока для  $v$  Sgr к системе 1978 г. не вызывают затруднений. Во второй снизу части рисунка показаны уже редуцированные значения для  $\lg E(H_{\alpha})$  к системе 1978 г. Как видно из рисунка, изменения блеска  $v$  Sgr в основном носят нерегулярный характер, однако наблюдения 1985 г. отчетливо показывают квазипериодическую переменность с периодом около 35 сут. Сопоставление результатов измерений в областях непрерывного спектра, свернутых с периодом  $35,3981^d$ , с отклонениями измеренных разными авторами значений лучевой скорости от орбитальной, вычисленной по элементам Вилсона [13], показано на рис. 2. Как видно из рис. 2, амплитуда и форма кривой блеска изменяются от цикла к циклу.

Значения освещенности, вызываемой излучением звезды в эмиссионной линии  $H_{\alpha}$ , вычисленные для принятой ширины кривой реакции  $28 \text{ \AA}$ , показаны на рис. 3. Как следует из рассмотрения рис. 1 и 3, изменения потока в полосе, центрированной на нее, по-видимому, в основном вызваны переменностью непрерывного спектра, но среднее значение потока в линии явно изменяется от цикла к циклу. К сожалению,



отсутствие спектральных наблюдений не дает возможности сказать об активности звезды в течение этих циклов.

Таким образом, на основании узкополосных фотометрических наблюдений обнаружена квазипериодическая переменность блеска с периодом около 35 сут. Общий поток в линии  $H_{\alpha}$  в течение трех циклов изменился в 1,5 раза.

Автор глубоко благодарен Б.А. Бурнашевой за помощь в обработке данных, В.Т. Жоголевой за изготовление иллюстраций.

Апрель 1987 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Hack M. // Mem. Soc. astron. Ital. 1960. Vol. 31. P. 43.
2. Hack M., Pasinetti L.E. // Contribs. Merate Milano. 1962. N 215.
3. Бурнашев В.И. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1981, Т. 63. С. 104.
4. Nariai K. // Publ. Astron. Soc. Japan. 1967. Vol. 19. P. 564.
5. Nariai K. // Ibid. 1970. Vol. 22. P. 559.
6. Gaposhkin S. // Astron. J. 1945. Vol. 51. P. 109.
7. Eggen P.J., Kron G.E., Greenstein J.L. // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1950. Vol. 62. P. 171.
8. Бурнашев В.И. // Бюл. Абастум. астрофиз. обс. 1985. Т. 59. С. 83.
9. Харитонов А.В. Абсолютная спектрофотометрия звезд в области 3200–7600А: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Астрофиз. ин-т АН Каз. СССР. Алма-Ата. 1980. 283 с.
10. Hayes D.S., Latham D.W. // Astrophys. J. 1975. Vol. 197. P. 593.
11. Tüg H., White N.M., Lockwood G.W. // Astron. and Astrophys. 1977. Vol. 61. P. 679.
12. Харитонов А.В., Терещенко В.И., Князева Л.Н., Бойко П.Н. // Астрон журн. 1980. С. 57. С. 725.
13. Wilson R.E. // Bull. Lick Obs. 1913–1916. N 265. P. 132.
14. Plaskett J.S. // Publ. Dominion Astrophys. Obs. 1927. Vol. 4. P. 1.
15. Greenstein J.L., Merrill P.W. // Astrophys. J. 1946. Vol. 104. P. 177.

УДК 523.855

### СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОКОЛОЯДЕРНОЙ ОБЛАСТИ СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 1275. III

Л.П. Метик, И.И. Проник

По нерасширенным спектрам, полученным в прямом фокусе 6-м телескопа при изображениях  $1''$  и масштабе на негативе  $17,5''$  в мм, исследовано распределение газа "низкой скорости" в околоядерной области галактики NGC 1275 диаметром порядка  $15''$  ( $\sim 5$  кпк). Сделано предположение об активном взаимодействии ядра галактики с голубой деталью, расположенной в  $3''$  к северо-западу от ядра. Взаимодействие ядра с деталью, отстоящей от него на  $7''$  к северо-востоку, менее выражено. В направлении этой детали вытянуты слабые газовые структуры околоядерной области галактики. Относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре излучения газа "низкой скорости" позволили оценить содержания азота и серы. Отмечено повышенное содержание этих элементов.

SPECTROPHOTOMETRICAL INVESTIGATION OF THE CIRCUMNUCLEAR REGION OF SEYFERT GALAXY NGC 1275. III, by L.P. Metik, I.I. Pronik. — The distribution of "low-velocity" gas in the circumnuclear region ( $15''$  or 5 kpc) of the Seyfert galaxy NGC 1275 has been studied using the unwidened spectra obtained in the prime focus of the 6-m telescope at  $1''$  seeing and  $17.5''$  per mm scale on the negative. It is suggested that there exists a marked interaction between the nucleus of the galaxy and a blue detail situated  $3''$  North-West from the nucleus. The interaction of the nucleus and another detail ( $7''$  North-East) is less marked. The weak gaseous structures of the circumnuclear region are stretched towards the latter detail. Relative intensities of the emission lines in the spectra of "low-velocity" gas allow us to estimate nitrogen and sulphur abundances. It is marked, that these elements are overabundant in "low-velocity" gas.

Спектральные и фотометрические исследования ядра сейфертовской галактики NGC 1275 [1, 2] показали, что и в непрерывном спектре, и в эмиссионных линиях оно имеет вытянутую форму. Направление вытянутости ядра совпадает с направлением



на голубую деталь, расположенную на северо-западе в  $3''$  от ядра. В этом направлении размер ядра галактики порядка  $1,5''$  (или 500 пк). Ядро, как мы уже отмечали [1, 2], погружено в газово-звездное образование, светимость которого на порядок меньше светимости ядра, вытянуто оно в том же направлении, что и ядро, и размер его в этом направлении порядка  $2-3''$  (или 700–1000 пк).

Представляет интерес исследование слабых газовых образований, расположенных на расстояниях более  $2-3''$  от ядра. Такие образования в галактике NGC1275 были обнаружены Минковским [3], фотографии их в лучах  $H_\alpha$  получены Линдсом [4], их исследовали Бербиджи [5], Рубин и др. [6, 7]. Обзор литературы по этому вопросу представлен ранее в [8], но в нем мы не нашли исследований в эмиссионных линиях фотометрических контуров ядра галактики NGC 1275 вместе с примыкающими к нему окооядерными областями. Фотометрические контуры такого рода представляют интерес во многих аспектах. Например, возникают вопросы, нет ли в структуре фотометрических контуров ядра в спектральных линиях особенностей, характеризующих взаимодействие ядра с окружающими окооядерными образованиями, или каким образом влияют газовые окооядерные комплексы на результаты спектральных исследований ядра в эмиссионных линиях при разных размерах апертур приемной аппаратуры.

Приведены результаты спектральных исследований газовых структур окооядерной области галактики NGC 1275, поверхностная яркость которых составляет менее 10% от яркости ядра в центре фотометрического контура. Следует отметить, что наши результаты относятся только к газу "низкой скорости" [3], т.е. к газу, лучевая скорость которого равна лучевой скорости ядра галактики NGC 1275.

Наблюдательный материал и его обработка уже описаны подробно в [1, 2]. Спектрограммы ядра галактики получены без расширения в прямом фокусе 6-м телескопа со спектрографом UAGS и ЭОП УМ-92 при двух позиционных углах щели спектрографа: I — щель проходила через ядро и деталь *c*, расположенную на северо-западе в  $3''$  от ядра, и II — щель проходила через ядро и деталь *b*, находящуюся в  $7''$  от ядра на северо-востоке. Масштаб изображения на негативе  $17,5''$  в мм. Было принято, что на расстоянии галактики NGC 1275  $1''$  соответствует 350 пк.

Для исследования слабых газовых образований около ядра галактики NGC 1275 из описанных в [1, 2] спектрограмм были отобраны шесть с самыми большими экспозициями, полученные 12.01 1977 г. при изображениях  $1''$  и перекрывающих спектральный диапазон от 3700 до 7000 Å. Спектры измерены поперек дисперсии в 14 эмиссионных линиях:  $3726+29$  Å [O II],  $3869$  Å [Ne III],  $4069+71$  Å [S II],  $4340$  Å  $H_\gamma$ ,  $4861$  Å  $H_\beta$ ,  $4959$  и  $5007$  Å [O III],  $6300$  и  $6364$  Å [O I],  $6548$  и  $6584$  Å [N II],  $6563$  Å  $H_\alpha$ ,  $6717$  и  $6731$  Å [SII] — и в участках непрерывного спектра. Фотометрический контур ядра галактики в эмиссионной линии представляет разность фотометрических контуров эмиссионной линии и среднего непрерывного спектра, полученного для участков, прилегающих с обеих сторон к линии.

Поскольку контуры окооядерных областей в каждой из эмиссионных линий были получены только по одной спектрограмме, то для оценки фотометрической точности мы привлекли дополнительный материал. Чтобы оценить фотометрическую однородность негативов, был измерен спектр ночного неба, полученный 15.01 1977 г. таким же образом, как и спектры галактик. Размер спектра поперек дисперсии равен 4 мм. Спектр занимает центральную, рабочую часть негатива. Сделано девять фотометрических разрезов вдоль дисперсии, каждый длиной 21 мм. Щель микрофотометра прямоугольной формы вырезала на негативе площадку размером  $0,04 \times 0,10$  мм. Шаг при измерениях был  $0,05$  мм. Измерены плотности почернения на негативах в пределах  $0,4 \leq D \leq 1,30$ . Для оценки возможной фотометрической точности мы перевели плотности почернения в интенсивности.

Один из центральных разрезов спектра ночного неба в произвольной шкале интенсивностей приведен на рис. 1. Была проведена средняя линия, характеризующая изменения интенсивности по полю. Затем определены и приведены в табл. 1 отклонения от средней линии, представляющие ошибки для интенсивности в каждой точке, ( $N, \%$ ),



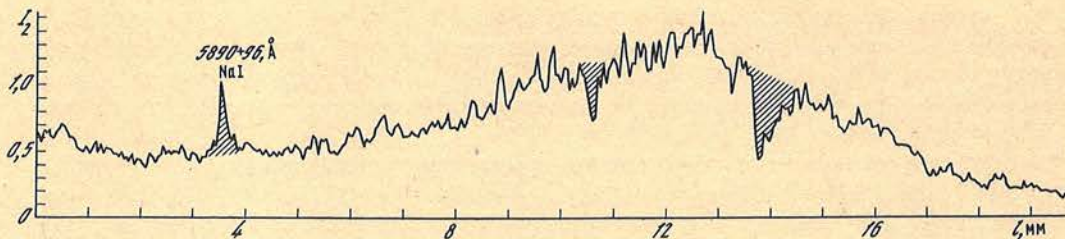


Рис. 1. Фотометрический разрез спектра ночного неба в произвольной шкале интенсивностей. Штриховкой отмечены абсорбционные и эмиссионные области спектра

обусловленные микронеоднородностями фотоэмульсии, катода ЭОП и др. Как видно из табл. 1, максимальное отклонение  $\Delta I$  от средней локальной поверхностной яркости  $I$  составляет 26%, что находится в хорошем согласии с аналогичными результатами Афанасьева и Пимонова [9]. На отрезке 18,8 мм из 376 точек 80% имеют ошибки меньше  $\pm 10\%$ , 5% точек больше  $\pm 16\%$ . Среднеквадратичное отклонение одного измерения равно  $\pm 7,5\%$ . Для пленок А-600, на которых сняты исследуемые нами спектры, Брейдо в [10] приводит отношения сигнал/шум для площадки на негативе размером  $0,01 \times 0,01$  мм и плотностей почернения (0,2–0,3), 0,5 и 1,0 соответственно: 1,2; 5,1 и 18 и ошибки в интенсивностях  $\pm 83$ ,  $\pm 20$  и  $\pm 5,6\%$ . В нашем случае измеряемые площадки на негативе были в 40 раз больше, следовательно, можно считать, что для указанных выше значений интенсивности ошибки будут в  $\sqrt{40}$  раз меньше, т.е.  $\pm 13$ ,  $\pm 3,2$  и  $\pm 0,9\%$ . Если учесть распределение точек по плотностям почернения, то средняя ошибка одного измерения в нашем случае будет  $\pm 3,9\%$ . Сопоставление этой ошибки и ошибок из табл. 1 показывает, что последняя почти в 2 раза превосходит возможную ошибку, обусловленную неоднородностью эмульсии; т.е. в нашем случае ошибка полностью определяется неодинаковой чувствительностью ЭОП по полю. На исследованных нами спектрах окологалактической области галактики NGC 1275 и ночного неба интервал плотностей почернений был один и тот же, следовательно, ошибки в обоих случаях тоже будут одинаковыми.

Чтобы получить все фотометрические контуры в общей шкале интенсивностей, мы прокалибровали их, используя при этом интенсивности соседних с каждой линией участков непрерывного спектра, известные сканерные и  $B, V$ -наблюдения излучения ядра галактики NGC 1275 [11–15]. На рис. 2 приведены сканы спектра излучения ядра галактики NGC 1275, полученные с апертурой  $8-10''$  [11–13]. Слева около сканов — значения  $(B-V)$  для центральной области галактики (диафрагма  $27''$ ), соответствующие каждому скану. Число без скобок — величина из наблюдений [15], в скобках — значения, вычисленные по распределению энергии в спектре излучения ядра галактики (см. рис. 2), с учетом кривых реакции фильтров  $B$  и  $V$  из [16] и данных многоапертурных наблюдений ядра галактики [17]. Из рис. 2 видно, что при изменении показателя цвета  $(B-V)$  центральной области галактики NGC 1275 от 0,56 до  $0,74^m$  градиент непрерывного спектра меняется только в ультрафиолетовой области. В нашем случае (наблюдения 12.01 1977 г.) при калибровке принято распределение энергии в спектре излучения ядра галактики, соответствующее  $(B-V) = 0,74^m$ , поскольку согласно наблюдениям Лютого [14, 15] 11.01 1977 г. для ядра NGC 1275  $(B-V) = 0,71^m$ ;  $V = 12,69^m$ . Ошибка в градиенте непрерывного спектра меньше 10%.

**Результаты.** Ранее в [1, 2] мы показали, что фотометрические контуры ядра галактики в спектральных линиях не имеют ярких деталей и характеризуются быстрым падением яркости от центра к краям. При сопоставлении размеров контуров ядра  $L_1$  и  $L_2$  на уровнях, соответствующих 0,5 и 0,15 яркости ядра в центре ( $I_{\text{ц}}$ ), выяснилось, что в позиционном угле I для всех линий, а в позиционном угле II для пяти линий выполняется равенство  $L_2 = 1,64 \pm 0,06 L_1$ . Исключение составляют контуры ядра в



Т а б л и ц а 1

Результаты анализа фотометрического разреза длиной 18,8 мм на фотографии ночного неба, полученной с ЗОП УМ-92

$\Delta I/I, \%$	$N, \%$	$\Delta I/I, \%$	$N, \%$	$\Delta I/I, \%$	$N, \%$	$\Delta I/I, \%$	$N, \%$
0	16,0	4	44,6	7	69,6	16	95,1
До 2	23,1	5	55,5	10	81,3	18	97,8
3	33,2	6	64,0	13	91,1	22	99,4
						26	100,0

линиях 3726+29 Å [OII],  $H_{\alpha}$  и 6583 Å [NII], для которых  $L_2 = 2,4L_1$ . Легко убедиться, что если фотометрический контур ядра описывается функцией  $e^{-ax^2}$ , где  $x$  — расстояние от центра ядра,  $a$  — постоянная величина, то  $L_2 = 1,66L_1$ . Таким образом, фотометрический контур ядра галактики NGC 1275 в обоих позиционных углах во всех случаях, за исключением трех, указанных выше, оказался "гауссовым". Следовательно, по размерам  $L_1$  и  $L_2$  можно вычислить размеры ядра  $L_3$  на уровне  $I_3 = 0,01I_{\text{ц}}$ . Результаты вычислений показали, что в позиционном угле I на этом уровне размер ядра для разных эмиссионных линий от 5,0 до 8,8", а в позиционном угле II 3,5–5,0".

На рис. 3 представлены наблюдаемые фотометрические контуры околоядерной области галактики NGC 1275 в восьми самых ярких эмиссионных линиях оптического диапазона спектра, прокалиброванные в общей шкале интенсивностей для позиционных углов I и II соответственно. По нашим оценкам приведенные на рис. 3 интенсивности составляют в направлении I  $\sim 0,05$ , а в II  $\sim 0,10$  от максимальной интенсивности ядра в каждой линии. Сравнение величин  $L_3$ , вычисленных и наблюдаемых, показало, что на уровне яркости  $I_3 = 0,01 I_{\text{ц}}$  в позиционном угле I эти размеры для всех линий, за исключением линии 3726+29 Å [OII] и дублета [SII] 6717+31 Å, практически совпадают. В позиционном угле II наблюдаемые размеры во всех спектральных линиях, кроме  $H_{\beta}$ , больше вычисленных в 1,7–3,5 раза. Такой результат может свидетельствовать о том, что на рассматриваемом уровне яркости газовые туманности проявляются в фотометрическом разрезе I только в линиях 3726+29 Å [OII] и 6717+31 Å [SII], а в фотометрическом разрезе II — во всех эмиссионных линиях, кроме  $H_{\beta}$ . В позиционном угле I в линиях [OII] и [SII] наблюдается сильная (в остальных линиях слабо заметная) асимметрия в направлении на деталь  $c$ . Сама эта деталь особенно четко проявилась в контуре ядра в линии 6731 Å [SII]. Следует еще отметить, что в позиционном угле I с противоположной детали  $c$  стороны наблюдается слабое свечение в линиях [OII], [NII],  $H_{\alpha}$  и [SII]. В позиционном угле II газовые туманности распространяются на большие от ядра расстояния. Заметно газовое образование колоколообразной формы, а в линиях  $H_{\alpha}$  и [OII] хорошо видно яркое сгущение, которое мы отметили как № 4.

Все полученные нами ранее [1, 2] и теперь результаты позволяют сделать вывод, что ядро активнее взаимодействует с деталью  $c$ , расположенной в 3" от него на северо-западе, чем с деталью  $b$ , отстоящей от ядра на 7" к северу-востоку. Об этом свидетельствует факт вытянутости самого ядра в сторону детали  $c$ . В направлении детали  $b$  вытянуты слабые газовые структуры околоядерной области.

Данные, приведенные на рис. 3, позволяют оценить вклад околоядерного газа в излучение центральной области в эмиссионных линиях. Например, для центральной области размером 10" наибольший вклад дает излучение в линиях 3726+29 Å [OII] и [SII] 6717+31 Å (порядка 10–12%), в линиях  $H_{\alpha}$  и [NII] (5–6%), а в линиях  $H_{\beta}$ , 5007 Å [OIII] и 6300 Å [OI] 1–2%.

Относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре излучения газа "низкой скорости" мы определили по контурам ядра в эмиссионных линиях. На контурах отмечены наиболее выразительные участки № 1–4, для которых мы оценили относительные интенсивности эмиссионных линий и их ошибки. Для ярких образований ошибки порядка 20–40%, для слабых 50–100%. Результаты определений наших и для сравне-



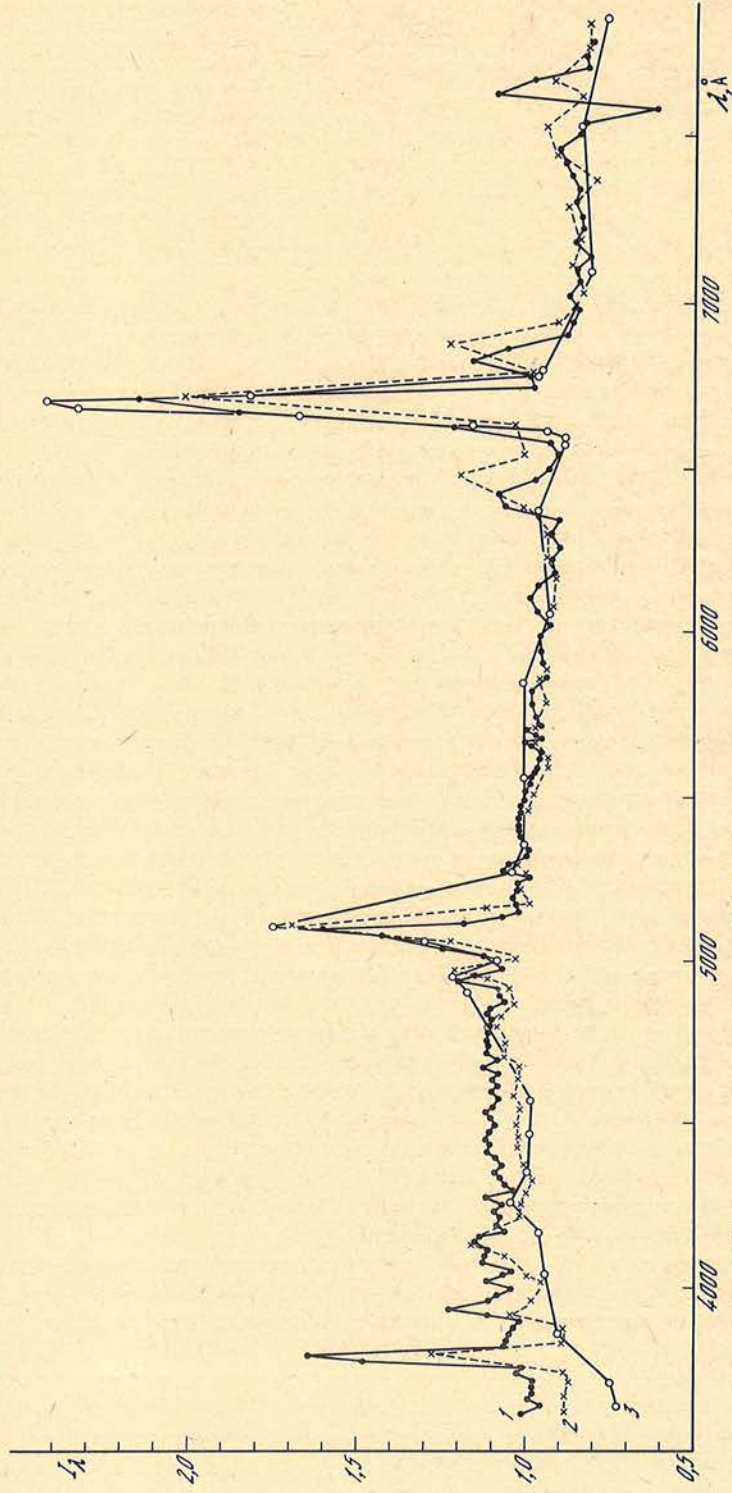


Рис. 2. Спектры излучения галактики NGC 1275 по сканерным наблюдениям различных авторов  
 Значения (B - V) приведены для диафрагмы 27" (см. текст). 1 - (B-V) = +0,56<sup>m</sup>; 2 - +0,66<sup>m</sup> [15], 3 - +0,74<sup>m</sup>



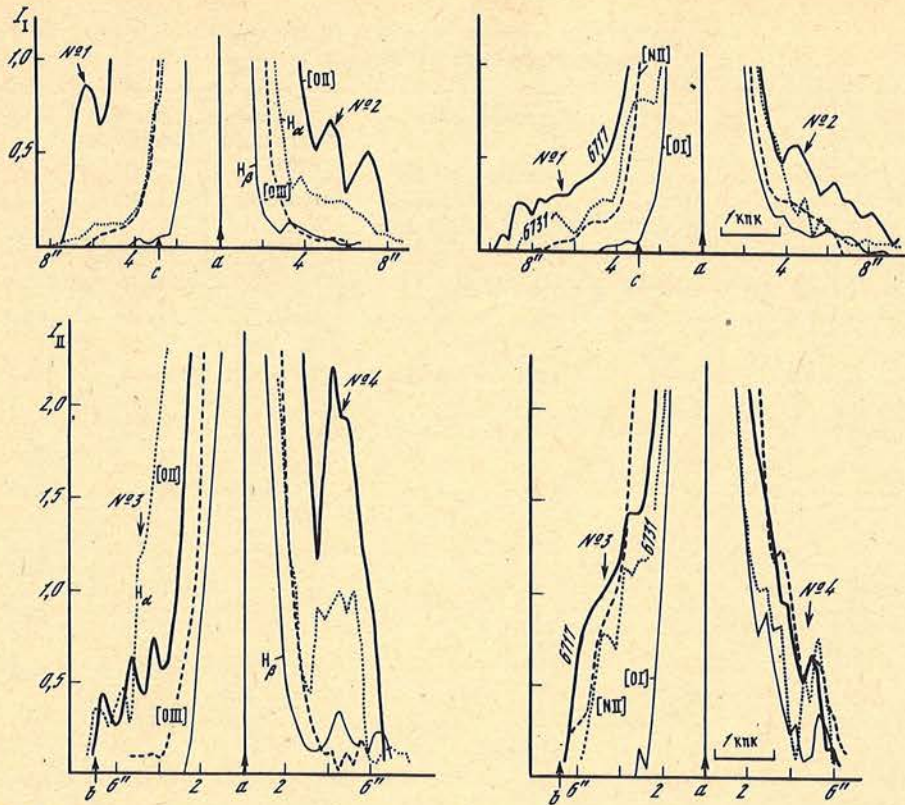


Рис. 3. Фотометрические контуры в позиционных углах I и II околоядерной области галактики NGC 1275 в спектральных линиях 3727+29 Å [O II],  $H_{\beta}$ , 5007 Å [O III], 6300 Å [O I],  $H_{\alpha}$ , 6584 Å [N II], 6717 и 6731 Å [S II]  
 а – ядро галактики, b и c – детали в околоядерной области. № 1–4 – см. текст

ния других авторов представлены в табл. 2. Интенсивности линий по отношению к  $H_{\beta}$  определены по данным для участков № 2 и 4, остальные – как среднее из четырех значений (участки № 1–4). Сравнение спектров излучения газа "низкой скорости" галактики NGC 1275 с другими (см. табл. 2) показало, что этот газ по спектру похож на Крабовидную туманность, но имеются различия: отношение  $I_{6717}/I_{6731} > 1$  (в Крабовидной  $< 1$ ), слаба линия 5007 Å [O III] по отношению и к  $H_{\beta}$ , и к дублету 3726 + 29 Å [O II]. Эти факты, характерные для спектра газа "низкой скорости", уже отмечались в [5–7].

Если предположить, что относительные интенсивности эмиссионных линий, приведенные в табл. 2, обусловлены газом одной области галактики, то можно оценить  $n_e$  газа в ней. По отношению  $I_{6717}/I_{6731}$  и данным [24] мы получили, что  $n_e \leq 50 \text{ см}^{-3}$ . Мак-Калл и др. [25] исследовали эмиссионные спектры 99 H II-областей 20 спиральных и неправильных галактик и приводят отношения интенсивностей эмиссионных линий [O II]/ $H_{\beta}$ , [O III]/ $H_{\beta}$ , [N II]/ $H_{\alpha}$ , [S II]/ $H_{\alpha}$  и др. Допуская, что для газа "низкой скорости" галактики NGC 1275 условия ионизации и возбуждения те же, что и для указанных выше H II-областей, мы сравнили полученные в [25] и нами (см. табл. 2, столбец 2) отношения интенсивностей эмиссионных линий. Результаты сравнения заставили сделать предположение, что в газе "низкой скорости" галактики NGC 1275 содержание азота и серы повышено соответственно в 20–10 раз по сравнению с нормальным [21]. Аномальный химический состав центральных областей галактик известен из ряда работ. Предполагается избыточное содержание азота в центральных областях



Таблица 2  
Относительные интенсивности эмиссионных линий  
в спектрах излучения газовых образований

$I_j/I_k$	Газ низкой скорости NGC 1275				Крабовидная туманность	Планетарные туманности	Орион
	Метик, И. Проник	Рубин и др. [6, 7]	Афанасьев, И. Проник [18]	Балик, Хекман [19]			
$I_{3727}/I_{H\beta}$	$\geq 7$		3,6	4,7–6,4	3,5–48	0,3	1,27
$I_{5007}/I_{H\beta}$	$\leq 1$	$< 1$	1,7	0,7–1,2	3,4–45	8,0	3,42
$I_{6300}/I_{H\beta}$	$\sim 1$				0,2–1,6	0,3	0,065
$I_{H\alpha}/I_{H\beta}$	$4,0 \pm 0,6$		5,5		2,5–4,1	4,0	3,5
$I_{3727}/I_{H\alpha}$	0,6–7,6				1,8–12,2	0,08	0,36
$I_{6584}/I_{H\alpha}$	$0,8 \pm 0,1$	$\leq 1$	1,1		0,17–4,7	0,38	0,16
$I_{6717+731}/I_{H\alpha}$	$\geq 1$	$\leq 1$			0,1–4,2	0,04	0,04
$I_{5007}/I_{3727}$	$< 0,2$			0,1–0,2	0,2–2,6	2,67	2,69
$I_{6717}/I_{6731}$	$> 1,3$	$> 1$			$< 1$	$< 1$	0,75

нормальных галактик [26]. Для околядерной области галактики M51 [27] отношение  $n(N)/n(O)$  в 30 раз больше, чем в туманности Ориона. Эти данные свидетельствуют о том, что найденные нами аномалии в содержании серы и азота в газе "низкой скорости" галактики NGC 1275 – случай не единственный.

Высокое отношение  $I_{H\alpha}/I_{H\beta} \approx 4$  в спектре излучения газа "низкой скорости" можно объяснить не только ударным механизмом свечения водорода, но и радиационным возбуждением, если принять, что межзвездная пыль дает поглощение  $A_V = 1,5^m$  или больше. Такое покраснение может быть обусловлено как пылью, связанной с газом "низкой скорости", так и с газом "высокой скорости". Последний, как известно, расположен между наблюдателем и галактикой NGC 1275.

Мы выражаем благодарность В.И. Пронику за полезные обсуждения, В.Т. Жоголевой, Л.И. Филатовой и Г.Н. Шарповой за подготовку рисунков к печати.

Апрель 1987 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Метик Л.П., Проник И.И. // Изв. Крым. астрофиз. общ. 1987. Т. 76. С. 80.
2. Метик Л.П., Проник И.И. // Там же. 1988. Т. 78.
3. Minkowski R. // IAU Symp. N 4 / Ed. H. van de Hulst. Cambridge Univ. Press, 1957. P. 107.
4. Lynds C.R. // Astrophys. J. 1970. Vol. 159. P. L151.
5. Burbidge E.M., Burbidge G.R. // Ibid. 1965. Vol. 142. P. 1351.
6. Rubin V., Ford W., Peterson C., Oort J. // Ibid. 1977. Vol. 211. P. 693.
7. Rubin V., Ford W., Peterson C., Lynds C. // Astrophys. J. Suppl. 1978. Vol. 37. P. 235.
8. Метик Л.П., Проник И.И. // Астрофизика. 1979. Т. 15. С. 37.
9. Афанасьев В.Л., Пимонов А.А. // Астрофиз. исслед. 1981. Т. 13. С. 76.



10. Брейдо И.И. // Изв. ГАО в Пулкове. 1964. Т. 24, вып. 1, № 177. С. 171.
11. Anderson K. // Astrophys. J. 1970. Vol. 162. P. 743.
12. Shields G., Oke J. // Publ. Astron. Soc. Pacific. 1975. Vol. 87. P. 879.
13. de Bruyn A., Sargent W. // Astron. J. 1978. Vol. 83. P. 1257.
14. Лютый В.М. // Астрон. журн. 1977. Т. 54. С. 1153.
15. Лютый В.М. // Письма в Астрон. журн. 1980. Т. 6. С. 223.
16. Страйжис В. Многоцветная фотометрия звезд. Вильнюс: Мокслас, 1977.
17. Засов А.В., Лютый В.М. // Астрон. журн. 1978. Т. 50. С. 253.
18. Афанасьев В.Л., Проник И.И. // Астрофизика. 1980. Т. 16. С. 405.
19. Valick V., Heckman T. // Astron. J. 1979. Vol. 84. P. 302.
20. Головатый В.В., Проник В.И. // Астрофизика. 1986. Т. 25. С. 57.
21. Аллен К.У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977.
22. Osterbrock D. Astrophysics of gaseous nebulae. San Francisco, 1974.
23. Johnson H. Diffuse Nebulae // Stars and Stellar Systems. 1968. Vol. 1. P. 65.
24. Носов И.В. // Астрон. цирк. 1979. № 1050. С. 1.
25. McCall M.L., Rybski P.M., Shields G.A. // Astrophys. J. Suppl. 1985. Vol. 57. P. 1.
26. Rubin V., Ford K. // Astrophys. J. 1986. Vol. 305. P. L35.
27. Ford H., Crane P., Jacoby G. et al. // Astrophys. J. 1985. Vol. 293. P. 132.

УДК 523.165

## О ВЕРОЯТНОМ ВКЛАДЕ ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ В ОБЩУЮ ГАММА-СВЕТИМОСТЬ ГАЛАКТИКИ

Б.М. Владимирский

Вклад в суммарную гамма-светимость Галактики вероятных дискретных гамма-источников: нейтронных звезд, связанных с плерионами, рентгеновских пульсаров в массивных двойных системах, миллисекундных радиопулсаров, остатков вспышек Сверхновых – оценивается путем подсчета светимости названных объектов, обнаруженных, в частности, в диапазоне сверхвысоких энергий (табл. 1). Найдено, что при  $E_\gamma \approx 10^8$  эВ дискретные источники ( $\sim 10^4$  объектов) и диффузное излучение вносят в светимость Галактики сопоставимый вклад. Для энергий  $E_\gamma > 1$  ТэВ светимость галактического диска ( $\sim 3 \cdot 10^{37}$  эрг/с) обусловлена главным образом дискретными источниками, в основном, вероятно, нейтронными звездами.

ON THE PROBABLE DISCRETE SOURCES CONTRIBUTION INTO THE TOTAL GAMMA-LUMINOSITY OF THE GALAXY, by *B.M. Vladimírsky*. – The contribution of the probable discrete sources – some types of the radiopulsars, neutron stars in massive X-ray binaries, supernova remnants – into total gamma-luminosity of the Galaxy is evaluated as a summary luminosity of the such objects. The measurements in very high energy range were taken into account (table 1). It was found that for  $E_\gamma \approx 10^8$  eV discrete sources and diffuse radiation contribute into total galactic gamma-luminosity comparable. For the region of very high energies ( $E_\gamma > 1$  TeV) gamma-luminosity of the Galaxy is basically determined by discrete sources.

Гамма-астрономические наблюдения проводятся в настоящее время аппаратурой с относительно низким угловым разрешением. По этой причине оценки соотношения между диффузным галактическим гамма-излучением и суммарной светимостью дискретных гамма-источников, имеющиеся в литературе, довольно разноречивы. Некоторые авторы (например, [1]) придерживаются, в частности, крайней точки зрения, согласно которой вклад дискретных источников в гамма-излучение Галактики для энергий  $E_\gamma \approx 10^8$  эВ пренебрежимо мал ( $\sim 10\%$ ). Такое заключение основано главным образом на существовании корреляции между наблюдаемой интенсивностью гамма-излучения и количеством межзвездного водорода в данном направлении.

Подобная аргументация представляется не вполне убедительной, поскольку вероятные гамма-источники (либо их значительная доля) имеют пространственное распределение, видимо аналогичное распределению атомарного и молекулярного водорода. Вывод о преобладании диффузного компонента гамма-излучения не согласуется и с некоторыми известными наблюдательными данными. Например, сравнение долготных профилей интенсивности, полученных спутниками SAS II и COS B, обнаружива-



ет существенные различия [2], что в некоторых интервалах долгот можно отнести за счет реальных временных вариаций интенсивности. Если в Галактике преобладает диффузное излучение, трудно понять, почему наблюдаются различия в его спектральном составе для разных интервалов галактических долгот (вариации "кolor-индекса" [3]). Для некоторых галактических долгот широтный профиль интенсивности в диффузной модели не удается удовлетворительным образом согласовать с наблюдениями — межзвездный водород имеет относительно малую шкалу высот над галактической плоскостью. В общем анализ данных измерений, проведенных в относительно узком спектральном диапазоне ( $E_\gamma \approx 5 \cdot 10^7 \div 5 \cdot 10^9$  эВ) пока, видимо, не позволяет сделать однозначный вывод по рассматриваемому вопросу.

В связи с этим соотношение между диффузным гамма-излучением и вкладом дискретных источников рассматривается ниже для диапазона сверхвысоких энергий ( $E_\gamma \geq 1$  ТэВ). При этом вероятная суммарная гамма-светимость дискретных источников в Галактике оценивается исходя из независимой астрофизической информации. Обзор данных измерений в указанном диапазоне содержится, например, в [4].

### 1. Основные типы источников и их параметры

Из совокупности наблюдательных данных следует, что важнейшими дискретными источниками  $\gamma$ -излучения в Галактике являются нейтронные звезды. В настоящее время можно выделить по меньшей мере четыре типа астрофизических объектов такого рода. Их основные свойства кратко суммированы ниже.

1. "Молодые" радиопульсары, связанные с остатками вспышек сверхновых II типа (плерионами). Типичные представители таких объектов — пульсары PSR 0531 + 21; PSR 0833—45. После того как остаток Сверхновой делается ненаблюдаемым, соответствующие нейтронные звезды могут быть выделены из наблюдаемой популяции радиопульсаров по некоторым радиоастрономическим признакам [5]. Они образуют плоскую подсистему ( $\bar{z} = 0,2$  кпк) и располагаются в спиральных рукавах [6].

Если предполагать, что их эмиссия  $E_\gamma \approx 10^8$  эВ — "изгибное" излучение, то светимость  $L_\gamma$  связана с периодом  $P$  известным соотношением  $L_\gamma \propto P^{-1,7}$ . Из "восходящей" ветви распределения таких пульсаров по периодам [5] можно найти, что число объектов  $N$  пропорционально  $P^{1,5}$ , откуда следует, что функция светимости  $N(L_\gamma) \propto L_\gamma^{-0,9}$ . Это позволяет оценить среднее значение светимости, приведенное ниже (можно обратить внимание на то, что оно лишь вдвое выше светимости пульсара PSR 0833—45 с возрастом  $\sim 10^4$  лет). Суммарная светимость источников данного типа будет произведением средней гамма-светимости на общее их число в Галактике, которое равно скорости образования этих объектов, умноженное на время их жизни как  $\gamma$ -источников. Для оценок можно принять "стандартную" скорость образования плерионов  $2 \cdot 10^{-2}$  год $^{-1}$ , а в качестве времени жизни — возраст самого "старого" плериона ( $W 28, 6 \cdot 10^4$  лет). Эта последняя величина является, скорее всего, минимальной, так как эмиссия в гамма-диапазоне продолжается и после того, как феномен плериона перестает наблюдаться (пульсары рассматриваемого типа с рентгеновскими ореолами). Спектр гамма-излучения рассматриваемых объектов простирается в область сверхвысоких энергий с показателем  $2,0 \pm 0,5$ .

2. Около  $2/3$  наблюдаемой популяции радиопульсаров прошли, вероятно, стадию аккреции в двойных системах [5]. Эти объекты имеют относительно слабые магнитные поля, их периоды  $P \gtrsim 0,5$  с, и они являются, видимо, очень слабыми гамма-источниками. Исключениями могут быть пульсары, получившие при аккреции большой момент и обладающие периодами порядка миллисекунд (PSR 1953 + 29; PSR 1937 + 21). Их общее число в Галактике составляет, вероятно, около  $10^3$  [7]). Как гамма-источники они надежно обнаружены только в области сверхвысоких энергий (PSR 1953 + 29 совпадает с дискретным источником 2C G065 + 0). Оценка светимости в данном случае возможна, конечно, только по порядку величины, ибо неясно, насколько упомянутые объекты представительны для всей группы.



Т а б л и ц а 1  
Вероятное число гамма-источников различных типов  
в Галактике и их гамма-светимость

Тип $\gamma$ -источника	Типичные представители	Общее число в Галактике	Средняя или типичная светимость, эрг/с		Общая светимость в Галактике, эрг/с	
			$\geq 10^8$ эВ	$\geq 10^{12}$ эВ	$\geq 10^8$ эВ	$\geq 10^{12}$ эВ
<b>Нейтронные звезды</b>						
Пульсары, связанные с плерионами	PSR 0833-45	$1,2 \cdot 10^3$	$9 \cdot 10^{34}$	$10^{34}$	$1,1 \cdot 10^{38}$	$10^{37}$
	PSR 1802-23					
Массивные двойные рентгеновские системы	Vella X-1	$2 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^{34}$	$10^{34}$	$10^{38}$	$10^{37}$
	4U 0115+63					
Миллисекундные пульсары	PSR 1953+29	$10^3$	$2 \cdot 10^{35}$	$10^{35}$	$2 \cdot 10^{38}$	$10^{38}$
	PSR 1937+21					
Пульсары в стадии "пропеллера"	Cyг X-3?	10	$2 \cdot 10^{36}$	$10^{36}$	$2 \cdot 10^{37}$	$10^{37}$
<b>Остатки Сверхновых</b>						
SNR, тип I	Loop I	$8 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^{33}$	—	$5 \cdot 10^{37}$	—
SNR, тип II	Крабовидная туманность	$10^3$	$10^{35}$	—	$10^{38}$	—
	3C 58					
	CTB 80					

3. В ходе наблюдений последних лет найдено, что по меньшей мере пять двойных рентгеновских систем, имеющих в качестве одного из компонентов нейтронную звезду, являются гамма-источниками в области сверхвысоких энергий  $E_\gamma > 1$  ТэВ [4]. Только в одном случае — для системы 4U 0115 + 63 — имеется указание на наличие излучения в области меньших энергии  $E_\gamma \approx 10^8$  эВ. Имеется в виду источник, обнаруженный при повторной обработке наблюдений SAS II [1], — SG 125.3-0.4, найденный при сверхвысокой энергии как объект Cas  $\gamma$ -1 [8]. Все эти объекты являются массивными двойными системами. Оценка числа объектов в Галактике основана на данных [9] и учитывает их долю, обнаруженную в гамма-измерениях ( $\sim 20\%$ ) по отношению к общему числу наблюдаемых объектов. Некоторые из массивных рентгеновских систем в гамма-диапазоне не наблюдались, поэтому получаемая таким образом оценка, вероятно, минимальная величина. Пространственное распределение рассматриваемых источников должно быть аналогичным распределению пульсаров с миллисекундными периодами, с характерной полушириной диска  $\bar{z} \approx 0,4$  кпк.

4. Широко известный источник Cyг X-3 по ряду особенностей не может быть отнесен к предыдущему типу массивных рентгеновских систем. Например, открытый в этой двойной системе период пульсара 12,6 мс (обзор соответствующих измерений см. в [10]) далек от равновесного — не укладывается в корреляционную зависимость [11] "орбитальный период—период вращения нейтронной звезды". Можно предположить, что пульсар в этой системе находится в стадии "пропеллера". Время жизни системы в таком режиме не превышает  $\sim 10^4$  лет [12], так что подобных объектов в Галактике должно наблюдаться очень немного. Соответствующие подсчеты дают довольно неопределенные результаты. Поэтому для оценки общего числа источников, аналогичных Cyг X-3, принята величина  $\sim 10$ , полученная в [13] в предположении, что все такие объекты имеют одинаковую светимость.

К перечисленным типам гамма-источников должен быть добавлен еще один класс объектов — собственно остатки вспышек Сверхновых, где гамма-излучение генерируется либо в оболочке (Сверхновые I типа), либо в некотором объеме вокруг пульсара



(Сверхновые II типа). Если известные сейчас остатки Сверхновых являются типичными гамма-источниками (Крабовидная туманность, Loop I), то они вносят определенный вклад в суммарное излучение Галактики только в области энергий  $E_\gamma \approx 10^8$  эВ, так как имеют относительно большие показатели спектра  $\sim 2,5$ .

Оценки суммарных светимостей для всех перечисленных типов объектов сведены в табл. 1. Если не считать плерионов, их точность — порядок величины. Полная светимость всех источников табл. 1 в Галактике для  $E_\gamma \approx 10^8$  эВ близка к  $6 \cdot 10^{38}$  эрг/с. Эту величину следует сравнить с интегральной гамма-светимостью Галактики для указанной энергии  $(7 \pm 2) \cdot 10^{38}$  эрг/с. Как видно, диффузное излучение и дискретные источники вносят в светимость Галактики сопоставимый вклад. Общий вклад дискретных источников табл. 1 может быть даже занижен — не только из-за использования при оценках минимальных значений некоторых параметров, но и по той причине, что определенные типы источников могут пока оставаться необнаружимыми в гамма-измерениях. Не исключено, например, что гамма-источниками  $E_\gamma \approx 10^8$  эВ могут оказаться некоторые звезды Вольф-Райе [14]. Можно обратить внимание также и на то, что в табл. 1 разные типы источников вносят в суммарную светимость примерно равный вклад. Маловероятно, чтобы ошибки в оценках светимости источников разных типов имели один и тот же знак.

## 2. О возможной природе спектра свечения галактического диска при энергиях $\geq 1$ ТэВ

Нейтронные звезды, гамма-источники табл. 1, обладают тем свойством, что их спектр  $\gamma$ -излучения простирается до  $\sim 1$  ТэВ и в некоторых случаях до еще более высоких энергий. Значения для интегральных показателей спектра некоторых объектов представлены в табл. 2. Они подсчитаны на основании данных об измеренных потоках, имеющихся в литературе. Как видно, для  $E_\gamma > 1$  ТэВ показатели довольно низкие,  $(\alpha + 1) \leq 1,0$ .

Если подобных источников в Галактике много и их спектры гамма-излучения действительно такие "пологие", для энергий  $E_\gamma \gtrsim 1$  ТэВ также должно наблюдаться свечение галактического диска. Спектр этого излучения должен быть "средним" спектром источников, получающимся в результате их суперпозиции (так как источники разных типов имеют разные средние  $z$ , показатель "среднего" спектра должен зависеть от галактической широты). Все известные к настоящему времени результаты измерений излучения галактической плоскости для энергий порядка  $\geq 1$  ТэВ нанесены на график рисунка.

Излучение галактической плоскости в рассматриваемой области энергий было обнаружено первоначально по эффекту понижения интенсивности ("темная полоса"), наблюдаемому вдоль галактического экватора [15]. Насколько можно судить, угловая ширина полосы повышенной яркости не превышает  $|b| \approx 10^\circ$ . Интенсивность избыточного излучения галактического диска можно измерять величиной амплитуды в точке понижения интенсивности (в "темной полосе", галактические широты  $|b| \leq 1,5^\circ$ ). Значение упомянутой величины депрессии интенсивности варьирует с изменением галактической долготы. Точка "CrAO" является средней для нескольких долгот, полученной в результате анализа большого массива наблюдений [16]. Точки, соответствующие данным, полученным в более поздних измерениях, нанесены на рисунке со значительной (множитель  $\sim 3$ ) погрешностью. Неопределенность возникает из-за слишком короткого интервала сканирования, что не позволяет однозначно подсчитать эквивалентную амплитуду увеличения интенсивности. Почти все точки относятся к одной долготе  $l \approx 80^\circ$ . Данные измерений смитсоновского обзора [17] (точка И) следует рассматривать по техническим причинам как верхний предел. В том, что в области галактической плоскости вообще имеется избыточное излучение, все данные (исключая, возможно, [9]) хорошо согласуются. Замечательно, что наиболее надежная и представительная точка ("CrAO", среднее по нескольким долготам) ложится на продолжение спектра  $E^{-1}$ , полученное из измерений COS B (точка на рисунке  $E_\gamma = 10^8$  эВ — пересчитанное

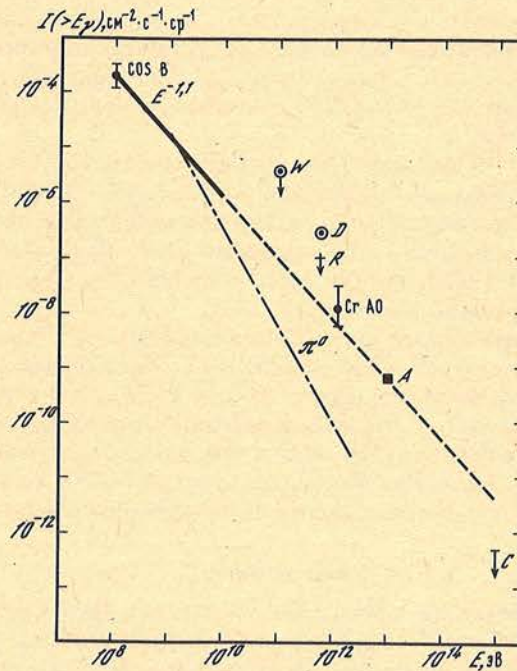


Таблица 2  
Спектральные показатели некоторых гамма-источников

Источник	$E_\gamma = 10^8 \div$ $\div 10^{12}$ эВ	$E_\gamma = 10^{12} \div$ $\div 10^{15}$ эВ	Источник	$E_\gamma = 10^8 \div$ $\div 10^{12}$ эВ	$E_\gamma = 10^{12} \div$ $\div 10^{15}$ эВ
	$\alpha + 1$	$\alpha + 1$		$\alpha + 1$	$\alpha + 1$
PSR 0531 + 21 (Крабовидная туманность)	1,3	0,6	PSR 0833-45	2,2	-
Суд X=3	-	0,7	Her X=1	-	0,6
			Vela X=1	-	10
			Geminga	1,5	-

средневзвешенное значение по всем долготам в диапазоне галактической широты  $\pm 10^\circ$ ).

Если в диапазоне  $10^9 - 10^{12}$  эВ спектр описывается одним законом, то естественно предположение о том, что происхождение этого излучения обусловлено в основном какой-то одной причиной. Какова его вероятная природа? Очевидно, генерация излучения не может быть обусловлена взаимодействием космических лучей с межзвездным водородом: спектр, связанный с  $\pi^0$ -распадом, более крутой (на рисунке линия " $\pi^0$ " нанесена в предположении, что при  $E_\gamma = 10^9$  эВ гамма-излучение полностью обусловлено этим процессом). По той же причине исключается предположение о тормозной природе этого излучения. Наблюдаемый наклон спектра довольно точно соответствует излучению, образуемому при обратном комптоновском рассеянии электронов соответствующей



Свечение галактического диска в области сверхвысоких энергий

По оси ординат — интенсивность для диапазона галактических широт  $|b| < 10^\circ$ ; по оси абсцисс — энергия  $E$ . Сплошная линия — спектр, полученный на спутнике COS B, точка для  $E_\gamma = 10^8$  эВ — среднее по всем галактическим долготам. Спектр гамма-излучения, обусловленный распадом  $\pi^0$ -мезонов, нанесен в предположении, что при  $E_\gamma = 10^9$  эВ вся интенсивность обусловлена действием только этого механизма генерации гамма-квантов. Точки нанесены согласно литературным источникам: W — [17], D — [18], R — [19], CrAO — [15], A — [20], C — [21]



энергии: показатель энергетического спектра электронов при энергии  $\sim 1$  ТэВ составляет  $\alpha = 3,0$ , что приводит к интегральному показателю гамма-излучения  $-(\alpha + 1) / 2 + 1 = -1,0$ . В предположении, что излучение галактического диска при рассматриваемой энергии именно комптоновского происхождения, удастся объяснить наличие "темной полосы" вдоль галактического экватора [16]. Однако гипотеза о том, что излучение целиком и полностью обусловлено комптоновским рассеянием, сталкивается с трудностью, суть которой состоит в следующем: при энергиях, заметно больших 1 ТэВ ( $E_\gamma > 10$  ТэВ), комптоновское излучение должно увеличивать крутизну спектра. Это обусловлено двумя причинами:

1) изменением характера взаимодействия электрона с полем излучения — переход от томсоновского сечения к Klein-Нишинскому ( $(\alpha + 1) / 2 \rightarrow \alpha$ );

2) уменьшением концентрации релятивистских электронов в связи с уменьшением их пробега из-за возрастания синхротронных потерь в межзвездном магнитном поле (при "стандартных" значениях напряженности магнитного поля  $4 \cdot 10^{-6}$  Гс и диффузионного коэффициента  $10^{29}$  см<sup>2</sup> · с<sup>-1</sup> пробег электрона с энергией 100 ТэВ составляет всего 42 пк, что много меньше среднего расстояния между источниками).

Между тем спектр гамма-излучения галактического диска, видимо, продолжается с тем же показателем  $\alpha \approx 1,0$  до энергий  $\sim 100$  ТэВ. Во всяком случае присутствие гамма-излучения галактического диска при указанной энергии позволяет полностью объяснить анизотропию космического излучения [20]. На рисунке точка А соответствует интенсивности гамма-излучения, которую необходимо принять для объяснения упомянутой анизотропии (сама идея о возможности объяснения анизотропии гамма-излучением была высказана Вдовчиком и Вольфендейлом [21]). Конечно, если существуют другие реальные механизмы возникновения анизотропии (с теми же параметрами), отмеченное значение интенсивности должно рассматриваться как верхний предел. Если же эта оценка соответствует реальной интенсивности, то необходимо заключить, что для  $E_\gamma > 1$  ТэВ наряду с комптоновским излучением присутствует еще компонент, обусловленный дискретными источниками, причем интенсивности обоих составляющих излучения примерно одинаковы. При  $E_\gamma \approx 100$  ТэВ излучение, вероятно, полностью обусловлено дискретными источниками.

Интересно отметить, что при еще более высоких энергиях  $E_\gamma \approx 10^{15}$  эВ свечение диска, видимо, не обнаруживается (предел для этих энергий — точка С нанесена согласно [22]). Увеличение интенсивности гамма-излучения в области галактического экватора для  $E_\gamma \approx 10^{15}$  эВ, обусловленного дискретными источниками, и не должно, конечно, наблюдаться, поскольку пробег таких фотонов при их взаимодействии с полем излучения межзвездной среды составляет  $\sim 6$  кпк.

Если излучение галактического диска в диапазоне  $10^9 - 10^{12}$  эВ описывается единым спектром  $\alpha + 1 \approx 1,0$ , нетрудно найти суммарное свечение Галактики в области сверхвысоких энергий. Путем экстраполяции получаем  $L_G(E_\gamma \geq 1 \text{ ТэВ}) \approx 3 \cdot 10^{37}$  эрг/с.

В последней колонке табл. 1 приведены оценки светимостей рассмотренных выше типов дискретных источников при таких энергиях. Их суммарная светимость в Галактике  $\sim 1,3 \cdot 10^{38}$  эрг/с. Как видно, для энергий  $E_\gamma > 1$  ТэВ свечение Галактики может быть в принципе полностью объяснено излучением дискретных источников.

### Заключение

Измерения гамма-излучения, проведенные в относительно узком спектральном интервале  $E_\gamma \approx 5 \cdot 10^7 \div 3 \cdot 10^9$  эВ аппаратурой с низким угловым разрешением, не позволяют сделать однозначный вывод о вкладе дискретных источников в суммарную гамма-светимость Галактики. Анализ данных наблюдений в области сверхвысоких энергий  $E_\gamma > 1$  ТэВ позволяет, однако, заключить, что вклад дискретных источников в гамма-излучение Галактики при  $E_\gamma \approx 10^8$  эВ не может быть пренебрежимо мал. В Галактике существует около  $10^4$  гамма-источников. При указанной энергии их вклад в интегральную светимость Галактики сопоставим с диффузным излучением. С увеличением



энергии вклад дискретных источников в гамма-излучение галактического диска возрастает. При энергиях порядка 10 ТэВ свечение галактического диска, вероятно, полностью определяется дискретными источниками.

Автор признателен сотрудникам Лаборатории высоких энергий КАО за критические замечания.

Май. 1987 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Houston B.P., Wolfendale A.W.* // *Astron. and Astrophys.* 1983. Vol. 126. P. 22.
2. *Mayer-Hasselwander H.A.* // *Space Sci. Rev.* 1983. Vol. 36. P. 223.
3. *Mayer-Hasselwander H.A.* // *Kinematics, dynamics and structure of the Milky Way.* Dordrecht: Reidel Publ. Co., 1983. P. 223.
4. *Protheroe R.J.* // *Proc. Astron. Soc. Australia.* 1986. Vol. 6, N 3. P. 280.
5. *Владимирский Б.М.* // *Изв. Крым. астрофиз. обс.* 1988. Т. 78.
6. *Владимирский Б.М.* // *Там же.* 1985. Т. 72. С. 125.
7. *Van den Heuvel E.P.J., van Paradijs J.A., Tamm R.E.* // *Nature.* 1986. Vol. 322. P. 153.
8. *Владимирский Б.М., Зыскин Ю.Л., Нешпор Ю.И.* и др. // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1984. Т. 48. С. 2078.
9. *Candy B.N., Blair D.G.* // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1983. Vol. 205. P. 281.
10. *Watson A.A.* // *Rapporteur Paper on Cyg X-3 Workshop on High-energy gamma-ray astronomy.* Durham, 11–15.08 1986 (preprint).
11. *Corbet R.H.D.* // *Astron. and Astrophys.* 1984. Vol. 141. P. 91.
12. *van den Heuvel E.P.J.* // *Accretion driven stellar X-ray Sources.* Cambr.: Univ. Press, 1983. P. 303.
13. *Bhat C.L., Kifune T., Wolfendale A.W.* // *Astron. and Astrophys.* 1986. Vol. 159, N1/2P. 299–304.
14. *Pollock A.M.* // *Ibid.* 1987. Vol. 171. P. 135.
15. *Fomin V.P., Vladimirovsky B.M., Stepanian A.A.* // *Proc. 17th Intern. Conf. Cosmic. Ray.* Plovdiv. 1977. Vol. 1. P. 12.
16. *Фомин В.П.* // *Астрофизика.* 1979. Т. 15. С. 97.
17. *Weekes T.C., Helmken H.F., Grindlay J.E.* // *Proc. the 16th Intern. Conf. Cosmic Ray.* Kyoto. 1979. Vol. 1. P. 132.
18. *Dowthwaite J.C., Harrison A.B., Kirkman I.W.* et al. – *Astron. and Astrophys.* 1985. Vol. 142. P. 55.
19. *Reinolds P.T., Cawley M.F., Fegan D.J.* et al. // *Proc. NATO Workshop VHE gamma-ray astron. and related Phenomena,* Durham, 1986 (preprint).
20. *Alekeenko V.V., Navarra G.* // *Lett. Nuovo Cim.* 1985. Vol. 42. P. 321.
21. *Clay R.W., Protheroe R.J., Gerhardy P.R.* // *Nature.* 1984. Vol. 309. P. 687.
22. *Wdowczyk J., Wolfendale A.W.* // *Nature.* 1983. Vol. 305. P. 609.

УДК 523.98/94

### ИЗМЕНЕНИЯ ОРИЕНТАЦИИ И ВЕЛИЧИНЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ИХ РОЛЬ В ФОРМИРОВАНИИ ТОКОВЫХ СТРУКТУР

В.И. Абраменко, С.И. Гопасюк

Обосновано представление вертикальной составляющей электрического тока на Солнце в виде слагаемых. Первое слагаемое, обусловленное поворотом вектора потенциального поперечного поля, лучше других определяет структуру истинного тока (коэффициент корреляции 0,5–0,7). Однако величина тока, определяемая этим слагаемым, может быть завышенной примерно в 2 раза. Различие уменьшается по мере увеличения роли в структуре тока второго слагаемого, связанного с изменением длины вектора поперечного магнитного поля.

Представление тока в виде слагаемых позволяет получить информацию о том, когда и какие процессы являются доминирующими. Это открывает новые возможности в исследовании динамических процессов на Солнце, приводящих к повороту вектора поперечного магнитного поля и изменению его длины.

CHANGES OF THE MAGNETIC FIELD ORIENTATION AND VALUE; THEIR ROLE IN THE FORMATION OF CURRENT STRUCTURES, by *V.I. Abramenko, S.I. Gopasyuk.* – It has been substantiated, that the vertical component of the electric current of the Sun might be displayed as a pattern of items. The first one, determined by a turnoff of the potential transverse field vector fits the structure of



a real current (the correlation coefficient is 0.5–0.7). But the value of the current being determined by this item, might be overestimated by a factor of 2. The difference decreases with the increase of the role of the second item, which is determined by the changes of the length of the transverse field vector.

The current being displayed as a pattern of items permits us to obtain the information about particular processes dominating in the formation of current structures. It provides us with the advanced possibilities to investigate the dynamical processes on the Sun, leading to the turnoff of the transverse magnetic field vector and the changes of its length.

Движения плазмы в конвективной зоне Солнца создают вращения магнитных трубок — пятен и их относительные перемещения. С ними связаны изменения структуры магнитного поля активных областей (АО) [1]. Всякое изменение структуры поля непременно сопровождается либо появлением, либо изменением электрических токов.

Присутствие электрических токов в атмосфере Солнца впервые было обосновано вычислениями их по наблюдениям поперечных магнитных полей в одиночных пятнах [2]. В последующем эти исследования были продолжены в [3–6], в том числе и в сложных АО.

Здесь нами проведено исследование влияния различных видов изменений магнитных полей на структуру электрических токов.

### 1. Представление тока в виде слагаемых

Предлагаемая нами возможность получения информации о вкладах различных видов изменений магнитного поля в вертикальный ток вытекает из представления его в виде циркуляции вектора поперечного поля  $\mathbf{H}_\perp$  по замкнутому контуру  $L$ :

$$j_z = \frac{c}{4\pi} \frac{1}{S} \oint_L \mathbf{H}_\perp \cdot d\mathbf{r} = \frac{c}{4\pi S} \oint_L (H_x dx + H_y dy), \quad (1)$$

где  $S$  — площадь, охваченная контуром  $L$ .

В активной области магнитное поле не является потенциальным [7]. Величина  $\mathbf{H}_\perp$  и азимут  $\alpha$  наблюдаемого поперечного поля отличаются от величины  $H_\perp^0$  и азимута  $\alpha_0$  потенциального поля, вычисленного по вертикальной составляющей  $H_z$  на основании решения задачи Неймана. Взаимное расположение векторов  $\mathbf{H}_\perp$  и  $\mathbf{H}_\perp^0$  в некоторой точке на поверхности Солнца показано на рис. 1. Переход от вектора потенциального поля к вектору наблюдаемого можно представить как изменение длины потенциального вектора

$$H_\perp = H_\perp^0 + \Delta H_\perp \quad (2)$$

и затем поворот его на угол  $\Delta\alpha$ :

$$\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha. \quad (3)$$

Подробные карты  $\Delta H_\perp$  и  $\Delta\alpha$ , показывающие отличия потенциального поля от наблюдаемого в активных областях, приведены в [7].

На основании рис. 1 имеем

$$H_x = H_\perp \cos \alpha = H_\perp \cos (\alpha_0 + \Delta\alpha), \quad (4)$$

$$H_y = H_\perp \sin \alpha = H_\perp \sin (\alpha_0 + \Delta\alpha).$$

После подстановки (2) и (4) в (1) получаем выражение для плотности тока  $j$  (знак  $z$  в дальнейшем опускаем) в виде двух слагаемых:

$$j = j_1 + j_2,$$

где

$$j_1 = \frac{c}{4\pi S} \oint_L (H_\perp^0 \cos \alpha dx + H_\perp^0 \sin \alpha dy), \quad (5)$$



$$j_2 = \frac{c}{4\pi S} \oint_L (\Delta H_{\perp} \cos \alpha \, dx + \Delta H_{\perp} \sin \alpha \, dy). \quad (6)$$

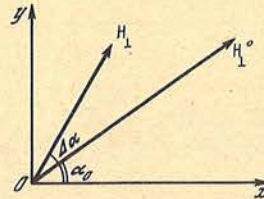
При  $\alpha = \alpha_0$  первое слагаемое  $j_1$  обращается в нуль, так как потенциальное поле бестоковое. Следовательно, первое слагаемое  $j_1$  определяет структуру электрического тока, связанного только с поворотом вектора потенциального поля.

Второе слагаемое  $j_2$  связано в первую очередь с приращением длины вектора потенциального поля на величину  $\Delta H_{\perp}$ . Оно обращается в нуль только тогда, когда  $\Delta H_{\perp} = 0$ . Однако  $j_2 \neq 0$  даже в том случае, когда направление обоих векторов  $\mathbf{H}_{\perp}$  и  $\mathbf{H}_{\perp}^0$  совпадает ( $\Delta \alpha = 0$ ). Эта часть плотности тока равна

$$j_3 = \frac{c}{4\pi S} \oint_L (\Delta H_{\perp} \cos \alpha_0 \, dx + \Delta H_{\perp} \sin \alpha_0 \, dy). \quad (7)$$

Она зависит только от  $\Delta H_{\perp}$  — приращения длины вектора потенциального поля. Таким образом, второе слагаемое  $j_2$  обусловлено не только изменением длины вектора  $\mathbf{H}_{\perp}^0$ ,

Рис. 1. Взаимное расположение векторов наблюдаемого  $\mathbf{H}_{\perp}$  и потенциального  $\mathbf{H}_{\perp}^0$  поперечного магнитного поля



но и поворотом его приращения. Ток, связанный с процессом поворота приращения длины вектора  $\mathbf{H}_{\perp}^0$ , определяется разностью выражений (6) и (7):

$$j_4 = j_2 - j_3. \quad (8)$$

Следовательно, плотность результирующего вертикального тока можно представить через вектор потенциального поля (его приращение и поворот) в виде трех слагаемых:

$$j = j_1 + j_3 + j_4. \quad (9)$$

Полученное представление плотности тока позволяет определить вклад каждого слагаемого, т.е. процесса поворота и изменения длины вектора поля, в величину и структуру результирующего тока.

## 2. Результаты

Для установления соотношений между слагаемыми результирующего тока и самим током нами были взяты наблюдения полного вектора магнитного поля двух активных областей: 08–14.06 1969 г. и 21–26.10 1968 г. В отдельные дни было по две-три серии измерений. Запись поля проводилась по линии Fe I  $\lambda 5250,2 \text{ \AA}$  на вектор-магнитографе КАО в режиме одновременной регистрации всех компонентов [8]. Результаты обработки наблюдений магнитного поля были представлены в системе координат, ось которой совпадает с нормалью к поверхности Солнца. Описание активных областей, данные наблюдений магнитного поля и методы их обработки приведены в [9–11].

По каждой записи поля на основании выражений (1), (5)–(8) были вычислены  $j, j_1, j_2, j_3$  и  $j_4$ .

Результаты сложения плотностей токов  $j_1, j_3$  и  $j_4$  полностью воспроизводят структуру и величину результирующего тока  $j$ , вычисленного непосредственно по данным наблюдений поперечного поля. Это явилось подтверждением правильности представления результирующего тока в виде слагаемых (5), (7), (8).

Примеры карт этих токов приведены на рис. 2. Анализ карт показал, что структура слагаемого  $j_1$ , как правило, наиболее близко соответствует структуре результирующего тока  $j$ . Структуры этих токов наиболее крупномасштабны. Слагаемые  $j_2, j_3, j_4$ ,



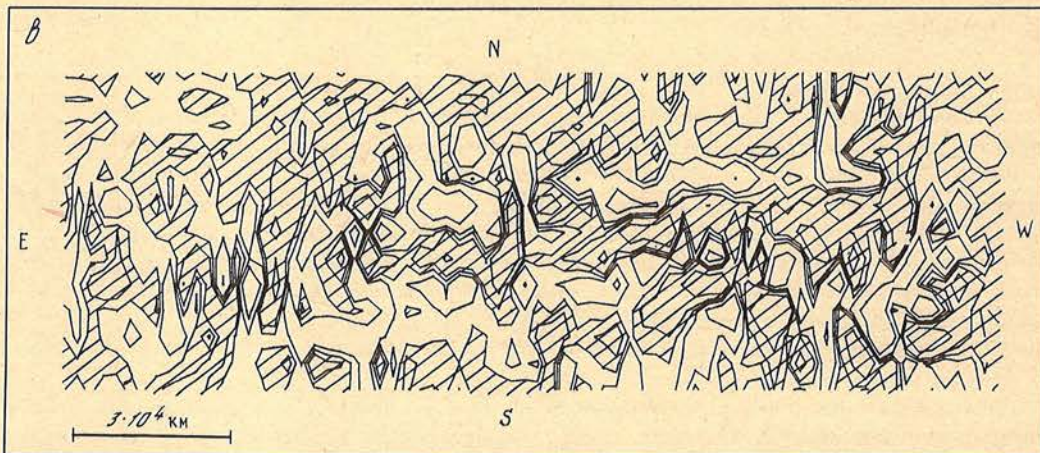
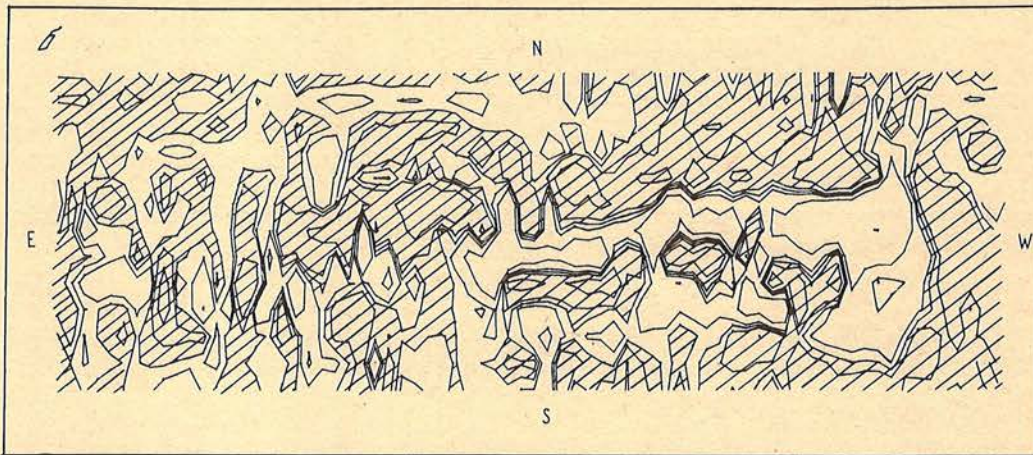
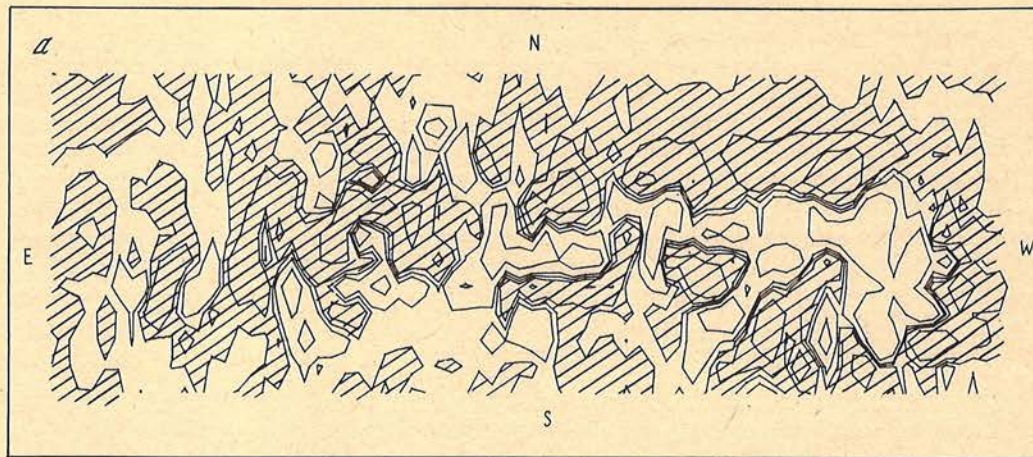


Рис. 2. Структура плотности результирующего вертикального электрического тока  $j$  (а) и его составляющих  $j_1$  (б),  $j_2$  (в),  $j_3$  (г),  $j_4$  (д) в активной области 10.06 1969 г. Области тока, направленного вниз, заштрихованы. Внутри областей изолинии проведены через 2500 и 10 000 А/км<sup>2</sup>



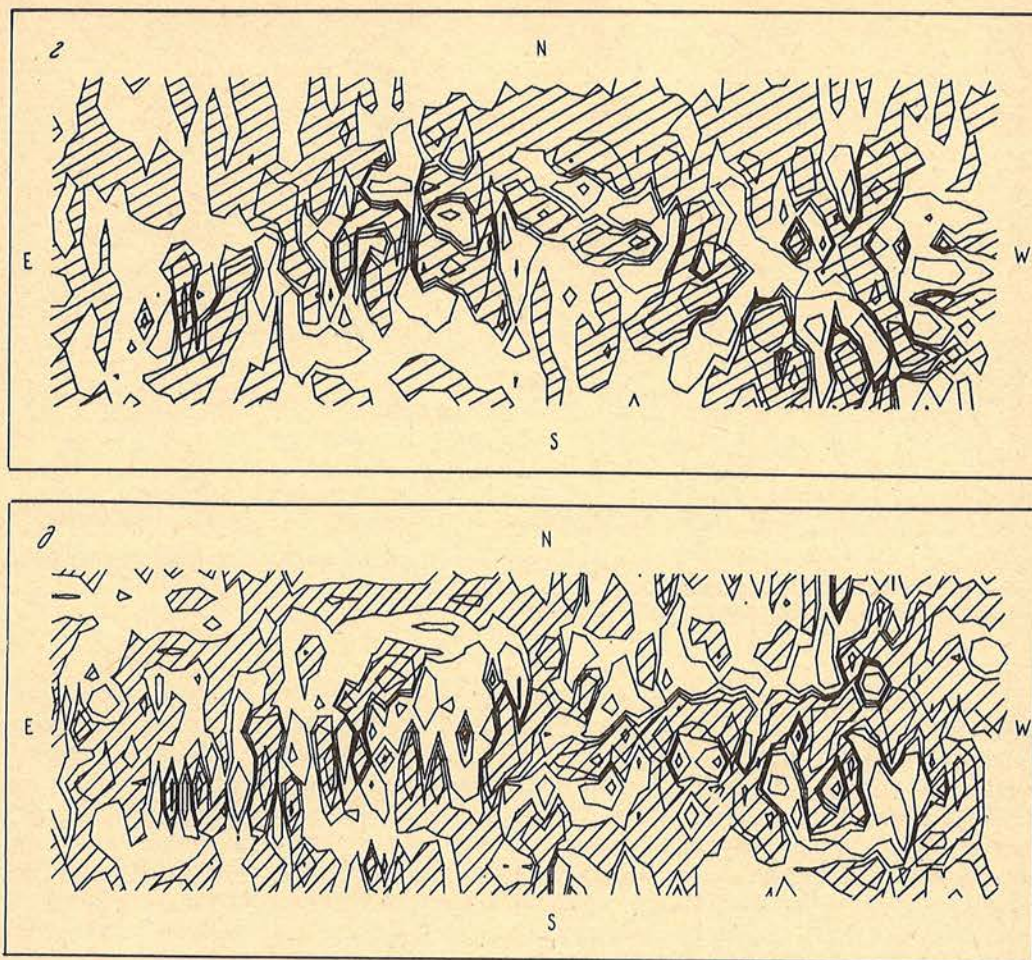


Рис. 2 (окончание)

связанные с изменением длины вектора  $\mathbf{H}_1^0$ , более мелкомасштабны. Величина плотности токов  $j_1, j_2, j_3$  часто превосходит плотность результирующего тока  $j$ . Однако максимальные значения плотностей слагаемых приходятся на разные места АО. На основании данных о  $j, j_1, j_2, j_3$  и  $j_4$  были вычислены суммарные по АО положительный (направленный вверх) и отдельно отрицательный токи  $I(\pm), I_1(\pm), I_2(\pm), I_3(\pm), I_4(\pm)$ . Оказалось, что различие между токами встречных направлений не превосходило 4%. Поэтому на рис. 3 приведены данные лишь для токов, направленных вниз, и знак (-) опущен. Суммарные площади, занятые токами встречных направлений, близки по величине, вследствие чего средние по площади АО плотности этих токов показывают такой же ход.

Слагаемые результирующего тока по величине всегда одного порядка (см. рис. 3), и ни одним из них нельзя пренебречь. Это означает, что вклады в величину результирующего тока поворота и изменения длины вектора потенциального поля равноценны. Следует отметить, что арифметическая сумма слагаемых не совпадает с величиной результирующего тока. Это обусловлено интерференцией слагаемых токов разных знаков. В одних местах АО поворот и изменение длины вектора поля  $\mathbf{H}_1^0$  действуют так, что плотность результирующего тока усиливается, а в других, наоборот, ослабевает.

Как следует из рис. 3, для обеих АО, как правило, самым большим является слагае-



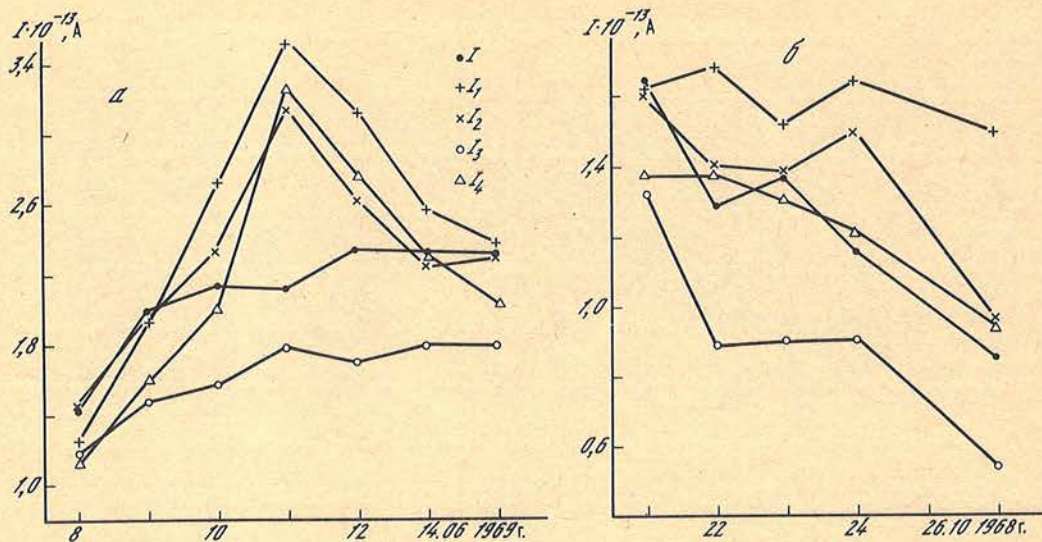


Рис. 3. Изменение от дня ко дню суммарных по площади активной области, направленных вниз результирующего тока и его слагаемых  $I_1, I_2, I_3, I_4$   
 а — АО 08—14.06 1969 г., б — АО 21—26.10 1968 г.

мое  $I_1$  — ток, связанный с поворотом вектора потенциального поля. Наименьшее значение имеет слагаемое  $I_3$  — ток, обусловленный только изменением величины вектора поля. Слагаемые  $I_1, I_2$  и  $I_4$  меняются синхронно. Соотношения между ними, установленные по данным обеих АО, соответствуют линейной зависимости  $I_2 = 0,83 I_1$  с коэффициентом корреляции 0,96 и  $I_4 = 0,90 I_1$  (коэффициент корреляции 0,97). Вероятно, столь тесная связь этих слагаемых между собой отражает тот факт, что все они, хотя и в разной степени, обусловлены процессами поворота поля. В некоторые дни слагаемые  $I_1, I_2$  и  $I_4$  практически совпадают с величиной результирующего тока  $I$ , а в другие они в 1,5–1,7 раза превосходят его. Для разных АО различие не одинаковое (для АО 08—14.06 оно в 2 раза больше, чем для АО 21—26.10). Слагаемые  $I_1, I_2, I_4$  только в целом показывают тенденцию хода, характерную для результирующего тока  $I$ .

Слагаемое  $I_3$  всегда меньше результирующего тока  $I$  и показывает от дня ко дню синхронный с ним ход. На основании линейной связи (коэффициент корреляции 0,97), установленной по данным обеих АО,  $I_3 = 0,83 I$ .

По картам (см. рис. 2) были вычислены коэффициенты корреляции между плотностью результирующего тока и ее слагаемыми. Результаты вычислений для обеих АО представлены в таблице. В первой колонке дана дата и буквами а, б, в отмечены различные серии измерений полного вектора поля в данный день. Значения  $r_1$  дают коэффициенты корреляции между плотностью результирующего тока  $j$  и ее составляющей  $j_1$ ;  $r_2$  определяет связь между  $j$  и  $j_1$ ;  $r_3$  — между  $j$  и  $j_3$  и  $r_4$  — между  $j$  и  $j_4$ . В последних двух колонках приведены коэффициенты корреляции  $r_{23}$  и  $r_{24}$  между плотностью тока  $j_2$  и ее компонентами  $j_3$  и  $j_4$  соответственно. Коэффициенты корреляции 25.10 вычислены по неполным данным — по карте, на которой запись поля соответствовала только части АО, и поэтому они имеют скорее ориентировочное значение.

Из таблицы следует, что самую высокую и устойчивую связь показывают структуры плотности тока  $j$  и его первого слагаемого  $j_1$ , обусловленного поворотом вектора потенциального поля. Здесь коэффициент корреляции 0,5 и выше. В остальных случаях (колонки 3–5) коэффициенты корреляции могут быть и большими, и малыми. Их сильное различие и асинхронное изменение указывают на нерегулярность и конкурент-



Коэффициенты корреляции между результирующим током и его слагаемыми

Дата	$r_1$	$r_2$	$r_3$	$r_4$	$r_{23}$	$r_{24}$
08.06.1969 г.	0,50	0,70	0,51	0,19	0,59	0,43
09.06	0,58	0,64	0,41	0,34	0,56	0,60
10.06	0,59	0,27	0,44	-0,07	0,49	0,69
11.06	0,55	0,10	0,31	-0,15	0,32	0,69
12.06	0,64	0,17	0,20	0,01	0,16	0,76
13.06	0,62	0,40	0,31	0,12	0,30	0,66
14.06	0,51	0,61	0,41	0,19	0,47	0,51
21.10 1968 г. (а)	0,57	0,58	0,44	0,20	0,58	0,54
21.10 (б)	0,63	0,36	0,32	0,10	0,48	0,64
21.10 (в)	0,68	0,47	0,41	0,08	0,50	0,54
22.10 (а)	0,66	0,33	0,24	0,14	0,30	0,73
22.10 (б)	0,70	0,10	0,14	0,00	0,01	0,80
23.10 (а)	0,72	0,77	0,16	0,57	0,28	0,68
23.10 (б)	0,66	0,46	0,27	0,25	0,45	0,66
24.10	0,49	0,37	0,63	-0,10	0,60	0,70
25.10	0,46	0,75	0,41	0,37	0,56	0,49
26.10	0,67	0,10	0,29	-0,08	0,34	0,81

ность процессов, приводящих к повороту и изменению длины вектора потенциального поля. В отдельные дни, когда  $r_2$  заметно больше  $r_1$ , определяющим структуру результирующего тока является слагаемое  $j_2$ , которое обусловлено приращением длины вектора потенциального поля и поворотом этого приращения. Это слагаемое в 35% случаев дает больший или наравне с  $j_1$  вклад в структуру тока  $j$  ( $r_1 \leq r_2$ ). Связь структуры результирующего тока  $j$  с его слагаемым  $j_3$  примерно в 50% случаев неплохая: коэффициент корреляции  $r_3$  больше 0,4. В то же время она практически отсутствует между структурами токов  $j$  и  $j_4$ : только примерно в 6% случаев  $r_4$  больше 0,5, а в остальных существенно ниже. Когда структура слагаемого  $j_2$  определяется его слагаемым  $j_4$  ( $r_{24} > 0,6$ ), то коэффициент корреляции  $r_2$  между  $j$  и  $j_2$  низкий, т.е. вклад  $j_2$ , а следовательно, и  $j_4$ , в структуру тока  $j$  невелик, поэтому и  $r_4$  низкий. Если роль слагаемого  $j_4$  в структуре тока  $j_2$  уменьшается, то влияние приращения длины вектора  $\mathbf{H}_1^0$  на структуру тока  $j_2$  возрастает, и вклад тока  $j_2$  в результирующий ток становится выше. При этом роль  $j_4$  в структуре результирующего тока уменьшается, и коэффициент  $r_4$  остается все же низким. Следовательно,  $r_4$  всегда оказывается небольшим независимо от величины тока  $I_4$ . Слагаемое  $j_3$ , как это следует из таблицы, дает больший по сравнению с  $j_4$  вклад в структуру результирующего тока  $j$ .

Конкурентность процессов поворота (слагаемое  $j_1$ ) и изменения длины вектора  $\mathbf{H}_1^0$  (слагаемое  $j_3$ ) наиболее четко видны из сопоставления коэффициентов  $r_1$  и  $r_3$  (рис. 4). Мы видим, что, чем больше  $r_3$ , тем меньше  $r_1$ , и наоборот (коэффициент корреляции между ними  $\sim -0,82$ ). Следовательно, с уменьшением роли поворота вектора потенциального поля растет влияние изменения длины его на структуру тока. Однако, несмотря на это, все же существенное влияние на структуру тока имеет вращение вектора поля:  $r_1$  остается всегда довольно высоким (не ниже 0,5; см. рис. 4 и таблицу).

Причину отличия слагаемых  $I_1, I_2, I_4$  от величины тока  $I$  (см. рис. 3) поясняет рис. 5, на котором показана зависимость  $I_1$  от  $r_2$ . Поскольку имеется линейная связь между  $I_1$  и  $I_2$ , а также  $I_1$  и  $I_4$ , то связь этих слагаемых ( $I_2$  и  $I_4$ ) с коэффициентом  $r_2$  имеет такой же характер. Рис. 5 показывает, что с ростом  $r_2$  уменьшается величина тока  $I_1$ , при  $r \approx 0,7 \div 0,8$  достигает значения  $\sim 1,1 \times 10^{13}$  А и становится даже ниже суммарного результирующего тока  $I$ . Так как  $r_2$  связано в первую очередь с изменением длины вектора поля  $\mathbf{H}_1^0$ , то зависимость, приведенная на рис. 5, означает, что с возрастанием роли приращения  $\Delta H_1$  уменьшается величина тока, обусловленного пово-



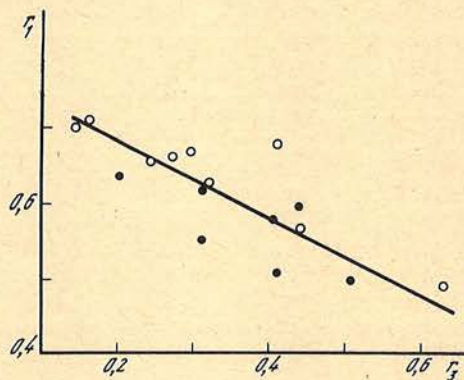


Рис. 4. Соотношение между коэффициентами корреляции плотности результирующего тока  $j$  с его слагаемым  $j_1$  ( $r_1$ ) и плотности тока  $j$  с его слагаемым  $j_3$  ( $r_3$ )  
Темные кружки относятся к данным АО 08—14.06 1969 г., светлые — к данным АО 21—26.10 1968 г.

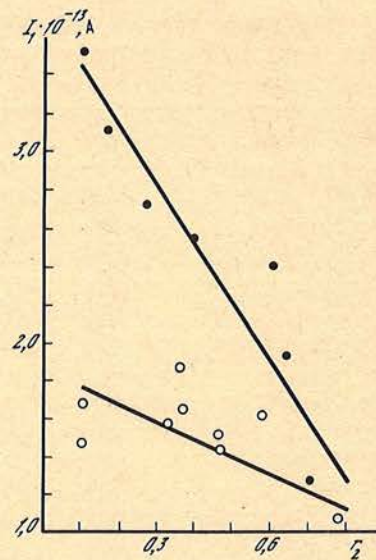


Рис. 5. Изменение величины тока  $I_1$  в зависимости от коэффициента корреляции между плотностью результирующего тока  $j$  и его слагаемым  $j_2$  ( $r_2$ )  
Обозначения те же, что на рис. 4.

ротом вектора потенциального поля, и наоборот. Однако процесс изменения  $I_1$  с  $r_2$  для разных АО происходит с разной скоростью и тем быстрее, чем больше максимальная разница между  $I$  и  $I_1$  или чем больше коэффициент корреляции  $r_1$ . Вероятно, в этом находит отражение индивидуальность проявления процессов поворота и изменения длины вектора потенциального поля в каждой АО.

Мы видели, что  $I_3$  лучше других слагаемых дает информацию о величине полного тока. Однако структура тока определяется лучше поворотом вектора потенциального поля. И только в тех случаях, когда  $r_3$  сравнимо с  $r_1$  (в 50% случаев  $r_3 \geq 0,4$ ), важный вклад в структуру результирующего тока наравне с поворотом дает слагаемое, обусловленное изменением длины вектора потенциального поля. По мере увеличения влияния  $\Delta H_1$  ( $r_3$  и  $r_2$  увеличиваются) уменьшается  $r_1$  и вместе с ним величина слагаемых  $I_1$  и  $I_4$  приближается к значению  $I$ . Так как  $r_1$  всегда достаточно большое ( $r_1 > 0,46$ ), то при  $r_3$ , близком к  $r_1$ , вклады изменения длины и поворота вектора потенциального поля в величину и структуру результирующего тока почти одинаковы.

Согласно рис. 4 и 5 значимость процессов поворота и приращения длины вектора поля  $H_1^0$  в разные дни одной и той же АО и в разных АО различна. Представление тока в виде слагаемых позволяет получить информацию о том, когда и какие процессы в АО являются доминирующими.

#### Заключение

Представление тока в виде слагаемых позволило по-новому взглянуть на структуру электрических токов. Вклады в величину результирующего тока процессов поворота и изменения длины вектора потенциального поля равноценны, и ни одним из них нельзя пренебречь. Структура электрических токов определяется, как правило, поворотом вектора потенциального поля. Однако иногда важную роль в структуре играет и изменение величины вектора потенциального поля.



В зависимости от состояния АО процессы поворота и приращения длины вектора поля  $H_{\perp}^0$  конкурируют в формировании токовой структуры. В тех случаях, когда более важным становится один процесс, роль другого снижается. Поэтому встречающееся в литературе утверждение, что токи полностью определяются поворотом, например [12], необоснованно: никогда не бывает полного соответствия между результирующим током и током, обусловленным только поворотом вектора потенциального поля. Более того, когда структура тока определяется главным образом поворотом вектора поля, то величина его получается завышенной в 1,5 и более раза. Это различие уменьшается с увеличением вклада слагаемого, связанного с изменением длины вектора поля  $H_{\perp}^0$ . Когда важную роль в структуре тока начинают играть процессы изменения длины вектора потенциального поля, то слагаемые, обусловленные и поворотом, и приращением вектора  $H_{\perp}^0$ , становятся близкими (и по структуре, и по величине) к результирующему току.

Представление тока в виде слагаемых позволяет получить информацию о том, когда и какие процессы в АО являются доминирующими. Это открывает новые возможности в исследовании динамических процессов в АО, приводящих к изменению длины и повороту вектора магнитного поля.

Авторы приносят благодарность М.Б. Огирь за обсуждение результатов и Н.И. Шевякиной за помощь в подготовке рисунков

Ноябрь 1987 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гопасюк С.И. // Физика солнечных вспышек. М.: ИЗМИРАН, 1985. С. 12–22.
2. Северный А.Б. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1965. Т. 33. С. 34–79.
3. Moreton G.E., Severny A.B. // Solar Phys. 1968. Vol. 3, N 2. P. 282–297.
4. Котов В.А. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1970. Т. 41–42. С. 67–88.
5. Котов В.А. // Там же. 1972. Т. 46. С. 115–127.
6. Гопасюк С.И., Калман Б., Романов В.А. // Там же. 1985. Т. 72. С. 171–183.
7. Абраменко В.И., Гопасюк С.И. // Там же. 1987. Т. 76. С. 147–168.
8. Никулин Н.С. // Там же. 1967. Т. 36. С. 76–86.
9. Калман Б. // Солн. данные. 1978. № 12. С. 69–76.
10. Калман Б. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1977. Т. 57. С. 122–132.
11. Калман Б. // Там же. 1979. Т. 60. С. 114–127.
12. Куликова Г.Н., Молоденский М.М., Старкова Л.И., Филиппов Б.П. // Солн. данные. 1986. № 10. С. 60–65.

УДК 523.98

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ ПО ВЕРТИКАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И $H_{\alpha}$ -ВОЛОКОНЦАМ

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

Представление вертикальной составляющей электрического тока в виде слагаемых, связанных с поворотом вектора потенциального поля и изменением его длины [4], дало возможность получить информацию о структуре и величине тока на основе довольно доступных данных наблюдений: вертикальной составляющей  $H_z$  магнитного поля и снимков  $H_{\alpha}$ -волоконца. Получено вполне удовлетворительное согласие структур тока, вычисленного по этой методике и по данным наблюдений поперечного поля в фотосфере.

Предположение о постоянной закрученности поля с высотой (либо постоянной ориентации его) позволило вычислить токи на высотах вплоть до 50 000 км. Электрические токи в активной области убывают с высотой быстрее, чем магнитный поток потенциального поля. Сделано заключение, что в активной области имеется система токовых петель разной высоты. С увеличением высоты магнитной петли структура ее поля становится ближе к потенциальной.



THE DETERMINATION OF THE ELECTRIC CURRENTS REGARDING THE VERTICAL COMPONENT OF THE MAGNETIC FIELD AND  $H_{\alpha}$  FIBRILLES, by *V.I. Abramenko, S.I. Gopasyuk, M.B. Ogir*. — The vertical component of the electric currents, being displayed as a sum of items, connected with the turnoff of the potential field vector and the change of its length [4] permitted us to obtain the information about the structure and the value of the current on the basis of the available observational data: the vertical component  $H_z$  of the magnetic field and  $H_{\alpha}$  pictures. A satisfactory agreement of the current structures, computed by the suggested method and by the observational data of the transverse magnetic field in the photosphere is attained.

The assumption, that the twist of the field with height (or its stable orientation) is constant, allowed us to compute the currents at the altitudes up to 50 000 km. The electric currents in the active regions decrease with height faster, than the magnetic flux of the potential field. It is concluded, that in the active region there exists a system of current loops of different height. With the increase of the magnetic loop height, its structure tends to potential.

Знание структуры электрического тока важно для понимания эволюции активных областей и всех нестационарных процессов в них. Это следует, в частности, из тесной связи, найденной между вспышками и электрическими токами [1, 2], а также плотностью токов и эволюцией группы пятен [3].

Структура токов всецело определяется по данным наблюдений поперечного магнитного поля. Процесс определения токов довольно трудоемкий и доступен далеко не всем. Здесь нами обоснована возможность получения информации о структуре и величине вертикальных токов на основе наблюдений: вертикальной составляющей магнитного поля и  $H_{\alpha}$ -волоконца (или тонкоструктурных волоконца полутени).

### 1. Восстановление структуры тока на уровне фотосферы

На основании [4] плотность вертикального электрического тока можно представить в виде трех слагаемых:  $j = j_1 + j_3 + j_4$ . Первое слагаемое  $j_1$  обусловлено поворотом вектора потенциального поля на угол, соответствующий азимуту наблюдаемого поперечного поля. Оно лучше других слагаемых отражает структуру тока  $j$ . Естественно, появилась возможность на основании потенциальной структуры поперечного поля и доворота его вектора до азимута наблюдаемого поперечного поля восстановить структуру тока.

Потенциальное поле вычисляется путем решения задачи Неймана на основании наблюдаемой вертикальной составляющей магнитного поля.

Тонкоструктурные  $H_{\alpha}$ -волоконца ориентированы вдоль поля [5, 6]. Это позволяет определить различие в углах ориентации поперечных составляющих поля и вычисленного в потенциальной модели.

Хотя связь между наблюдаемой плотностью тока  $j$  и частью ее  $j_1$ , вычисленной на основании поворота вектора потенциального поля, достаточно хорошая и устойчивая (коэффициент корреляции  $r_1 \approx 0,5 \div 0,7$ , см. табл. 1 в [4]), тем не менее важный вклад в ток дает и слагаемое  $j_3$ , связанное с изменением длины вектора потенциального поля. Даже довольно грубый учет его улучшает связь между наблюдаемым током и восстановленным (коэффициент корреляции возрастает в среднем на 0,15).

Наряду с данными наблюдений магнитного поля двух активных областей (АО) [7–9] были привлечены  $H_{\alpha}$ -наблюдения, проведенные на коронографе КАО с ИПФ полосой пропускания 0,5 Å. Кинематографирование АО осуществлялось с частотой 4 кадра в минуту в основном от 4 до 6 ч в день. Здесь для обработки мы выбрали три дня из наблюдений АО 08–14.06 1969 г., когда она находилась вблизи центрального меридиана. К сожалению, для другой АО в дни, ближайшие к центральному меридиану, волоконная структура была очень слабо выраженной, и ее нельзя было использовать в целях настоящих исследований.

По лучшим  $H_{\alpha}$ -снямкам, полученным в пределах времени записи магнитного поля, были сделаны зарисовки тонкоструктурных  $H_{\alpha}$ -волоконца. Серия таких зарисовок для каждого дня обеспечила практически равномерное заполнение области регистрации поля. На некоторых небольших участках карты, в том числе и в тени пятен, где не было видно волоконца, проводились линии с учетом ориентации соседних структур (рис. 1).



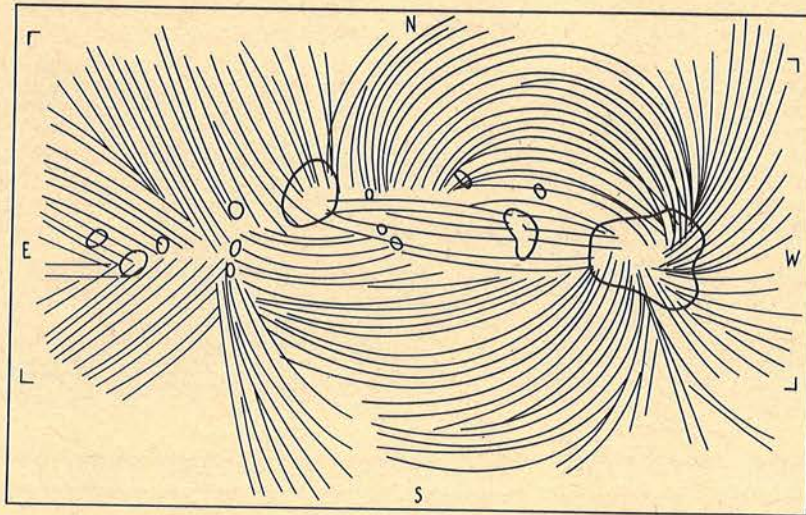


Рис. 1. Расположение тонкоструктурных  $H_\alpha$ -волоконцев и пятен в активной области 10.06 1969 г. Уголками отмечена рамка карт плотности токов, приведенных на рис. 2 и 3

Следует отметить, что в некоторых местах АО наблюдалось переналожение разных систем волоконцев. Скорее всего, они относились к разным высотам. Мы стремились использовать однородную систему волоконцев, чтобы определяемые по ним данные относились примерно к одному и тому же уровню. Зарисовки волоконцев накладывались на карты азимутов поперечного потенциального поля, вычисленного на основании решения задачи Неймана по  $H_z$ -составляющей поля на фотосфере. Наложение было сделано для того, чтобы определить направление поперечного магнитного поля в системе волоконцев. Как следует из [10], азимуты потенциального поля могут значительно отличаться от азимутов наблюдаемого, но при этом они правильно отражают направление замыкания поля разных полярностей. С учетом этих направлений мы по волоконцам определили азимуты поля  $\alpha_v$ . Определение азимутов проводилось в соответствии с картой магнитного поля в каждом узле ее сетки ( $3,35 \times 6,70''$ ).

Для каждого из трех выбранных дней 09–11.06 1969 г. по  $H_z$ -составляющей магнитного поля на фотосфере мы вычислили структуры потенциального поля  $H^0$  на фотосфере и на высоте 5000 км, которая соответствует наиболее вероятному уровню расположения волоконцев. Располагая азимутами структуры волоконцев  $\alpha_v$  и данными о поперечной составляющей потенциального поля на высоте 5000 км, на основании выражения (5) в [4] мы вычислили плотность тока, связанного с доворотом вектора потенциального поля до угла  $\alpha_v$ .

Естественно, возникает проблема сравнения токов, полученных по наблюдениям поля в фотосфере, и токов, вычисленных по волокнам. Поскольку они относятся к разным высотам, проводить их прямое сравнение не совсем корректно. Прямое сравнение было бы возможно, если бы мы взяли для вычислений азимуты  $\alpha_v$  ориентацию волоконцев полутени, наблюдаемых в белом свете. Они, как показали многочисленные исследования [6, 9, 11, 12], также ориентированы вдоль поля.

Для проведения сравнения мы определили  $\Delta\alpha = \alpha_v - \alpha_0$  на предполагаемом уровне расположения волоконцев и взяли его таким же на уровне фотосферы. Это означает, что закрученность поля относительно потенциальной структуры предполагается постоянной с высотой. Приняв эту гипотезу и взяв потенциальную структуру поля на фотосфере, мы по выражению (5) в [4] вычислили плотность тока  $j_1^*(0)$ . (Знак (0) всюду в статье обозначает, что данные относятся к уровню фотосферы.) По выражению (5) в [4] была также вычислена плотность тока первого слагаемого  $j_1(0)$ , обусловленного поворотом вектора потенциального поля до совмещения его с направлением поля,



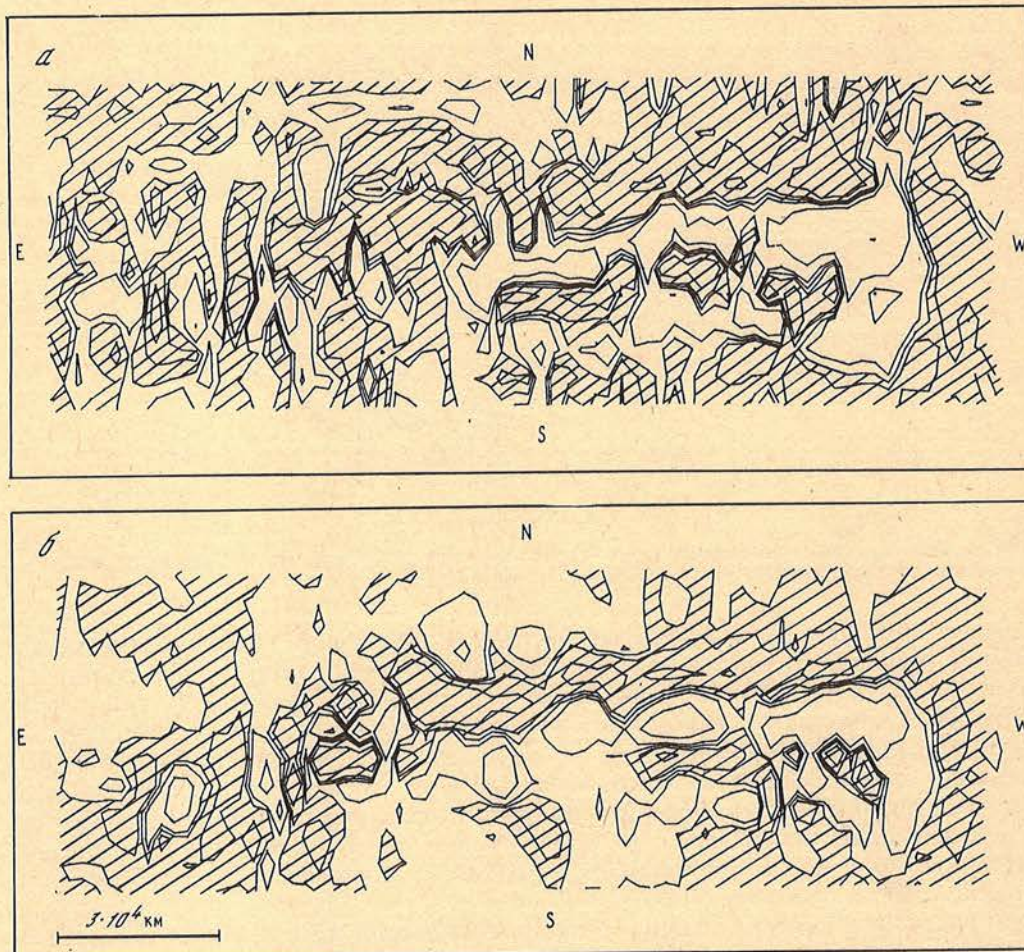


Рис. 2. Структуры плотности восстановленных токов в фотосфере активной области 10.06 1969 г. *a* —  $j_1(0)$  вычислена по потенциальному полю и азимутам, найденным по наблюдаемому поперечному полю; *b* —  $j_1^*(0)$  вычислена по потенциальному полю и азимутам, установленным по  $H_\alpha$ -волоконцам. Области с током, направленным вниз, заштрихованы. Внутри областей изолинии проведены через 2500 и 10 000 А/км<sup>2</sup>

наблюдаемого в фотосфере. Карты плотности тока  $j_1(0)$  и  $j_1^*(0)$  приведены на рис. 2. Сравнение их показало, что в целом имеет место довольно хорошее соответствие структур. Доля площади, на которой знаки токов на обеих картах совпадают, составляет 0,63, а коэффициент корреляции между структурами  $j_1(0)$  и  $j_1^*(0)$  равен 0,42. Особенно хорошее согласие структур наблюдается в тех местах, где структура волокон довольно однородна (области хвостовых и лидирующих пятен и центральная часть карты между ними). Соответствие токовых структур практически отсутствует в тех местах, где выявляется переналожение нескольких систем волоконцев (рис. 2, *a*, *b*, нижняя часть карт). В данном случае нами была взята система более крупных, более плавно меняющих свою ориентацию волоконцев (см. рис. 1). Возможно, в этих местах наблюдаемым в фотосфере токам  $j_1(0)$  соответствует другая система более мелких и, вероятно, более низких волоконцев, которые мы не включили в рассмотрение.

По другим дням наблюдений соответствие токовых структур  $j_1^*(0)$  и  $j_1(0)$  не хуже. В табл. 1 для трех дней наблюдений приведены значения суммарных по АО положительных и отрицательных (ток направлен вниз, знак "минус") токов, а также средние



Т а б л и ц а 1  
Суммарные по АО токи и их средние плотности на уровне фотосферы

Дата	$I(0) \cdot 10^{-13},$ А	$\bar{j}(0) \cdot 10^{-3},$ А/км <sup>2</sup>	$I_1(0) \cdot 10^{-13},$ А	$\bar{j}_1(0) \cdot 10^{-3},$ А/км <sup>2</sup>	$I_1^*(0) \cdot 10^{-13},$ А	$\bar{j}_1^*(0) \cdot 10^{-3},$ А/км <sup>2</sup>
09.06	2,1	3,2	2,0	3,1	1,0	1,4
	-2,0	-2,9	-1,9	-2,8	-0,9	-1,6
10.06	2,1	4,0	2,8	5,2	1,9	3,3
	-2,1	-3,5	2,7	-4,5	-1,8	-3,1
11.06	2,0	3,5	3,3	5,4	2,2	3,4
	-1,9	-3,3	-3,0	-5,5	-2,2	-4,4

по площади АО значения их плотности. Второй и третий столбцы – для тока, вычисленного по наблюдениям поперечного поля в фотосфере (выражение (1) в [4]); столбцы 4 и 5 – для тока, обусловленного поворотом вектора потенциального поля до совмещения его с направлением наблюдаемого в фотосфере поля; столбцы 6 и 7 – для тока, вычисленного по потенциальному полю на уровне фотосферы и повороту, найденному на основании азимутов волоконцев.

Мы видим, что и суммарные токи  $I_1^*(0)$ , и средние плотности токов  $\bar{j}_1^*(0)$  примерно в 1,5–2 раза меньше соответственно величин  $I_1(0)$  и  $\bar{j}_1(0)$ . Это может быть следствием того факта, что азимуты, определяемые по взятым нами волоконцам, получаются более регулярными, чем азимуты наблюдаемого поперечного поля в фотосфере. Несколько меньше это различие между истинным током  $I(0)$  и его средней плотностью  $\bar{j}(0)$  и соответственно величинами  $I_1^*(0)$  и  $\bar{j}_1^*(0)$ , хотя соответствие структур между этими токами хуже.

Если предположить, что волокна располагаются в основном на высоте не 5000, а 10 000 км, то разница в значениях суммарных токов  $I_1^*(0)$  и средних плотностей  $\bar{j}_1^*(0)$  токов, приведенных к фотосфере, не превосходит 3–5%, а карты структур  $j_1^*(0)$  хорошо совпадают друг с другом вплоть до мелких деталей. Таким образом, если мы неправильно берем высоту волоконцев (ошибаемся даже в 2 раза), то это незначительно сказывается на результатах.

Анализ эволюционных изменений активной области и токов за три дня наблюдений показал, что структура токов  $j_1^*(0)$  изменяется синхронно с перестройкой магнитного поля АО и изменением структуры наблюдаемых фотосферных токов  $j(0)$ . Таким образом, токи, вычисленные в фотосфере по потенциальному полю и азимутам волоконцев, в целом неплохо отражают как структуру, так и эволюцию истинных токов активной области и позволяют получить вполне удовлетворительную информацию о токах как на уровне фотосферы, так и на уровне залегания волоконцев.

## 2. Изменения токов с высотой

Мы видим, что на высоте формирования волоконцев текут электрические токи. Средние плотности и величины их меньше, чем в фотосфере. Структура тока в фотосфере, определяемая по потенциальному полю и азимутам волоконцев, вполне удовлетворительно соответствует токам, полученным по измерениям поперечного магнитного поля в фотосфере. Исходя из этого, можно попытаться, используя структуру волоконцев, проанализировать возможные изменения токов с высотой.

Рассмотрим две возможности вычисления токов на высоте. Первая предполагает, что угол поворота вектора поперечного поля на данной высоте относительно потенциального поля, вычисленного на той же высоте по фотосферному  $H_z$ , остается таким же, как и на уровне 5000 км (постоянная закрученность поля,  $\Delta\alpha = \text{const}$ ). Вторая предполагает, что азимуты поперечного поля, определяемые по структуре волоконцев, остаются постоянными с высотой (постоянная ориентация поля,  $\alpha = \text{const}$ ).



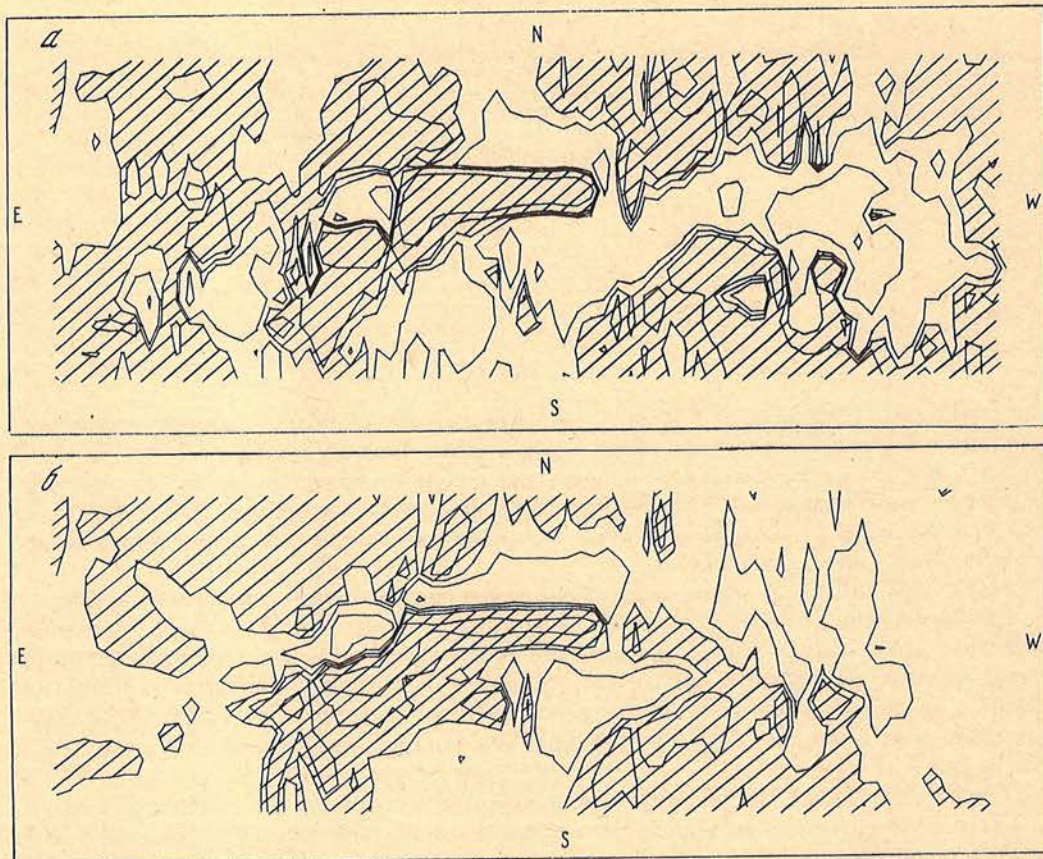


Рис. 3. Структура плотности токов  $j_1^*(h)$  на высотах  $10 \times 10^3$  км (а) и  $50 \times 10^3$  км (б) в активной области 10.06 1969 г.

Токи вычислены по потенциальному поперечному полю и азимутам, найденным по  $H_\alpha$ -волоконцам в предположении постоянной закрученности магнитного поля с высотой. Области с током, направленным вниз, заштрихованы. Внутри областей изолинии проведены через 500 и 2500 А/км<sup>2</sup> в случае а и через 250 и 1000 А/км<sup>2</sup> в случае б

Таблица 2  
Суммарные по АО токи и их средние плотности на разных высотах над фотосферой

$h \cdot 10^{-3}, \text{км}$	$I_1^*(h) \cdot 10^{-13}, \text{А}$	$\bar{j}_1^*(h) \cdot 10^{-3}, \text{А/км}^2$	$I_1^*(h) \cdot 10^{-13}, \text{А}$	$\bar{j}_1^*(h) \cdot 10^{-3}, \text{А/км}^2$	$I_1^*(h) \cdot 10^{-13}, \text{А}$	$\bar{j}_1^*(h) \cdot 10^{-3}, \text{А/км}^2$
	$\Delta\alpha = \text{const}$		$\alpha = \text{const}$		$\Delta\alpha = \text{const}$	
	09.06				10.06	
5	0,46	0,64	0,46	0,64	0,77	1,36
	-0,41	-0,67	-0,41	-0,67	-0,68	-1,19
10	0,32	0,46	0,28	0,40	0,51	0,90
	-0,28	-0,44	-0,24	-0,39	-0,43	-0,76
25	0,17	0,25	0,12	0,16	0,27	0,44
	-0,14	-0,22	-0,10	-0,16	-0,22	-0,42
50	0,07	0,10	0,05	0,06	0,12	0,18
	-0,06	-0,10	-0,04	-0,08	-0,10	-0,22



Полагая, что на каждом уровне модуль поперечного поля по величине совпадает с модулем поперечного потенциального поля, мы провели вычисления токов на высотах  $10 \cdot 10^3$ ,  $25 \cdot 10^3$  и  $50 \cdot 10^3$  км при каждом из двух приведенных предположений. В табл. 2 представлены для трех дней наблюдений на четырех уровнях суммарные токи  $I_1^*(h)$  и средние по площади АО плотности  $\bar{j}_1^*(h)$  токов встречных направлений.

Мы видим, что характеристики токов, вычисленные в двух предположениях, довольно близки между собой. Суммарный ток и плотность тока быстро падают с высотой. Из совместного анализа табл. 1 и 2 видно, что 09.06 суммарные токи  $I_1^*$  и их плотности  $\bar{j}_1^*$ , а также ток  $I_1(0)$  и его плотность  $\bar{j}_1(0)$  меньше примерно в 1,5–2 раза, чем 10.06 и 11.06. При этом суммарный ток  $I(0)$  и его средняя плотность  $\bar{j}(0)$  меняются в течение этих трех дней не очень сильно, не более чем на 25% (см. столбцы 2 и 3 табл. 1). В этот день, 09.06, как видно из табл. 1 в [4], ток  $j_2$ , обусловленный главным образом изменением длины вектора поля, лучше, чем ток поворота  $j_1$ , отражает структуру истинного тока ( $r_2 > r_1$ ). Вероятно, именно с этим фактом связано то обстоятельство, что 09.06 истинный ток хуже, чем в другие дни, восстанавливался по повороту вектора потенциального поля.

Примеры структур плотности токов  $j_1^*(h)$  на разных высотах в предположении постоянной закрученности поля приведены на рис. 3. Анализ таких карт по всем высотам для трех дней наблюдений позволил выявить общие закономерности, которые сводятся к следующему.

С переходом от фотосферы вверх токовые структуры в целом сохраняются. Наибольшее различие в структурах токов при переходе от одной высоты к другой наблюдается там, где имело место наложение разных систем волоконцев. Токовая структура на высоте 5000 км почти полностью повторяет структуру токов  $j_1^*(0)$  на фотосфере, хотя плотность тока при этом значительно уменьшается. Начиная с 10 000 км и выше наблюдается укрупнение токовых структур, ухудшение соответствия с фотосферной структурой и продолжается уменьшение плотности тока. На фоне этих изменений наблюдаются устойчивые токовые системы, которые прослеживаются от фотосферы до высоты 50 000 км и сохраняются по крайней мере в течение трех дней. Это области лидирующих и хвостовых пятен и центр группы между ними. Над лидером растет с высотой преобладание площади с током, направленным вверх, а над хвостовой частью — с током, направленным вниз. Нарушение соответствия токовых структур с переходом вверх, вероятно, связано, во-первых, с тем, что токовые петли расширяются с высотой, во-вторых, они замыкаются на разных высотах, и только основные достигают высот 50 000 км.

$I_1^*(h) \cdot 10^{-13}, \text{A}$	$\bar{j}_1^*(h) \cdot 10^{-3}, \text{A/км}^2$	$I_1^*(h) \cdot 10^{-13}, \text{A}$	$\bar{j}_1^*(h) \cdot 10^{-3}, \text{A/км}^2$	$I_1^*(h) \cdot 10^{-13}, \text{A}$	$\bar{j}_1^*(h) \cdot 10^{-3}, \text{A/км}^2$
$\alpha = \text{const}$		$\Delta\alpha = \text{const}$		$\alpha = \text{const}$	
10.06		11.06			
0,77	1,36	0,98	1,64	0,98	1,64
-0,68	-1,19	-1,01	-1,85	-1,01	-1,85
0,46	0,77	0,68	1,23	0,64	1,16
-0,38	-0,70	-0,70	-1,18	-0,67	-1,13
0,19	0,28	0,35	0,65	0,28	0,57
-0,14	-0,30	-0,36	-0,59	-0,31	-0,47
0,07	0,11	0,15	0,29	0,11	0,23
-0,06	-0,13	-0,15	-0,25	-0,12	-0,18



Анализ карт токов, вычисленных в предположении, что азимуты поперечного поля, определяемые по структуре волоконца, остаются постоянными на разных уровнях, показал сходный с предыдущим вариантом характер изменения токов с высотой. Однако при этом выявились следующие различия: в предположении  $\alpha = \text{const}$  плотность тока убывает с высотой несколько быстрее, как это видно из табл. 2, и более быстро происходит расширение токовых структур.

### 3. Характер убывания с высотой магнитного поля и токов

Наряду с поперечной составляющей  $H_1^0$  мы вычислили вертикальную составляющую  $H_z^0$  и магнитный поток  $\Phi$  поля в потенциальном приближении на высотах (5, 10, 25, 50)  $\cdot 10^3$  км. Для того чтобы сопоставить характер убывания потока  $\Phi$  магнитного поля и суммарных токов  $I_1^*$  с высотой в разные дни, мы отнесли эти величины к их значениям на фотосфере (за единицу суммарного тока взято его значение  $I_1(0)$  на фотосфере, вычисленное по поперечной составляющей потенциального поля и взятому из наблюдений магнитного поля значению азимута). Результаты вычислений по трем дням наблюдений приведены на рис. 4. Для построения кривой хода суммарных токов привлечены результаты вычислений в обоих предположениях о характере изменения азимуты с высотой.

Из рис. 4 следует, что независимо от того, в каком из двух предположений проведены вычисления, суммарные токи убывают значительно быстрее, чем магнитные потоки при потенциальной структуре поля.

Наличие закрученности поперечного поля означает, что в направлении  $z$  течет ток; поле его приводит к сжатию магнитных структур, в результате чего поле уже не остается потенциальным. Расчет таких полей в потенциальном приближении, вообще говоря, неправилен, если в качестве граничных условий взяты данные фотосферы. Тем не менее и в этом случае для каждого уровня следует брать свое граничное  $H_z$ , по которому может быть восстановлена своя потенциальная структура. Но полный ток, который определяется закрученностью силовых линий, при сжатии не должен меняться. Наиболее быстрое убывание поля с высотой дает потенциальная модель. Все другие, очевидно, приводят к тому, что магнитный поток должен убывать с высотой еще медленнее, чем на рис. 4. Так что в моделях, более близких к реальным (основанных на условиях равновесия магнитных структур с током), различие в изменении с высотой магнитного потока и тока должно либо увеличиться, либо оставаться таким же. Таким образом, наши исследования показывают, что магнитные структуры становятся более потенциальными с высотой. В качестве обоснования этого заключения можно привести следующие факты.

На основании наблюдений полного вектора магнитного поля по двум линиям Fe I  $\lambda 4808 \text{ \AA}$  и Ca I  $\lambda 6103 \text{ \AA}$  Котов [13] пришел к выводу, что плотность вертикального электрического тока на более высоком уровне ( $\lambda 6103 \text{ \AA}$ ) вдвое меньше, чем на нижнем. В то же время согласно исследованиям [14] напряженность поля, измеренная по линии  $\lambda 6103 \text{ \AA}$ , не более чем на 5% меньше по сравнению с напряженностью, измеренной по линии  $\lambda 4808 \text{ \AA}$ . Сопоставляя эти результаты, мы приходим к выводу, что плотность электрического тока убывает с высотой быстрее, чем напряженность магнитного поля.

Кроме того, исследования [10] показали, что равенство суммарных токов встречных направлений выполняется с точностью до 2% и не зависит от величины разбаланса магнитных потоков, который может достигать 30%. Разбаланс магнитных потоков связан с тем, что часть силовых линий поля уходит за пределы АО либо в области невозмущенного Солнца, либо на соседние АО. Ситуация, при которой имеет место существенный разбаланс магнитных потоков и практически полное равенство токов, возможна, вероятно, только в том случае, когда в магнитных трубках, которые уходят за пределы АО, не текут токи. Очевидно, уходят за пределы АО высокие потенциальные магнитные петли, а токи сосредоточены главным образом в более низких петлях.

Исследования, проведенные в [15, 16], показали, что морфология короны над АО,



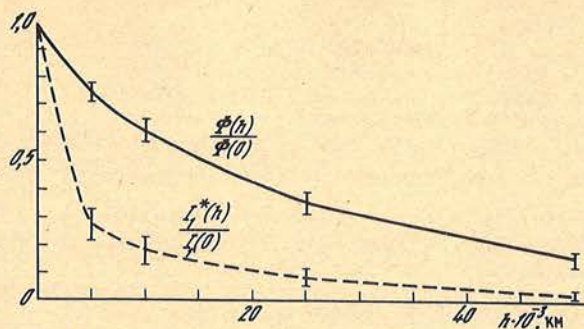


Рис. 4. Изменение с высотой магнитного потока  $\Phi(h)/\Phi(0)$  в предположении потенциальной структуры поля (верхняя кривая) и суммарного электрического тока  $I_1^*(h)/I_1^*(0)$  в активной области 09–11.06 1969 г.

Вертикальными отрезками показаны интервалы разброса данных вычислений (для тока – в двух моделях) по трем дням наблюдений

полученная с высоким разрешением в мягком рентгене на "Скайлэбе", хорошо соответствует структуре потенциального поля, вычисленного на основании решения задачи Неймана по наблюдениям продольной составляющей поля в фотосфере.

Имеются и радионаблюдения [17], которые показывают, что магнитные поля в короне соответствуют напряженности потенциального поля. Однако имеется ряд данных наблюдений, которые говорят о том, что напряженность поля в короне должна быть существенно выше, чем дает потенциальная модель [18–20].

#### Заклучение

Довольно простые наблюдения – вертикальная составляющая магнитного поля  $H_z$  и снимки  $H_\alpha$ -волоконцец – позволяют получить вполне удовлетворительную информацию о структуре и величине вертикальных электрических токов. Эта возможность появилась благодаря тому, что в [4] удалось разложить полный ток на слагаемые: первое обусловлено поворотом вектора потенциального поля, а остальные связаны главным образом с изменением его длины. Первое слагаемое регулярно дает достаточно хорошее соответствие со структурой результирующего тока. Оно было взято нами для определения токов по  $H_z$  и снимкам  $H_\alpha$ -волоконцец. Результаты вычислений показали вполне удовлетворительное соответствие структур тока, вычисленного по этой методике и по данным наблюдений поперечного поля в фотосфере.

Предположение о постоянной закрученности поля с высотой (либо постоянной ориентации его) позволило вычислить токи на высотах вплоть до 50 000 км. Вычисления показали, что в АО имеются системы токовых петель разной высоты. Суммарный по АО ток одного знака убывает с высотой существенно быстрее, чем магнитный поток при потенциальной структуре поля. Это означает, что, чем больше высота магнитной петли, тем ближе ее структура поля к потенциальной. На потенциальный характер структуры магнитного поля в короне указывают и другие наблюдательные данные [15–17].

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

Ноябрь 1987 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Moreton G.E., Severny A.B. // Solar Phys. 1968. Vol. 3, N 1. P. 282–297.
2. Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б. // Изв. Крым. астрофиз. obs. 1988. Т. 78.
3. Абраменко В.И., Гопасюк С.И., Огирь М.Б. // Солн. данные. 1987. № 6. С. 73–79.
4. Абраменко В.И., Гопасюк С.И. // Изв. Крым. астрофиз. obs. Наст. том.
5. Цап Т.Т. // Там же. 1964. Т. 31. С. 200–208.
6. Цап Т.Т. // Там же. 1965. Т. 33. С. 92–99.
7. Калман Б. // Солн. данные. 1978. № 12. С. 69–76.



8. Калман Б. // Изв. Крым. астрофиз. общ. 1977. Т. 57. С. 122–132.
9. Калман Б. // Там же. 1979. Т. 60. С. 114–127.
10. Абраменко В.И., Гонасюк С.И. // Там же. 1987. Т. 76. С. 147–168.
11. Курклин Г.В., Степанов В.Е. // Солн. данные. 1963. № 1. С. 55–67.
12. Стешенко Н.В. // Изв. Крым. астрофиз. общ. 1969. Т. 39. С. 245–252.
13. Котов В.А. // Там же. 1970. Т. 41–42. С. 67–88.
14. Gorasyuk S.I., Kotov V.A., Severny A.B., Tsap T.T. // Solar Phys. 1973. Vol. 31, N 2. P. 307–316.
15. Krieger A.S., Chase R.C., Gerassimenko M. et al. Solar Gamma-, X-, and EUV Radiat. Boston: Dordrecht, 1975. P. 103.
16. Stewart R.T., Vorpahl J. // Solar Phys. 1977. Vol. 55, N 1. P. 111–120.
17. Alissandrakis C.E., Chiuderi-Drago F., Haguard M.J. The tenth european regional astronomy meeting of the IAU. Prague, Czechoslovakia, 24–29 August 1987. Abstracts. P. 3.
18. Velusamy T., Kundu M.R. Radio Phys. Sun. Symp. N 86 IAU, College Park, Md, Aug 7–10, 1979. Dordrecht e.a.: Reidel Publ. Co. 1980. P. 105–107. Discuss 108.
19. Гельфрейх Г.Б. // Динамика токовых слоев и физика солнечной активности. Рига: Зинатне. 1982, с. 116–124.
20. Schmahl E.J., Kundu M.R., Strong K.T. et al. // Solar Phys. 1982. Vol. 80, N 2. P. 233–249.

УДК 523.75

## О КОЛИЧЕСТВЕ ЭНЕРГИИ СЖАТИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НАД ЯРКОЙ ОБЛАСТЬЮ В ОБЩЕЙ ПОЛУТЕНИ ГРУППЫ ПЯТЕН

М.Дж. Гусейнов

Вычислена энергия возмущения, приведшего к сжатию магнитного поля над ярким образованием в общей полутени группы № 251 (по бюллетеню "Солнечные данные") 02.09.1961 г. на уровне хромосферы. Она оказалась равной  $E_B = 2 \cdot 10^{30}$  эрг, что сравнимо с полной энергией вспышек балла 2N в излучении  $H_\alpha$ . Обсуждаются некоторые возможные причины наблюдаемого усиления магнитного поля с высотой.

ON THE ENERGY VALUE OF THE MAGNETIC FIELD COMPRESSION OVER THE BRIGHT REGION IN THE SUNSPOT GROUP PENUMBRA, by M.J. Huseynov. — The energy of perturbation, leading to the compression of the magnetic field intensity over the bright formation in the penumbra of the sunspot group N 251 (according to "S.D.") 02.09.1961 on the chromospheric level has been computed. It appeared to be equal to  $2 \cdot 10^{30}$  erg which is compatible with the total energy of 2N flares in  $H_\alpha$  emission. Some possible reasons for the increase of the magnetic field with height are discussed.

Ранее [1, 2] по измерениям магнитного расщепления многочисленных линий поглощения с различной глубиной возникновения нами было изучено вертикальное распределение напряженности магнитного поля (н.м.п.) в яркой области в общей полутени группы пятен № 251 (нумерация по бюллетеню "Солнечные данные"). На рис. 1 приведена зарисовка группы № 251 за 02.09.1961 г., штриховкой указана яркая область внутри полутени (вертикальная жирная прямая показывает расположение щели спектрографа БСТ КАО в момент съемки эшельной поляризационной спектрограммы, по которой определялась н.м.п.). Было найдено, что распределение н.м.п. по высоте над яркой областью дважды (на уровнях фотосферы и хромосферы) претерпевает инверсию [1, 2]: вместо общепринятого уменьшения происходит рост н.м.п. с высотой. Это явление хорошо видно на рис. 2, где сплошная кривая показывает наблюдаемое распределение н.м.п.  $H_n$ . Она является соединением кривых вертикального распределения наблюдаемой н.м.п.  $H_n$  на уровнях фотосферы [1] и хромосферы [2]. На рис. 2 штриховая кривая  $H_c$  соответствует предполагаемому ходу н.м.п. без возмущения. Способ определения н.м.п.  $H_n$  подробно описан в [1, 2]. Кратко отметим, что глубины образования линий поглощения на уровне фотосферы взяты из [3], высоты возникновения различных частей контуров сильных спектральных линий на уровнях хромосферы определены по [4]. Высота  $h = 0$  на рис. 2 и 3 соответствует границе фотосфера—хромосфера ( $\tau_{5000} = 0,004$ ).

Здесь мы оцениваем величину энергии возмущения, приведшего, по-видимому,



Рис. 1. Зарисовка группы № 251 за 02.09 1961 г.

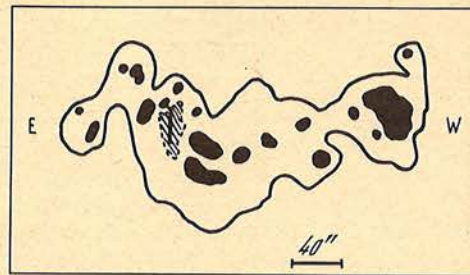
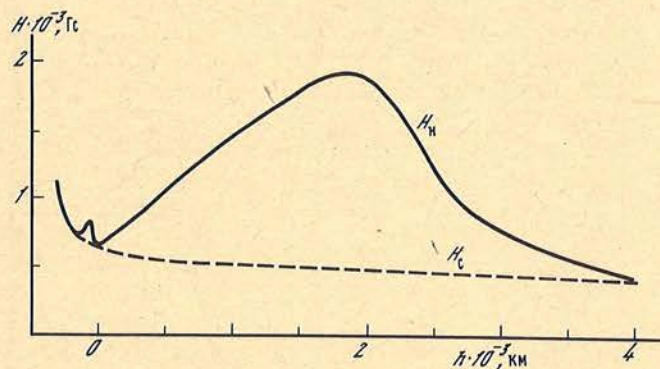


Рис. 2. Распределение напряженности магнитного поля над яркой областью по высоте на уровнях фотосферы и хромосферы



к сжатию магнитного поля, т.е. инверсии в вертикальном распределении н.м.п. над яркой областью полутени. Для вычисления этой энергии необходимо знать объем, где магнитное поле деформировано (сжато), и различие плотностей магнитной энергии в возмущенном и спокойном состояниях плазмы (из-за того, что на уровнях хромосферы над яркой областью  $H^2/8\pi \gg nkT$ , энергия, затрачиваемая на увеличение плотности кинетической энергии  $nkT$  при сжатии поля, несущественна, ею можно пренебречь).

Поперечник поверхности яркой области, где мы определяли н.м.п.  $H_n$ , находится в пределах  $6-8''$ , но для оценки нижнего предела энергии возмущения  $E_B$  примем  $D = 2R = 4 \cdot 10^3$  км. Объем, где произошло сжатие поля, представим в виде прямого кругового цилиндра. На рис. 3 приводим вертикальный разрез этого цилиндра через его центральную ось: сплошные кривые представляют возможный ход силовых линий магнитного поля согласно наблюдаемым значениям н.м.п.  $H_n$ , штриховые кривые — предполагаемые силовые линии без возмущения. Протяженность цилиндра по высоте в фотосфере  $\Delta h \approx 250$  км и в хромосфере  $\Delta h = 4 \cdot 10^3$  км.

Сперва вычислим энергию возмущения (инверсии в распределении н.м.п. по высоте) над яркой областью в хромосфере. Ее можно определить по простой формуле

$$E_B = V \left( \frac{H_n^2}{8\pi} - \frac{H_c^2}{8\pi} \right) = \pi R^2 h \left( \frac{H_n^2}{8\pi} - \frac{H_c^2}{8\pi} \right) = \frac{R^2 h}{8} (H_n^2 - H_c^2),$$

где  $V$  — объем,  $R$  — радиус поперечника,  $h$  — высота цилиндра,  $H_n$  — наблюдаемое значение н.м.п. (по сплошной кривой на рис. 2) и  $H_c$  — предполагаемая н.м.п. в случае, если бы не было сжатия поля (по штриховой кривой).

Для упрощения вычислений хромосферную часть цилиндра по высоте делим на 20 слоев равной толщины  $\Delta h = 200$  км. Затем для каждого слоя по рис. 2 находим средние значения  $\bar{H}_n$  и  $\bar{H}_c$  и вычисляем часть энергии возмущения  $\Delta E_B$ , относящуюся к этому слою, по формуле

$$\Delta E_B = \frac{R^2 \Delta h}{8} (\bar{H}_n^2 - \bar{H}_c^2) = 10^{23} (\bar{H}_n^2 - \bar{H}_c^2) \text{ эрг.}$$



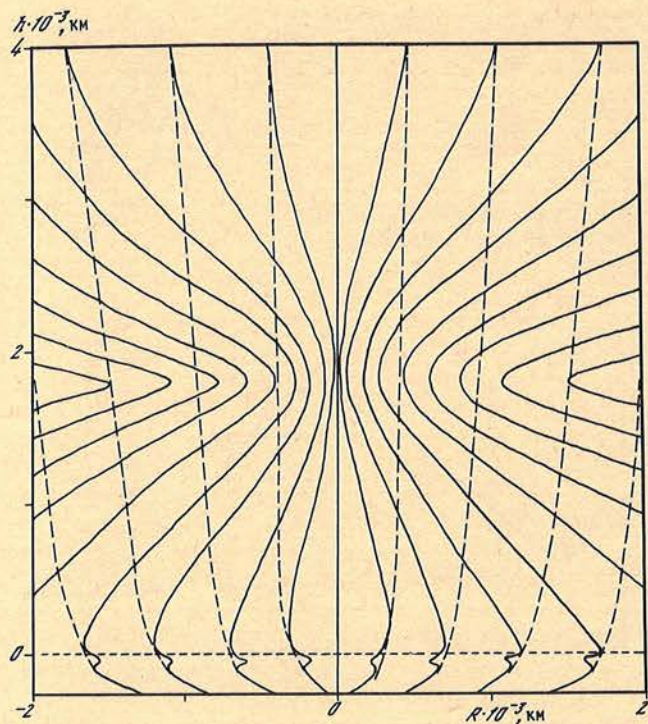


Рис. 3. Возможный ход силовых линий магнитного поля над яркой областью (вертикальный центральный разрез)  
Пунктирная прямая  $h = 0$  — принятая граница фотосфера—хромосфера

Теперь, если энергию возмущения для всех 20 слоев суммировать, получим полную энергию возмущения (инверсии н.м.п.) в хромосфере над яркой областью

$$E_{\text{в}} = \sum_{i=1}^{20} \Delta E_i = 2,5 \cdot 10^{30} \text{ эрг.}$$

Эта энергия согласно [5, 6] сравнима с полной энергией излучения в  $H_{\alpha}$  вспышки балла 2N.

Но, как мы отмечали в [2], во время наблюдения изученной эшелюной спектрограммы в группе недалеко от места, где измеряли магнитное поле, происходила вспышка балла 1. Полная энергия такой вспышки в излучении  $H_{\alpha}$  на порядок меньше [5, 6], чем энергия возмущения на уровне хромосферы, найденная нами здесь.

Оценка энергии возмущения магнитного поля вблизи границы фотосфера—хромосфера в слое с толщиной  $\Delta h \approx 100$  км дает

$$E_{\text{в}} = 1,1 \cdot 10^{28} \text{ эрг,}$$

которая согласно [5, 6] сравнима с полной энергией излучения в  $H_{\alpha}$  субвспышек балла SN.

Следует отметить, что группа № 251 была очень вспышечноактивной: за время прохождения по диску Солнца в ней зарегистрирована 61 вспышка (с 29.08 по 10.09 1961 г.); из них 52 вспышки произошли с 01 по 05. 09 1961 г. Больше всего вспышек (17) наблюдалось 02.09, в том числе единственная вспышка балла 2. По нашим измерениям [7] именно в этот день величины вертикальных градиентов н.м.п. в пятнах группы № 251 были наибольшими. На возможную связь между частотой возникновения вспышек и вертикальной неоднородностью магнитных полей указывал А.Б. Северный



[8]. Как было сказано выше, мы получили прямое указание связи вспышечной активности с вертикальными градиентами н.м.п.  $\Delta H/\Delta h$  [9]. Явная связь между вспышками и изменениями магнитного поля на разных высотах в пятнах была обнаружена А.Н. Коваль и Н.Н. Степанян [10, 11].

Исследования развития группы № 251 различными способами в [7, 12–15] показывают, что сильные изменения в структуре магнитного поля в пятнах, также наибольшие скорости вращения пятна-лидера и всплывание его магнитного поля происходили с 02 по 06.09, т.е. в дни наибольшей вспышечной активности группы. По-видимому, можно предположить, что вращение пятна-лидера и процесс всплывания его магнитного поля приводили к образованию мощных ударных волн, которые в свою очередь могли обусловить сжатие магнитного поля в определенных уровнях атмосферы над ярким образованием. На возможность возникновения ударных волн в активных областях на Солнце указывал А.Б. Северный [16]. Реальность подобных явлений была подтверждена на основании наблюдений С.И. Гопасюком [17, 18].

Таким образом, можно заключить, что во вспышечноактивных группах при их развитии, кроме вспышек, выбросов, усов и других процессов, по-видимому, происходят и мощные явления типа ударных волн, полная энергия которых вполне сравнима с полной энергией излучения вспышек в линии  $H_{\alpha}$ .

Наконец, следует отметить, что в некоторых случаях рост н.м.п. с высотой может быть обусловлен мощными электрическими токами в активных областях на Солнце. Такая возможность следует из [19–21].

Выражаю искреннюю благодарность сотрудникам лаборатории физики Солнца за обсуждение работы, П.П. Добронравину за замечания и полезные советы при оформлении статьи, Л.С. Голополосовой за помощь при изготовлении рисунков.

Ноябрь 1987 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гусейнов М.Дж. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1971. Т. 44. С. 70–75.
2. Гусейнов М.Дж. // Там же. 1973. Т. 47. С. 7–13.
3. Аслапов И.А. Каталог сдвигов и оптических глубин фраунгоферовых линий в атмосфере Солнца. Баку: Изд-во АН АзССР, 1965. 112 с.
4. де Ягер К. Строение и динамика атмосферы Солнца. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 376 с.
5. Обашев С.О. // Солнечная активность. М.: Наука, 1968. Вып. 3. С. 98.
6. Курочка Л.Н., Курочка Е.В., Остапенко В.А. // Вестн. Киев. ун-та. Сер. астрофиз. 1975. № 17. С. 25.
7. Гусейнов М.Дж. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1969. Т. 39. С. 253–264.
8. Северный А.Б. // Там же. 1964. Т. 31. С. 159–199.
9. Гусейнов М.Дж. // Там же. 1970. Т. 41–42. С. 89–96.
10. Коваль А.Н., Степанян Н.Н. // Солн. данные. 1972. № 1. С. 83.
11. Коваль А.Н., Степанян Н.Н. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1983. Т. 68. С. 3–15.
12. Степанов В.Е., Гопасюк С.И. // Там же. 1962. Т. 28. С. 194–223.
13. Куклин Г.В., Степанов В.Е. // Солн. данные. 1963. № 1. С. 55.
14. Куклин Г.В., Степанов В.Е. // Там же. № 2. С. 43.
15. Гопасюк С.И. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1965. Т. 33. С. 100–110.
16. Северный А.Б. // Там же. 1957. Т. 17. С. 129–161.
17. Гопасюк С.И. // Там же. 1958. Т. 19. С. 100–104.
18. Гопасюк С.И. // Там же. 1960. Т. 23. С. 331–340.
19. Гопасюк С.И. // Там же. 1985. Т. 72. С. 159–171.
20. Гопасюк С.И., Калман Б., Романов В.А. // Там же. С. 171–183.
21. Абраменко В.И., Гопасюк С.И. // Там же. 1987. Т. 76. С. 147–168.



## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ УСОВ ПО МОНОХРОМАТИЧЕСКИМ НАБЛЮДЕНИЯМ

А.Н. Бабин, А.Н. Коваль

С временным разрешением  $\sim 20$  с исследованы изменения контраста, степени поляризации и азимута плоскости поляризации усов со временем. Получены следующие результаты.

1. Кривые развития усов представляют собой ряд последовательных пиков яркости, время жизни которых около 1,5 мин.

2. Азимут плоскости поляризации усов может значительно изменяться на протяжении их жизни, однако в пределах ошибок измерений остается постоянным для индивидуальных пиков яркости.

3. Для четко выраженных пиков яркости величина степени поляризации усов составляет от 3 до 10%, что в 3–6 раз превышает среднеквадратическую ошибку измерений. Обсуждаются возможные причины деполаризации эмиссии.

4. В исследуемых случаях усы появлялись на возбужденном месте, контраст которого составлял до 8–12% и которое остается возбужденным после угасания усов. Эмиссия этой подложки также поляризована.

5. Определены преимущественные направления (азимуты) плоскости поляризации усов, которые сопоставлены с деталями тонкой структуры хромосферы в линии  $H_{\alpha}$ . Плоскость поляризации усов ориентирована примерно в направлении волокон системы AFS или волокон тонкой структуры.

DETERMINATION OF MOUSTACHE'S LINEAR POLARIZATION PARAMETERS FROM MONOCHROMATIC OBSERVATIONS, by *A.N. Babin, A.N. Koval*. – The time dependence of moustache's contrast, polarization degree and polarization plane orientation are studied with a time resolution of  $\sim 20$  s. We have found:

1. The time profiles of moustache's contrast show prominent spikes with duration about 1,5 min.

2. The azimuth of polarization plane for moustache's emission can considerably change during their lifetime, but in limits of measuring errors it remains constant for individual spikes.

3. For clearly pronounced spike the degree of polarization attains from 3 to 10%, that is 3–6 times rms error of measurements. The possible reasons for depolarization of emission are discussed.

4. In investigated cases the moustaches arise at excited places with contrast up to 8–12%, which continue to be excited after the moustaches fade out. The emission of this background is polarized too.

5. According to our examination the predominant orientation of moustache's polarization plane is close to that of chromospheric structures in  $H_{\alpha}$  (fibrils or Arc Filament System).

В [1] нами было показано, что интерференционно-поляризационный фильтр (ИПФ) и пластинка  $\lambda/2$  могут применяться в качестве анализатора линейной поляризации при исследовании усов. Однако тогда же выяснилось, что быстрые изменения качества изображений и яркости усов вносят значительные неопределенности в полученные результаты. Чтобы повысить точность и надежность определения степени поляризации и азимута плоскости поляризации, были высказаны следующие рекомендации по усовершенствованию методики наблюдений: 1) увеличить частоту съемки и 2) получать одновременно фильтрограммы в двух ортогональных поляризациях.

### 1. Наблюдения

Ранее при наблюдениях на большом коронографе КГ-2 интерференционно-поляризационный фильтр выполнял у нас сразу две функции: он служил в качестве монохроматора (выделяя при наблюдении усов одновременно два спектральных участка шириной по  $0,5 \text{ \AA}$ , расположенных на расстоянии  $1 \text{ \AA}$  симметрично в синюю и красную сторону от линии  $H_{\alpha}$ ), а его входной поляризатор и вращающаяся пластинка  $\lambda/2$  служили в качестве анализатора линейной поляризации. Теперь же, чтобы получать одновременно два ортогонально поляризованных изображения, перед  $H_{\alpha}$ -ИПФ Halle были установлены две поляризационные призмы из стекла и шпата (рис. 1). Анализатором линейно поляризованного света является призма  $P_1$ , положение призмы  $P_2$  относительно  $P_1$  определяет расстояние между двумя ортогонально поляризационными пучками.

Скорость вращения фазовой пластинки  $\lambda/2$ , установленной в первичном фокусе главного объектива КГ-2, была значительно увеличена. Электромеханический привод обеспе-







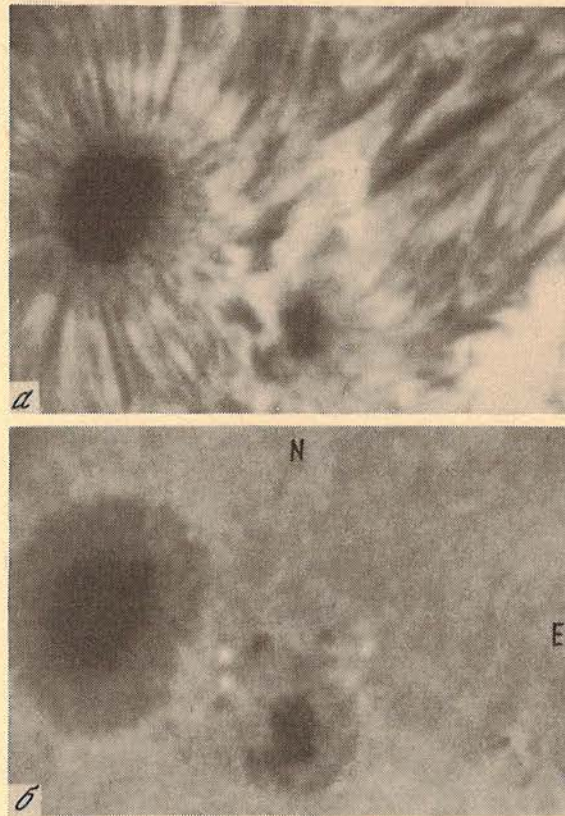


Рис. 2. Фотография одной из изучаемых активных областей 31.07 1986 г. в свете  $H_{\alpha}$  (а) и  $H_{\alpha}\pm 1$  (б)

с  $05^{\text{h}} 00^{\text{m}}$  по  $06^{\text{h}} 15^{\text{m}}$  в молодой активной области № 37 СД (координаты  $\phi = 7^{\circ} \text{N}$ ,  $\lambda = 68^{\circ} \text{E}$ ) с мощной системой арочных волокон (AFS), но без пятен. 21.07 в этой активной области появились небольшие пятна, арочных волокон уже не было, а усы фотографировались с  $04^{\text{h}} 25^{\text{m}}$  по  $04^{\text{h}} 50^{\text{m}}$ . 31.07 1986 г. с  $04^{\text{h}} 40^{\text{m}}$  в течение одного часа велись наблюдения усов в активной области № 38 СД с крупными пятнами (координаты  $8^{\circ} \text{N}$ ,  $37^{\circ} \text{E}$ ). Системы AFS не видно, но к востоку от самого большого пятна есть единичные арочные волокна (рис. 2).

## 2. Измерения

Измерения негативов проводились на микрофотометре МФ-4 с фотоумножителем. Находилась интенсивность усов  $I_{\text{y}}$ , а также интенсивность одних и тех же соседних участков хромосферы в  $\sim 2''$  от усов (с разных сторон от них), усреднением этих значений находилась интенсивность подложки  $I_{\text{п}}$ . Затем вычислялся контраст усов

$$\Delta r = (I_{\text{y}} - I_{\text{п}}) / I_{\text{п}}$$

Щель фотометра выбиралась в зависимости от размеров фотометрируемых усов:  $0,5 \times 0,5''$  или  $0,7 \times 0,7''$ . Измерялись наиболее яркие и долгоживущие усы. При этом на каждом кадре визуально оценивалось качество изображений (в четырехбалльной шкале).



### 3. Качество изображений

При исследовании тонкоструктурных образований на Солнце всегда остается открытым вопрос о влиянии качества изображений на полученные результаты. Специальных наблюдений для исследования качества дневных изображений на телескопе КГ-2 мы не проводили. Но для конкретных наблюдений усов решили провести сопоставление контраста усов и их размеров и качества изображений.

Обработав статистически кривые изменения контраста усов со временем в течение главной фазы их жизни, мы нашли, что при ухудшении изображений на один балл контраст усов уменьшается на 25%.

Как показало изучение снимков, изображения усов в свете обыкновенного и необыкновенного лучей несколько различаются. На рис. 3 приведен фотометрический разрез одних и тех же мелких, но ярких усов на одновременно полученных снимках в ортогонально поляризованном свете. Форма и полуширины контуров, как видно из этого рисунка, даже на кадрах с отличными изображениями неодинаковы. Если в одной поляризации полуширина контура  $0,58''$ , то в другой  $0,68''$ . Для других, более крупных усов полуширины равны  $1,08$  и  $1,23''$  соответственно, т.е. полуширины усов в ортогональных поляризациях несколько отличаются, а следовательно, несколько различным будет и определяемый по этим снимкам контраст.

Возможное объяснение этих различий состоит в том, что в свете необыкновенного луча поляризационные призмы  $P_1$  и  $P_2$  работают как плоскопараллельные пластины, а в свете обыкновенного — как слабые клинья. Ввиду малой светосилы сходящегося пучка, который падает на призмы (1:40), хорошо сфокусированные изображения в обоих лучах практически не отличаются от идеальных. Далее, из-за различия коэффициента преломления шпата в обыкновенном и необыкновенном луче призмы, находясь в сходящемся пучке, по-разному смещают фокальную плоскость. Это отличие мало ( $\sim 1,2$  мм) по сравнению с глубиной резкости телескопа ( $\pm 2,1$  мм), и при правильной фокусировке оба изображения должны быть одинаково хороши и должны иметь одинаковую яркость. Однако при ухудшениях изображений это равенство будет нарушаться. Прохождение воздушных линз перед объектом может вызвать дефокусировку изображения в первичном фокусе, а это по-разному скажется на изображениях в обыкновенном и необыкновенном лучах.

Обращает на себя внимание еще один вид искажений, вызываемых атмосферными неоднородностями: вытягивание и двоение изображений усов. В одних случаях наблюдалось только вытягивание, в других только двоение, но часто оба эти эффекта присутствовали одновременно: изображения усов раздваивались и вытягивались в перпендикулярном направлении. При этом размер усов в направлении вытягивания увеличивается в 1,5–2 раза; полуширины компонентов раздвоенных изображений в направлении двоения иногда порядка полуширин усов, полученных на кадрах с отличными изображениями  $0,7–1,0''$ , а расстояния между компонентами  $\sim 1,0–1,4''$ . Интенсивности обоих компонентов изображения часто очень близки.

Если изображение раздваивается, то естественно предположить, что сумма интенсивностей компонентов должна быть равна интенсивности нераздвоенных усов. Однако измерения показали, что, как правило, сумма интенсивностей компонентов больше интенсивности не-

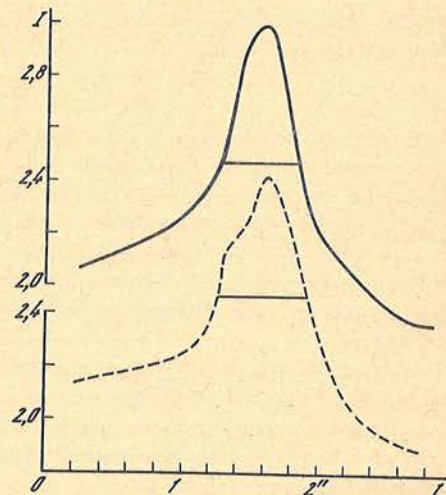


Рис. 3. Фотометрические разрезы усов на снимках в ортогональных поляризациях



раздвоенных усов на соседних кадрах (иногда более чем в 1,5 раза). Это наводит на мысль о том, что даже на кадре с высокой оценкой хорошие изображения делятся лишь часть времени экспозиции, а остальную часть они так сильно размываются, что практически не обнаруживаются даже в виде ореола вокруг маленького четкого изображения, таким образом, контраст усов уменьшается. При двоении изображений это размывание может оказаться минимальным, и мы получаем два изображения, каждое из которых имеет почти истинный размер, а их суммарная яркость близка к истинной яркости.

Отметим также, что двоение изображений чаще видно не на отдельных кадрах, а в течение некоторого промежутка времени, это, по-видимому, имеет место в периоды, когда при визуальных наблюдениях отмечается дрожание изображений с малой амплитудой, но с большой частотой.

#### 4. Вычисление параметров поляризации

Как уже отмечалось, наблюдения усов проводились сериями по четыре снимка, которые соответствуют положениям фазовой пластинки 0; 22,5; 45; 67,5°. При этом изображение в свете обыкновенного луча получалось при положениях плоскости поляризации анализатора 0; 45; 90; 135°, а в свете необыкновенного луча соответственно 90; 135; 0; 45°. Чтобы уменьшить влияние небольшого различия изображений в ортогонально поляризованном свете, а также в некоторой степени компенсировать обусловленное атмосферой изменение качества изображений за время съемки серии (~1,5 с), мы для каждой серии проводили усреднение значений  $\Delta r$  при одинаковых положениях анализатора в обыкновенном и необыкновенном лучах и получали, таким образом,  $\Delta r_0$ ,  $\Delta r_{45}$ ,  $\Delta r_{90}$ ,  $\Delta r_{135}$ .

Параметры Стокса линейной поляризации для каждой серии вычислялись по формулам

$$Q/I = (\Delta r_0 - \Delta r_{90}) / (\Delta r_0 + \Delta r_{90}),$$

$$U/I = (\Delta r_{45} - \Delta r_{135}) / (\Delta r_{45} + \Delta r_{135}).$$

Затем находились  $P$ -степень поляризации и угол  $\gamma$  — азимут ее плоскости (отсчитываемый против часовой стрелки от направления оси пропускания анализатора в свете обыкновенного луча при нулевом положении фазовой пластинки) на основании соотношений, связывающих их с параметрами Стокса:

$$P = [(Q/I)^2 + (U/I)^2]^{1/2}, \quad U/I = \sin 2\gamma, \quad (U/I)/(Q/I) = \operatorname{tg} 2\gamma.$$

Определялось также среднее для каждой серии значение контраста  $\Delta r_{\text{ср}}$  и его среднеквадратическая ошибка.

#### 5. Результаты

Для всех исследуемых усов были построены графики изменения контраста  $\Delta r_{\text{ср}}$ , степени поляризации  $P$  и азимута  $\gamma$  со временем. Примеры таких зависимостей представлены на рис. 4, где каждая точка соответствует одной серии наблюдений; угол  $\gamma$  откладывается от горизонтального направления против часовой стрелки.

Как показывают наши измерения, усы разгораются на месте уже возбужденной области хромосферы, контраст эмиссии этой области составлял до 8–12%. После угасания усов это место также оставалось возбужденным с примерно такой же величиной контраста.

Из рис. 4 видно, что кривые яркости усов состоят из отдельных пиков различной интенсивности длительностью около 1,5 мин, т.е. наблюдается как бы последовательное выделение энергии, носящее импульсный характер. Такой же характер выделения энергии, но с более грубой временной шкалой получен также и другими авторами (3–7 [2] и 8 мин [3]).



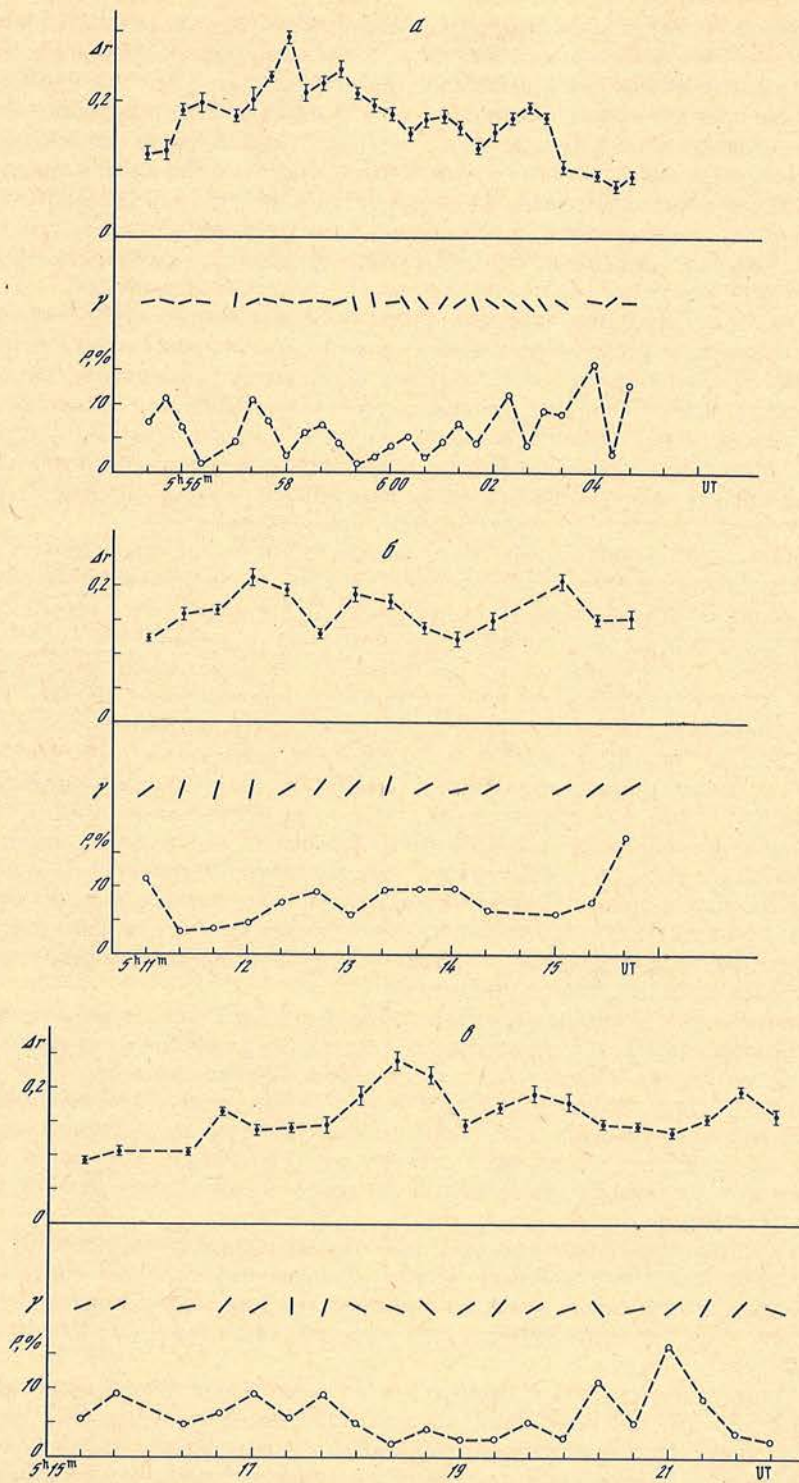


Рис. 4. Изменение со временем степени поляризации (нижняя кривая), контраста усов (верхняя кривая) и ориентации их плоскости поляризации  
*a* – усы № 2 20.07 1986 г., *б* – № 2 31.07 1986 г., *в* – № 3 31.07 1986 г.



Рассмотрим, как ведут себя поляризационные характеристики усов со временем. Из рис. 4 следует, что азимут плоскости поляризации изменяется в широких пределах. Частично это можно объяснить ошибками измерений, особенно при ухудшении изображений. В то же время отчетливо видно, что азимут плоскости поляризации на протяжении времени существования эмиссионного элемента (характеризующегося одним бугром на кривой изменения яркости усов) в большинстве случаев остается примерно постоянным и испытывает возмущение при разгорании нового эмиссионного элемента, азимут плоскости поляризации которого может быть близким к азимуту предыдущего элемента, но может и значительно отличаться. Это приводит к колебаниям измеренного значения азимута, пока эмиссия нового элемента не станет преобладающей.

Для тех усов, для которых имелось достаточное количество измерений, было построено распределение наблюдаемых азимутов относительно направления суточной параллели (рис. 5). Как видно из этого рисунка, выделяются преимущественные направления плоскости поляризации для отдельных усов. Сопоставим их с ориентацией структурных деталей активной области, видимых в центре и крыле линии  $H_{\alpha}$ . Для этого мы нанесли положение усов (темные кружки) и преимущественное направление плоскости их поляризации (отрезки прямых, проходящие через усы) на зарисовки хромосферных структур соответствующих активных областей (примеры на рис. 6).

В результате такого сопоставления выяснилось, что во всех случаях азимут плоскости поляризации близок к направлению арочных волокон или волоконца тонкой структуры хромосферы. Поскольку ориентация волокон AFS и волоконца тонкой структуры отражает направление силовых линий магнитного поля в хромосфере [4, 5], следовательно, плоскость поляризации усов ориентирована примерно вдоль магнитного поля.

Различие азимутов плоскости поляризации выходящих эмиссионных элементов можно объяснить сложной тонкой структурой выходящего магнитного поля в области образования усов. При спектральных исследованиях нами также было получено, что крупные усы состоят из тонкоструктурных элементов с разной ориентацией плоскости поляризации [6]. Смит [7] при изучении магнитных полей с разрешением, примерно равным тонкоструктурным деталям, видимым в  $H_{\alpha}$ , нашла, что вблизи концов арочных волокон магнитное поле является сложной смесью обеих полярностей. При исследовании систем арочных волокон Бруцек [8] обнаружил, что при хороших изображениях компактные волокна AFS расщепляются на много очень тонких компонентов, которые претерпевают заметные изменения в течение 10 мин, в то время как основная конфигурация системы в целом остается неизменной.

Определяемая нами величина степени поляризации усов  $P$  является результирующей для всех накладывающихся эмиссионных элементов. Если эмиссия какого-либо элемента в данный момент не поляризована, то величина  $P$  будет занижена. Деполаризация излучения усов будет наблюдаться также в том случае, если направления плоскости поляризации накладывающихся эмиссионных элементов будут существенно различаться. Возможно, такое явление мы видим в случае усов 31.07.1986 г. (см. рис. 4, в), когда предыдущий и последующий эмиссионные элементы имеют почти ортогональные азимуты плоскости поляризации.

Эмиссия возбужденной подложки усов (в которой, как предполагают в [3], происходит постепенное выделение энергии) согласно нашим наблюдениям также поляризована. Возможно, эта подложка является источником непрерывной эмиссии, на которую в большинстве случаев накладывается эмиссия усов, как это следует из спектральных наблюдений [9].

Трудно определить ошибки величин  $P$  и  $\gamma$  для единичных измерений, относящихся к отдельным сериям, так как они вызываются многими факторами (как уже отмечалось выше). Реальность полученных значений  $P$  и  $\gamma$  мы решили оценить следующим образом. Для четко выраженных отдельных эмиссионных элементов усов усреднялись параметры Стокса, находилась средняя степень поляризации за время их жизни и определялась среднеквадратическая ошибка средних значений. Затем определялся средний угол  $\gamma$  и его ошибка. Средние значения степени поляризации находятся в пределах



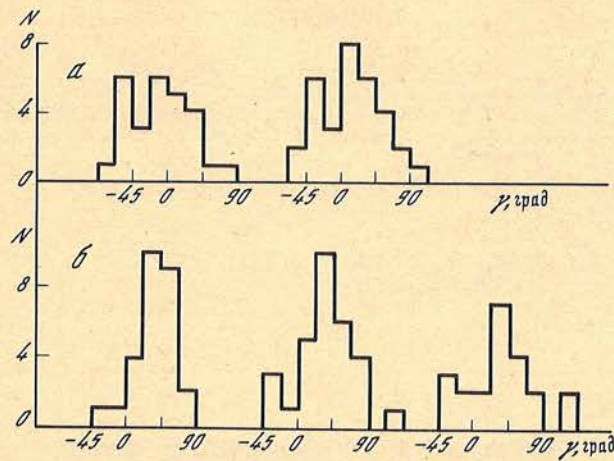


Рис. 5. Распределение вычисленных азимутов плоскости поляризации эмиссии *a* – усы № 2 и 1 20.07 1986 г., *б* – усы № 1–3 31.07 1986 г.

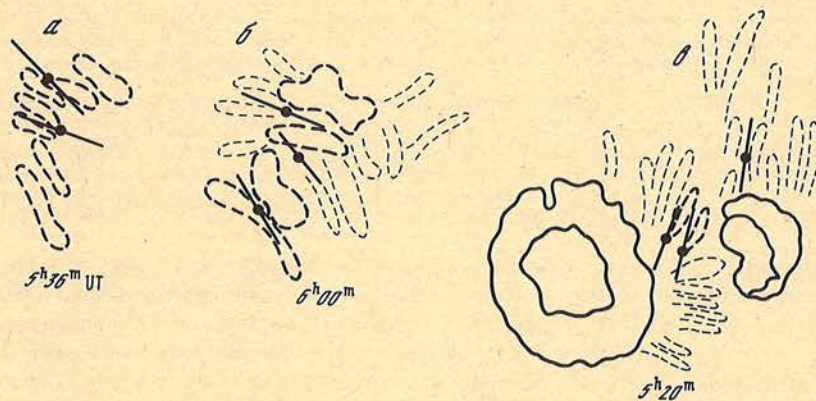


Рис. 6. Сопоставление азимутов плоскости поляризации усов с ориентацией деталей тонкой структуры хромосферы в линии  $H_{\alpha}$ . *a*, *б* – 20.07 1986 г., *в* – 31.07 1986 г. Пятна обведены сплошной линией, черные точки с проходящими через них отрезками – усы и ориентация их плоскости поляризации, тонкие штриховые линии – волокна тонкой структуры хромосферы, жирные штриховые линии – волокна системы AFS

от 3 до 10%, что в 3–6 раз превышает среднеквадратическую ошибку  $\sigma_{P_{cp}}$ , а ошибка определения  $\gamma$  составляет от 6 до  $17^{\circ}$ .

Отметим, что указания на быстрые изменения  $P$  и  $\gamma$  в усах со временем были получены в [1]. В [10] также делается вывод о быстром изменении степени поляризации и вращения ее плоскости на основании определения параметров поляризации для трех моментов времени (хотя приведенные контуры исследуемой эмиссии не типичны для усов, а скорее относятся к микровспышкам).

Ввиду больших наблюдательных трудностей, связанных с очень малыми размерами усов, полученные результаты требуют проверки и уточнения. Дальнейшее улучшение фотографических наблюдений должно быть связано с уменьшением времени экспозиции и увеличением количества снимков в серии до 8 или 16.

Ноябрь 1987 г.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Бабин А.Н., Коваль А.Н. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1986. Т. 75. С. 52.
2. Ден О.Е., Макаров В.И., Молоденский М.М. // Солн. данные. 1973. № 3. С. 101.
3. Zachariadis Th.G., Alissandrakis C.E., Banos G. // Solar Phys. 1987. Vol. 108. P. 227.
4. Цан Т.Т. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1964. Т. 31. С. 200.
5. Vrabc D. // IAU Symp. 43. 1971. P. 329.
6. Бабин А.Н., Коваль А.Н. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 77. С. 9.
7. Smith S.F. // IAU Symp. 43. 1971. P. 323.
8. Bruzek A. // Solar Phys. 1967. Vol. 2. P. 451.
9. Северный А.Б. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1957. Т. 17. С. 129.
10. Firstova N.M. // Solar Phys. 1986. Vol. 103. P. 11.

УДК 520.34; 523.9-1/-8

### ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ЯРКОСТИ СОЛНЦА. I

Л.В. Дидковский, В.А. Котов

Для регистрации глобальных осцилляций яркости Солнца в спектральном диапазоне  $0,73 \pm 0,10$  мкм применена фотодиодная матрица с 1024 ячейками ( $32 \times 32$ ). Излагается простой метод обработки данных наблюдений, основанный на аппроксимации распределения яркости "спокойного Солнца" полиномами Чебышева. В спектрах мощности остатков "осциллирующее Солнце минус спокойное Солнце" видна четкая концентрация пиков мощности в диапазоне периодов  $\sim 5$  мин.

SPATIALLY-TEMPORAL ANALYSIS OF THE SOLAR BRIGHTNESS OSCILLATIONS. I, by L.V. Didkovsky, V.A. Kotov. — The 1024-channel ( $32 \times 32$ ) photodiode array is used for detection of the global solar brightness oscillations within  $0,73 \pm 0,10$  mkm passband. A simple method of data reduction based on computation of the "quiet Sun", approximated by the system of Chebychev polynomials, is described. Power spectra of the residuals "oscillating Sun minus quiet Sun" clearly shows a concentration of power in the 5-minute range of periods.

Наблюдения 5-минутных осцилляций яркости фотосферы Солнца выполняются на Башенном солнечном телескопе КАО с помощью фотодиодной матрицы (МФ), имеющей 1024 ( $32 \times 32$ ) ячейки. Устройство, подробно описанное в [1], освещается параллельным пучком света. В фокальной плоскости линзы находится МФ размером  $\sim 8 \times 8$  мм; на ней строится изображение Солнца диаметром  $\sim 9$  мм. Пространственное разрешение соответствует  $\sim 53''$ , что позволяет применять устройство для изучения осцилляций низкой и средней степени,  $l \lesssim 40$ . Спектральное окно пропускания  $0,73 \pm 0,10$  мкм.

Здесь мы представляем данные первых наблюдений с комплексом МФ-ЭВМ (СМ -4), выполненных летом 1987 г. для изучения пространственно-временных свойств акустических 5-минутных осцилляций, методику обработки материала и некоторые результаты.

#### 1. Инструмент, наблюдения и метод обработки материала

Наблюдения проводились после существенных усовершенствований конструкции прибора, описанного в [1]. Поворотный стол, на котором теперь закреплён блок МФ, позволяет ориентировать с точностью до  $\pm 0,5^\circ$  строки (столбцы) МФ параллельно солнечному экватору.

Юстировка прибора осуществляется с помощью микрометрических винтов, которые перемещают блок МФ в плоскости, перпендикулярной световому пучку, по двум ортогональным направлениям. Процесс юстировки можно контролировать в башне БСТ с помощью переносного телевизионного приемника.

Наблюдения с ориентацией МФ и при меридиональном положении целостата выпол-



нены с 14.07 по 25.07 в течение шести суток, со среднесуточной длительностью записи около 8,5 ч.

Наблюдениям предшествовали измерения неоднородности ячеек МФ при освещении их параллельным солнечным пучком. Результаты в целом совпали с полученными ранее [1], что важно с точки зрения информации об изменениях чувствительности ячеек МФ за год. Дополнительно получены данные о кратковременном ( $\sim 4$  ч) дрейфе чувствительности ячеек МФ, связанном в основном с двухкратным уменьшением интенсивности параллельного пучка от полудня к вечеру. Дрейф  $\geq 1\%$  зафиксирован у 26 ячеек (из общего числа  $N \approx 800$  для  $r \leq 0,9 R_{\odot}$ ;  $r$  — радиальная координата на изображении Солнца радиуса  $R_{\odot}$ ).

Во время наблюдений за каждые 38 с каждая ячейка опрашивается 1000 раз, затем отсчеты яркости для каждой из 1024 ячеек отдельно усредняются и записываются в память ЭВМ.

Наблюдения  $5^m$ -осцилляций яркости, выполненные ранее [2–5], показали, что осцилляции имеют среднюю относительную амплитуду  $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$ ; естественно, что для регистрации таких слабых вариаций при наземных наблюдениях необходимо максимально избавиться от влияния флуктуаций атмосферной прозрачности. Для этого применяется дифференциальный метод: флуктуации измеряются по отношению к потоку от всего диска Солнца или к той или иной обширной зоне диска [6, 7].

Для корректного сопоставления сигналов от краевых и центральных ячеек МФ требуется учет функции потемнения к краю [8]

$$F_{\lambda, \theta} = 1 - u_1 (1 - \cos \theta) - u_2 (1 - \cos^2 \theta), \quad (1)$$

где  $\theta$  — угол между радиусом-вектором данного участка Солнца и лучом зрения,  $u_1$  и  $u_2$  — параметры, зависящие от длины волны  $\lambda$ . Аппроксимация данных измерений (вдоль строки или столбца МФ) квадратичной зависимостью (1) не учитывает дифференциальные атмосферные эффекты.

Наш метод пространственной фильтрации состоит в следующем. Для каждого "кадра" длительностью 38 с определяется профиль "спокойного Солнца". А именно, по данным измерений для каждой строки (столбца) МФ методом ортогональных полиномов Чебышева [9] вычисляется полином третьей степени. Затем для каждой ячейки вычислялись разности  $\Delta(x, y) = \text{"измеренная яркость минус } I_0(x, y)\text{"}$ , где  $x$  и  $y$  — номера ячеек МФ по строкам и столбцам,  $I_0(x, y)$  — среднее значение двух полиномов для данной точки ("спокойное Солнце", т.е. поверхность в трехмерном пространстве, определяемая полиномами, вычисленными отдельно для строк и столбцов МФ и усредненными для каждой ячейки). Наконец, вычислялись нормированные флуктуации  $\delta = \Delta/I_0(x, y)$ . Вся эта процедура применялась для области диска, ограниченного радиусом  $r = 0,75 R_{\odot}$ , что уменьшало влияние краев, где инструментальные погрешности и ошибки определения "спокойного Солнца" велики.

## 2. Пространственно-временная картина осцилляций

На рис. 1 в трехмерной проекции показано распределение яркости по диску Солнца для  $r \leq 0,75 R_{\odot}$ . Наблюдения сделаны 18.07. Поверхность образована семейством ортогональных отрезков, проходящих по строкам (направление E–W) и столбцам (N–S) МФ. Вершины и впадины характеризуют соответственно большую и меньшую яркость с относительными вариациями на величину  $\lesssim 1\%$ . Часть ячеек ( $N = 364$ ), которые выходят за пределы окружности  $r = 0,75 R_{\odot}$ , образуют плоскость с некоторым (постоянным для всех наблюдений с МФ) уровнем яркости  $I \approx 0,5 I_{\max}$ .

Распределение нормированных флуктуаций  $\delta(x, y)$  по наблюдениям в тот же день, 18.07, но для двух разных моментов времени, показано на рис. 2. Флуктуации имеют среднюю амплитуду  $\sim (2 \div 3) \cdot 10^{-3}$  и обусловлены в основном временными изменениями яркости (см. ниже; некоторые флуктуации связаны также с инструментальными неоднородностями изображения Солнца). Отчетливо видны значительные изме-



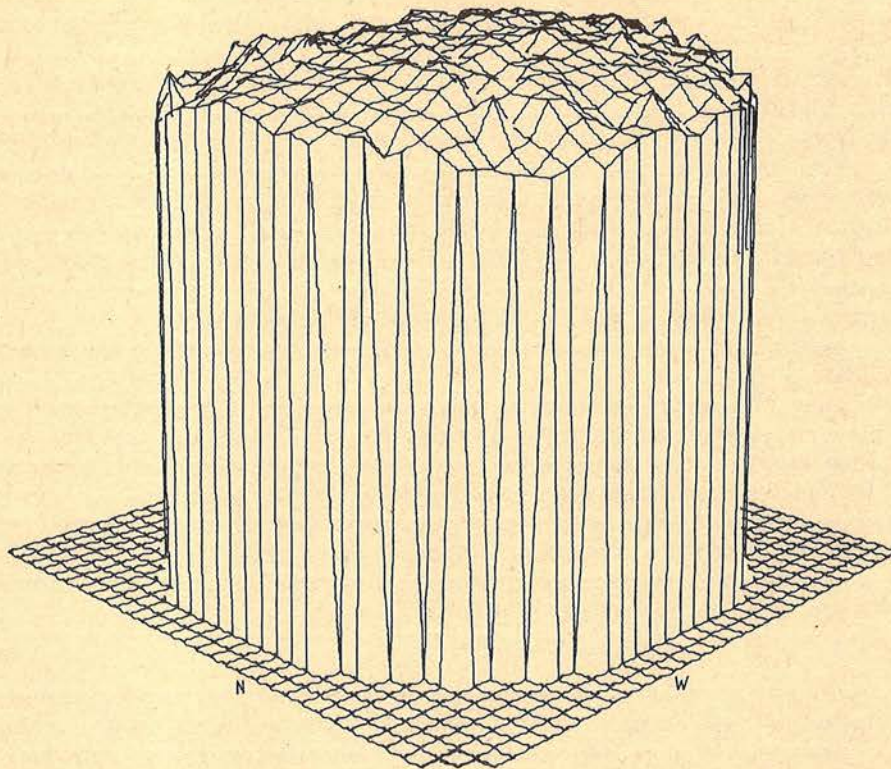


Рис. 1. Распределение яркости (в отн. ед.) части солнечного диска в трехмерном виде ( $r \leq 0,75R_{\odot}$ )  
 Наблюдения выполнены 18.07 1987 г.; UT 06<sup>h</sup>46<sup>m</sup>04<sup>s</sup>, МФ 32 × 32,  $\lambda = 0,73 \pm 0,10$  мкм

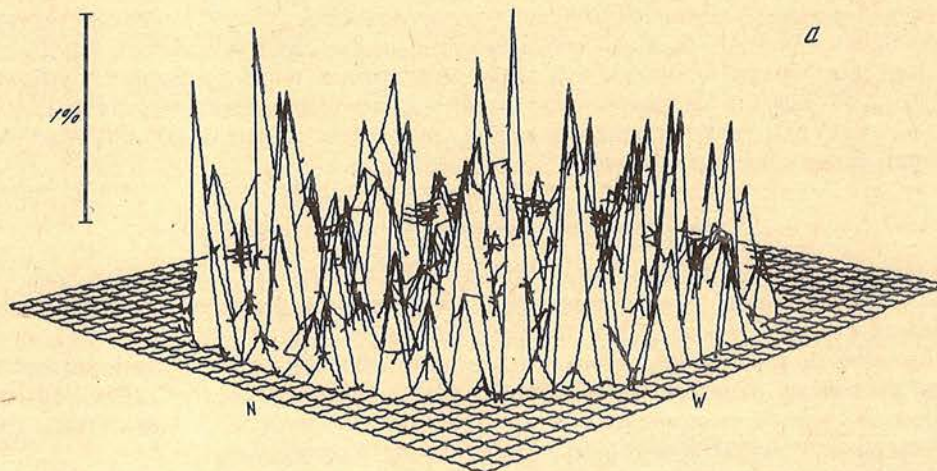


Рис. 2. Пространственная трехмерная картина распределения флуктуаций яркости фотосферы по отношению к "спокойному Солнцу" (см. текст) для двух моментов времени  
 а - UT 06<sup>h</sup>46<sup>m</sup>05<sup>s</sup>, б - UT 12<sup>h</sup>45<sup>m</sup>38<sup>s</sup>



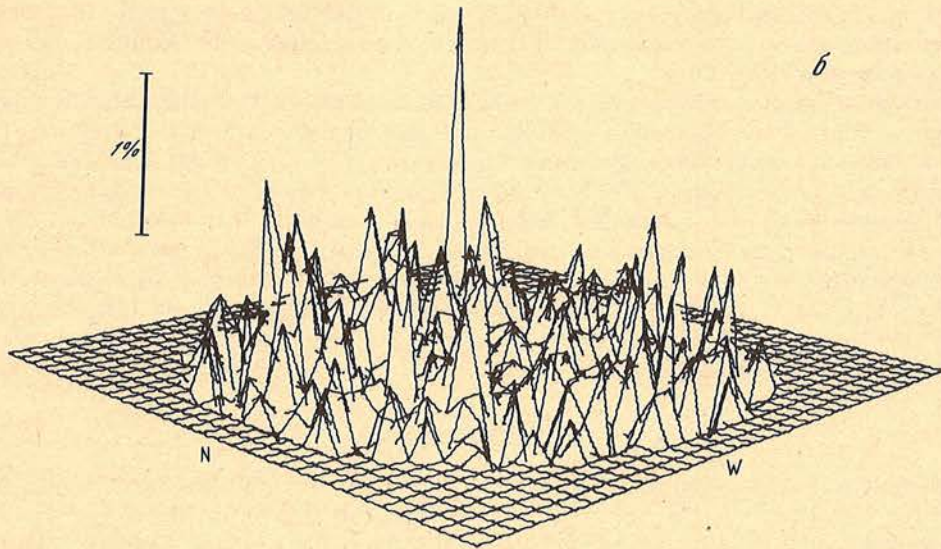


Рис. 2 (окончание)

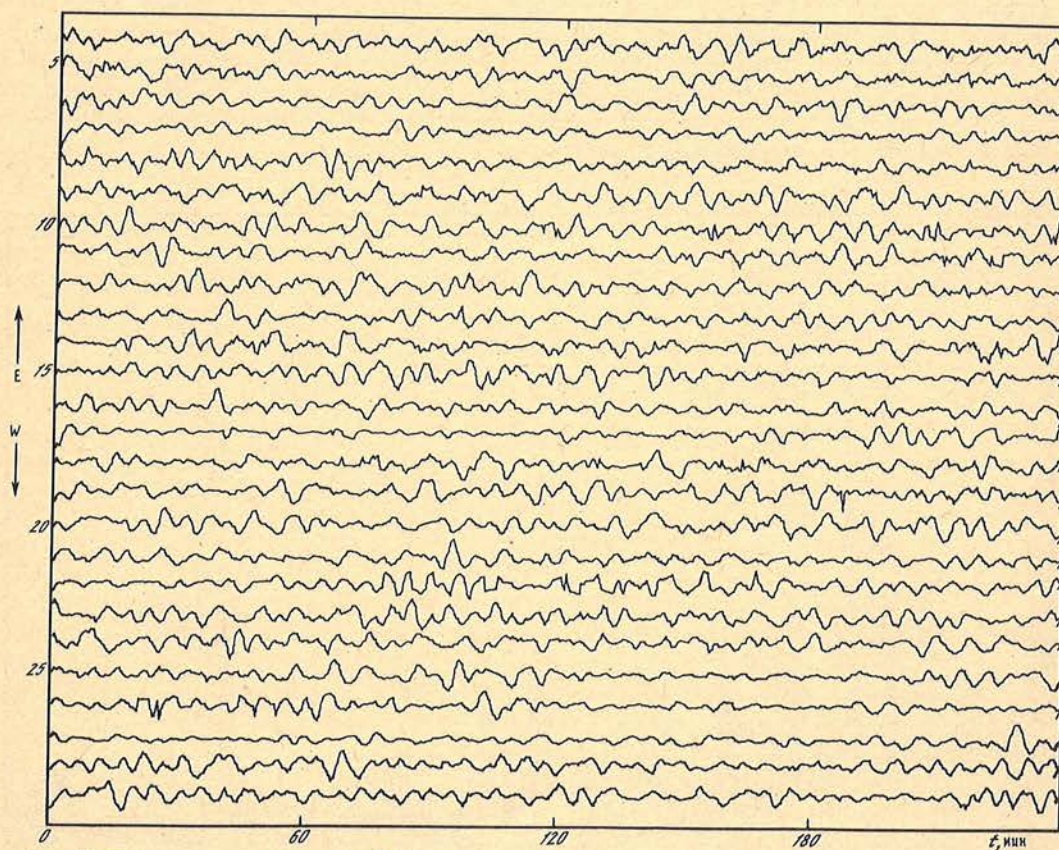


Рис. 3. Пространственно-временная картина распределения флуктуаций яркости по ячейкам МФ вдоль солнечного экватора  
 Номера ячеек 4–29; размер ячейки  $21''$ , пространственное разрешение  $53''$ . Максимальная амплитуда флуктуаций  $2,5 \cdot 10^{-3}$



нения пространственной структуры флуктуаций  $\delta$ , происшедшие за время  $\sim 6$  ч. Невозмущенная плоскость здесь соответствует поверхности "спокойного Солнца"; показаны лишь флуктуации  $\delta \geq 0$ .

Временные флуктуации  $\delta$  каждой ячейки были подвергнуты троекратному сглаживанию с "окном" скользящего среднего 10 мин для определения плавного тренда  $\delta_0(t)$ . Затем анализировались временные флуктуации  $\delta' = \delta(t) - \delta_0(t)$ . Для 26 ячеек центрального ряда матрицы (т.е. для экватора; номера ячеек 4–29), соответствующего направлению E–W, ход временных флуктуаций  $\delta'$  в течение 4 ч показан на рис. 3. Хорошо видны цуги 5-минутных осцилляций со средней амплитудой  $\sim 0,25\%$ ; такие осцилляции более или менее характерны для всех ячеек независимо от расстояния до центра солнечного диска. Примечательны "замирания" осцилляций на интервалах времени 30–100 мин; они происходят несинхронно в разных ячейках, что говорит о солнечном происхождении осцилляций.

### 3. Спектры мощности

Разрешение по частоте  $\Delta\nu$  спектров мощности (СМ), определяемое выражением  $\Delta\nu \approx (2L)^{-1}$ , где  $L = 10,5$  ч – длительность записи 18.07, составляет  $\pm 13$  мкГц. СМ вычислялись как по программе метода наложенных эпох, так и методом прямого фурье-преобразования; между СМ обоих методов нет существенных различий.

Для вычисления СМ диска Солнца в пределах  $r \leq 0,75 R_\odot$  определялись временные вариации средней для массива  $I_0(x, y)$  яркости по отношению к средней яркости четырех краевых ячеек МФ (на EN, NW, WS, SE-краях диска). Влияние атмосферных неоднородностей при этом в значительной мере исключается. СМ диска Солнца показан на рис. 4, где видна отчетливая концентрация пиков мощности в диапазоне периодов 5–6 мин. Максимальная амплитуда пиков  $A^2 \sim 2,3 \cdot 10^{-9}$  (гармоническая амплитуда  $A$  измеряется в относительных единицах).

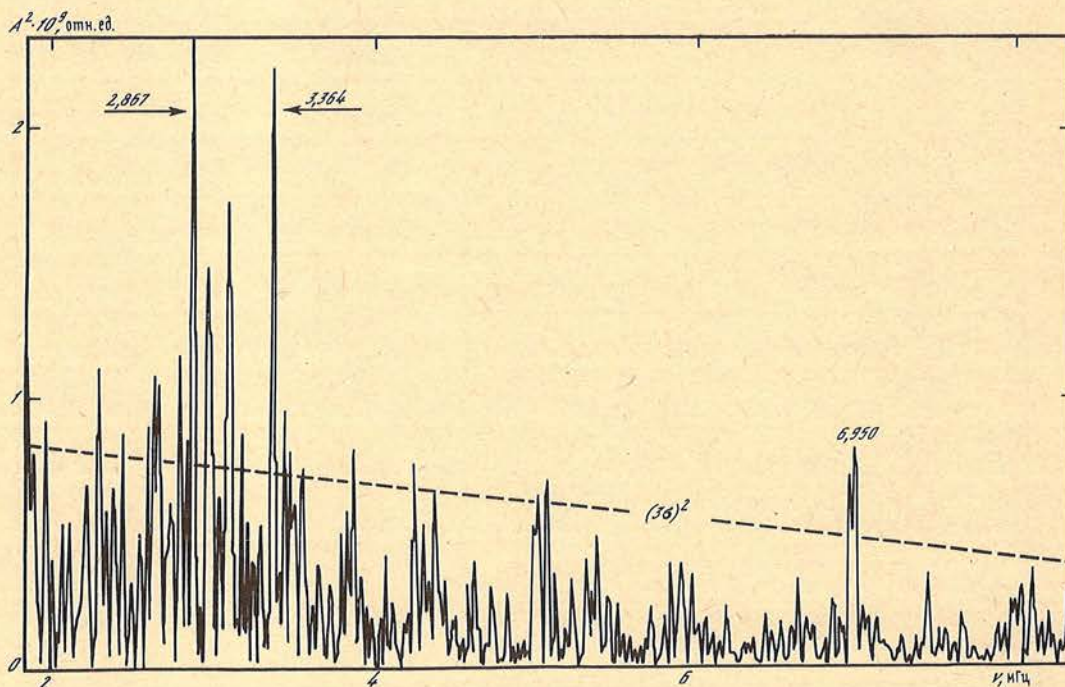


Рис. 4. Спектр мощности колебаний яркости для среднего по диску сигнала  
По горизонтальной оси – частота в мГц; по вертикальной – квадрат гармонической амплитуды в относительных единицах. Штриховая линия – уровень значимости  $3\sigma$



Таблица 1  
Сравнение дискретных частот колебаний Солнца

$\nu_1$ , мкГц	$\nu_2$ , мкГц	$\nu_3$ , мкГц	$\nu_1 - \nu_3$ , мкГц	$\nu_2 - \nu_3$ , мкГц	$\nu_1$ , мкГц	$\nu_2$ , мкГц	$\nu_3$ , мкГц	$\nu_1 - \nu_3$ , мкГц	$\nu_2 - \nu_3$ , мкГц
1949	1949	1948	1	1	—	3040	3034	—	6
1981	—	—	—	—	3099	—	3099	0	—
—	2079	2084	—	-5	—	3148	3160	—	-12
2133	—	2139	-6	—	3170	—	3169	1	—
—	2154	2157	—	-3	3245	—	3233	12	—
—	2198	—	—	—	3299	—	3296	3	—
2284	2300	2292	-8	8	3332	—	—	—	—
2381	—	—	—	—	3418	3418	3431	-13	-13
2424	2424	2426	-2	-2	—	3489	3490	—	-1
—	2510	2497	—	13	3505	—	3505	0	—
2673	2673	2678	-5	-5	—	3548	—	—	—
2792	—	—	—	—	3850	—	3848	2	—
2867	—	—	—	—	—	3872	—	—	—
2975	—	2963	12	—	4110	—	4113	-3	—
2997	2997	—	—	—	—	4736	4739	—	-3

Таблица 2  
Расщепления частот  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  и соответствующие амплитуды

$\Delta_1$ , мкГц	$A_1$ , отн. ед.	$\Delta_2$ , мкГц	$A_2$ , отн. ед.	$\Delta_1$ , мкГц	$A_1$ , отн. ед.	$\Delta_2$ , мкГц	$A_2$ , отн. ед.
34	8	35	10	42	8	—	—
37	9	—	—	63	10	70	7
39	8	—	—	104	8	123	6

Подобные спектры мощности были вычислены на основе нормированных флуктуаций  $\delta$  для варьируемого числа "приэкваториальных" ячеек: для пары ячеек в центре диска, для двух, трех, четырех и пяти пар ячеек, а также для всех 26 пар ячеек, расположенных вдоль солнечного экватора. Затем из всех дискретных пиков мощности, отвечающих диапазону 5-минутных осцилляций (1,94–4,80 мГц), выбирались те, которые повторялись в пределах  $\pm 13$  мкГц в СМ для двух–пяти пар ячеек ( $\nu_1$ ) и все основные пики для СМ 26 пар ячеек ( $\nu_2$ ); соответствующие частоты приведены в первом и втором столбцах табл. 1. В третьем столбце приведены частоты  $\nu_3$ , определенные по доплеровским измерениям [10] и совпадающие с  $\nu_1$  и  $\nu_2$  в пределах  $\pm 13$  мкГц. Из 20 (16) наших частот  $\nu_1$  ( $\nu_2$ ) большинство, около 70 (75)% совпадают с частотами  $\nu_3$ ; разности  $\nu_1 - \nu_3$ ,  $\nu_2 - \nu_3$  также приведены в табл. 1.

Для определения "эквиливантного" расщепления по набору частот  $\nu_1, \nu_2$  (см. табл. 1) методом дискретного фурье-преобразования вычислен "спектр спектра" с учетом мощности  $A^2$  дискретных пиков. Результаты приведены в табл. 2, где обозначено:  $\Delta_1, \Delta_2$  — расщепления в мкГц для  $\nu_1, \nu_2$ ;  $A_1$  и  $A_2$  — соответствующие амплитуды в относительных единицах. Примечательно значение  $\Delta_2 = 70$  (мкГц), близкое к известному расщеплению 68 мкГц в измерениях скорости, а также расщепление 104 мкГц. Последнее, возможно, неслучайно совпадает с частотой  $\nu_0 = 104$  мкГц и может служить основанием для гипотезы о возможных наблюдаемых проявлениях 160-минутных пульсаций ( $\nu_0^{-1} = 160$  мин) в спектре 5-минутных осцилляций, см. [5].



## Заклучение

Наблюдения с ориентируемой матрицей значительно расширяют возможность изучения как акустических 5-минутных осцилляций, так и долгопериодных  $g$ -мод, в частности 160-минутных пульсаций Солнца. Предложенный метод определения поверхности, аппроксимирующей "спокойное Солнце", позволяет гораздо более эффективно, чем прежде при дифференциальных измерениях вариаций яркости [3, 6], освободиться от атмосферных помех и получать более надежные спектры мощности осцилляций яркости фотосферы Солнца. Достоверность СМ при достаточно длительных наблюдениях не уступает, по-видимому, достоверности СМ 5-минутных осцилляций, полученных при измерениях лучевой скорости с помощью метода атомной резонансной спектроскопии.

11 ноября 1987 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Дидковский Л.В. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1988. Т. 78.
2. Woodard M., Hudson H. // Solar Phys. 1983. Vol. 82. P. 67-73.
3. Дидковский Л.В., Котов В.А. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1986. Т. 74. С. 132-142.
4. Nishikawa J., Hamana S., Mizugaki K., Hirayama T. // Publ. Astron. Soc. Japan. 1986. Vol. 38. P. 277-283.
5. Дидковский Л.В., Котов В.А. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1988. Т. 79.
6. Дидковский Л.В., Котов В.А. // Там же. 1987. Т. 76. С. 119-138.
7. Дидковский Л.В., Котов В.А. // Наст. том.
8. Аллен К.У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977. С. 242.
9. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике / Пер. со 2-го амер. изд. под ред. И.Г. Арамановича. М.: Наука, 1978. С. 684-777.
10. Palle P.L., Perez J.C., Regulo C. et al. // Astron. and Astrophys. 1986. Vol. 170. P. 114-119.

УДК 520.34; 523.9-1/-8

## ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ ЯРКОСТИ СОЛНЦА: ОПЫТ НАБЛЮДЕНИЙ С 1024-КАНАЛЬНОЙ МАТРИЦЕЙ

Л.В. Дидковский, В.А. Котов

С помощью фотодиодной (32×32) матрицы наблюдались осцилляции яркости Солнца в области спектра  $0,73 \pm 0,10$  мкм. Измерения выполнены в 1986 г. в течение 7 сут при пространственном разрешении  $\sim 53''$  и времени накопления 38 с. Относительная амплитуда длиннопериодных вариаций яркости существенно растет к центру солнечного диска. Предполагается, что большая часть вариаций связана с колебаниями Солнца.

Для центральной части диска диаметром  $0,3 D_{\odot}$  обнаруживаются 160-минутные осцилляции с относительной амплитудой  $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ . Фаза этих вариаций для периода 160,010 мин практически совпадает со средней фазой колебаний дифференциальной яркости, вытекающей из предыдущих наблюдений 1976-1985 гг.

THE PERIODIC VARIATIONS OF THE SOLAR BRIGHTNESS OBSERVED WITH THE 1024-CHANNEL PHOTODIODE ARRAY, by L.V. Didkovsky, V.A. Kotov. - The observations of the long-period brightness oscillations of the Sun were carried out by using a photodiode array (32×32 pixels) within the spectral passband  $0.73 \pm 0.10$  mkm during 7 days in 1986. The spatial resolution was about 53 arc sec and accumulation time 38 sec. The data analysis showed that relative amplitudes of brightness variations increase toward the centre of the solar disk. It suggests a real (solar) origin of a significant part of the observed variations. For the central part of the disk ( $0.3 D_{\odot}$  in diameter) the data reveal 160-min oscillations with the average relative amplitude  $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ . The phase of 160-min oscillations nicely agrees with the one determined from earlier, 1976-1985, observations.

Для изучения осцилляций Солнца с высоким временным и пространственным разрешением перспективно применение многоэлементных приемников излучения [1-4]. Разработанное на основе фотодиодной матрицы (32×32 ячеек) устройство с 1024 ин-



формационными каналами [5] позволяет с временным разрешением  $\sim 38$  мс накапливать на магнитном диске вычислительного комплекса (СМ = 4) информацию об осцилляциях яркости фотосферы. Устройство может применяться как для выделения и идентификации отдельных мод собственных колебаний Солнца с целью решения обратной задачи гелиосейсмологии, так и для изучения локальных изменений крупномасштабных образований на поверхности Солнца.

В 1986 г. на Башенном солнечном телескопе (БСТ) были проведены пробные наблюдения флуктуаций яркости фотосферы Солнца с регистрацией сигналов всех 1024 каналов. Основной целью было испытание программного обеспечения, уточнение характеристик инструмента и его возможностей для регистрации колебаний яркости с амплитудами  $\sim 10^{-4}$ – $10^{-5}$  в относительных единицах.

### 1. Инструмент и данные наблюдений

Наблюдения проводились в спектральном диапазоне  $0,73 \pm 0,10$  мкм при диаметре входной диафрагмы 4 мм. Последняя освещалась параллельным пучком света от плоских зеркал БСТ. С помощью линзы на матричном фотоприемнике (МФ) строилось изображение Солнца диаметром 8,7 мм. Соответственно каждая ячейка МФ, размером  $0,1 \times 0,1$  мм занимала  $23 \times 23''$  солнечного диска, а пространственное разрешение составляло около  $53''$  ( $\approx 0,029D_{\odot}$ ). Для каждой из 1024 ячеек МФ вычислялись средние значения сигнала яркости (после  $10^3$ -кратного накопления), и с временным интервалом  $\sim 38$  с массивы измерений, включая служебную информацию, фиксировались на магнитном диске. Служебная информация содержала дату наблюдений, точное время (UT) начала и конца накопления и другие сведения. Краткие характеристики записанных массивов приведены в табл. 1.

Таблица 1  
Данные наблюдений

Дата, август 1986 г.	Интервал наблюдений (UT)	Число $38^s$ -массивов		Дата, август 1986 г.	Интервал наблюдений (UT)	Число $38^s$ -массивов	
		записанных на диск	вошедших в окончательный анализ			записанных на диск	вошедших в окончательный анализ
18	$07^h07^m - 10^h47^m$	376	321	24	$05^h05^m - 12^h32^m$	700	341
18	11 11–14 41	382	301	25	04 40–11 09	611	301
20	07 31–10 23	405	280	25	11 13–15 15	380	241
23	05 20–10 20	477	296	27	05 12–14 37	885	413
23	10 56–15 20	419	280	28	05 29–10 19	454	354

Все наблюдения выполнены с перестановкой целостата вблизи полудня, что нарушало непрерывность записей. В утренние и вечерние часы сильно сказывались дифференциальная атмосферная экстинкция и виньетирование светового пучка. По этим причинам число пригодных для обработки  $38^s$ -массивов меньше их общего числа на диске (см. последние две колонки табл. 1). Суммарное время записей за все 7 сут, по которым приводился окончательный анализ, около 33 ч.

### 2. Метод обработки

Во время пробных наблюдений не производилась ориентация строк (столбцов) МФ вдоль суточной параллели Солнца. Поэтому разложение наблюдаемых колебаний яркости по сферическим гармоникам для выделения отдельных мод 5-минутных и других, долгопериодных, колебаний Солнца связано со значительными трудностями. В диффе-



ренциальных измерениях колебаний лучевой скорости "центр-край" [6] анализируются сигналы от круговых участков солнечного диска. Эти обстоятельства делают целесообразным объединение сигналов от отдельных ячеек МФ по кольцевым зонам, центр симметрии которых в пределах ошибок совпадает с центром солнечного диска.

Нами анализировались сигналы от девяти узких зон, ограниченных окружностями с радиусами:  $(0,0-0,1) R_{\odot}$ ;  $(0,1-0,2) R_{\odot}$ ; ...  $(0,8-0,9) R_{\odot}$  и от трех широких зон: "С" – центральной  $(0,0-0,3) R_{\odot}$ ; "М" – средней  $(0,3-0,6) R_{\odot}$  и "L" – краевой  $(0,6-0,9) R_{\odot}$ .

Обработка каждого из 10 массивов (см. табл. 1) начиналась с умножения измеренных сигналов яркости на коэффициенты, учитывающие неоднородности ячеек МФ [5]. Затем вычислялся сигнал  $I_0$  средней яркости "всего" солнечного диска (точнее, его большей части  $(0,0-0,9) R_{\odot}$ ). После этого вычислялись девять дифференциальных сигналов (ДС) узких зон и три ДС широких зон делением сигнала средней яркости соответствующей зоны на  $I_0$ . ДС яркости затем фильтровались с помощью процедуры скользящего среднего: сглаживались все флуктуации с характерными временами  $\leq 20$  мин. Через сглаженный массив ДС методом полиномов Чебышева проводилась парабола и вычислялись отстатки  $(A_{\delta})$  – "отфильтрованные значения минус парабола". Восемь последовательных значений  $A_{\delta}$  усреднялись в каждом интервале длительностью 5 мин (время одного накопления около 38 с) и фиксировались на магнитном диске вместе с вычисленным значением среднего момента данного 5-минутного временного интервала. Моменты времени позволяют корректно вычислять спектры мощности (СМ) и средние кривые яркости методом наложенных эпох при возможных изменениях времени накопления.

### 3. Анализ амплитуд вариаций яркости

Поиск периодов, соизмеримых с длительностью записи, затруднен влиянием дневных трендов. Спектральный анализ коротких записей, как правило, не позволяет однозначно трактовать СМ. Существует ли возможность еще до проведения спектрального анализа ответить на вопрос: измеряет ли данное устройство реальные, "солнечные" колебания?

Попытаемся ответить на вопрос, рассмотрев основные характеристики ДС: величину тренда  $A_T$  (определяется как разность между максимальным и минимальным значением параболы) и максимальную амплитуду отклонений ДС от параболы  $A_{\delta}$ . Если тренд связан в основном с электроникой, то значения  $A_T$  для всех ДС должны быть примерно одинаковыми. Однако дифференциальные атмосферные эффекты (экстинкция и рефракция), а также медленные сдвиги изображения могут приводить к дополнительным трендам, особенно сильным для краевых зон.

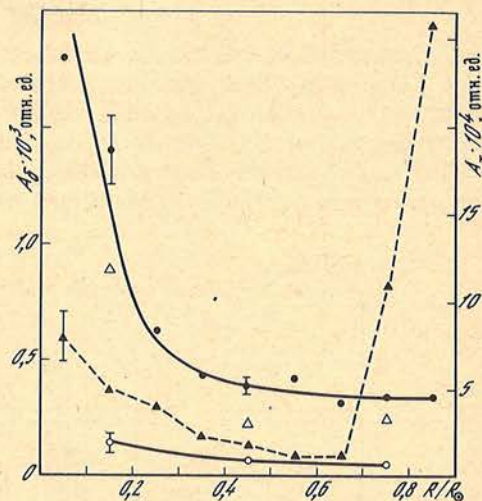
Влияние на  $A_T$  дифференциальной атмосферной экстинкции для случая применения  $(16 \times 16)$ -элементной МФ подробно рассмотрено в [2]. Там же показано, что существенные (до  $\sim 3 \cdot 10^{-3}$  в относительных единицах) тренды связаны в основном с дифференциальной атмосферной рефракцией, которая приводит к почти симметричным, но противоположным по знаку на N- и S-краях искажениям наблюдаемой функции потемнения к краю. В первом приближении этот эффект аналогичен сдвигу изображения Солнца по направлению N-S на угол  $\alpha$ , примерно равный сокращению вертикального диаметра диска Солнца из-за рефракции. Среднее зенитное расстояние  $z$  для начала утренних и конца вечерних наблюдений  $z \approx 67^\circ$ . Уменьшение вертикального диаметра солнечного диска определяется простым соотношением [2]

$$\Delta D_{\odot} \approx 2,63 \cdot 10^{-4} D_{\odot} \cdot \cos^{-2} z,$$

что составляет  $\sim 3''$  для  $z \approx 67^\circ$ . С учетом чувствительности ДС внешней зоны  $(0,8-0,9)R_{\odot}$  к сдвигу изображения Солнца по направлению N-S на  $1''$  ( $\approx 1 \cdot 10^{-3}$ ) получаем при  $\alpha \approx 3''$  изменение ДС этой зоны  $A_T \leq 3 \cdot 10^{-3}$ . Для центральных зон влияние рефракции, а также сдвигов изображения на ДС будет существенно меньше.



Рис. 1. Средние изменения амплитуды вариаций яркости  $A_{\delta}$  (кружки) и трендов  $A_T$  (треугольники) в зависимости от среднего радиуса кольцевых зон на изображении Солнца. Темные кружки и треугольники — результаты для узких (дискретность  $0,1R_{\odot}$ ) кольцевых зон; светлые — для широких (дискретность  $0,3R_{\odot}$ ) зон *C, M, L*. Вертикальные линии — средноквадратичные ошибки.



Полученное значение  $A_T$  согласуется с данными измерений дифференциальной яркости в 1986 г.:  $A_T$  (темные треугольники на рис. 1) внешней зоны  $\sim 2,6 \cdot 10^{-3}$ . Следует отметить, что между значениями  $A_T$  для самых внешних зон и амплитудой флуктуаций ДС (значения  $A_{\delta}$  для узких зон обозначены темными кружками на рис. 1) нет корреляции:  $A_T$  быстро растет к краю, а  $A_{\delta}$  почти не изменяется; это свидетельствует о слабой связи вариации  $A_{\delta}$  с трендами. Значения  $A_T$  для широких зон (светлые треугольники) говорят о низкой чувствительности ДС этих зон к дифференциальным атмосферным эффектам.

Проанализируем теперь амплитуды  $A_{\delta}$  узких зон. Для двух центральных зон  $A_{\delta}$  значительно больше, чем для краевых ( $R \leq 0,3 R_{\odot}$ ). Если предположить, что флуктуации ДС содержат некогерентные (в целом для данной кольцевой зоны) осцилляции яркости и/или шумы, то при увеличении площади зоны (и соответственно числа ячеек  $N$ ) эти флуктуации должны сильнее усредняться, что и подтверждается зависимостью  $A_{\delta}$  от  $R/R_{\odot}$  (или от  $N$ ), где  $R$  — средний радиус зоны (см. рис. 1).

Из рис. 1 следует, что  $A_{\delta}$  широких зон (светлые кружки) значительно меньше, чем  $A_{\delta}$  узких зон. Связано ли это уменьшение амплитуды только с эффектом усреднения? Для ответа сопоставим амплитуды узкой ( $0,5-0,6 R_{\odot}$ ) и широкой ( $0,0-0,3 R_{\odot}$ ) зон, у которых (табл. 2)  $N \approx 90$ :  $A_{\delta} \sim 4,2 \cdot 10^{-4}$  и  $1,4 \cdot 10^{-4}$  соответственно, т.е. значения различаются в 3 раза.

Таким образом, одним эффектом усреднения нельзя объяснить уменьшение  $A_{\delta}$  для широких зон: значительная часть вариаций  $A_{\delta}$  обусловлена, по-видимому, реальными колебаниями яркости фотосферы.

Таблица 2  
Размеры кольцевых зон

Зона ( $R_{\odot}$ )	$N$	Зона ( $R_{\odot}$ )	$N$	Зона ( $R_{\odot}$ )	$N$
0,0-0,1	12	0,4-0,5	92	0,8-0,9	164
0,1-0,2	20	0,5-0,6	92	0,0-0,3	88
0,2-0,3	56	0,6-0,7	136	0,3-0,6	244
0,3-0,4	60	0,7-0,8	138	0,6-0,9	438



#### 4. Спектр мощности

Короткие и малочисленные пробные записи не позволяют подробно анализировать СМ и фазы (для периода, например,  $160^m$ ) ДС для всех кольцевых зон. Остановимся на СМ от центральной широкой зоны "С" (рис. 2), который вычислен в диапазоне частот 55,6–166,5 мкГц, или периодов 100–300<sup>m</sup>, с шагом по частоте  $\sim 0,22$  мкГц. Основные пики с относительной амплитудой около  $6 \cdot 10^{-5}$  соответствуют с точностью  $\pm 0,6^m$  периодам 159,6 и 179,9<sup>m</sup>. Большинство из обозначенных на

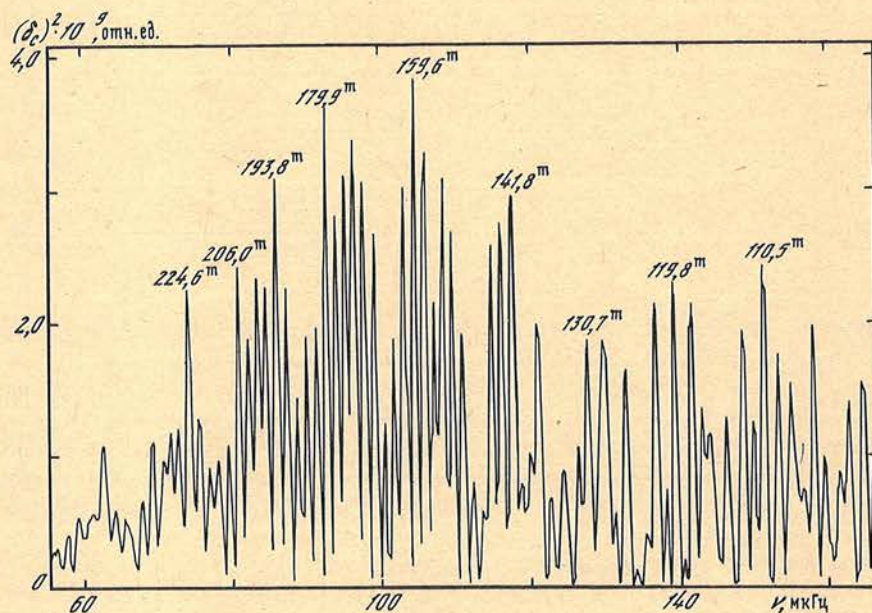


Рис. 2. Спектр мощности дифференциального сигнала яркости  $\delta_C$ , вычисленный для центральной зоны С солнечного диска

рис. 2 пиков в пределах ошибок совпадают с суточными гармониками. Что касается периода  $\sim 160^m$ , то в пользу его "солнечной" природы свидетельствует анализ фаз осцилляций для различных зон и сопоставления с ранее полученными результатами (см. ниже).

#### 5. Средние кривые для периода $160^m$

Результирующие кривые изменения ДС для трех широких зон приведены на рис. 3. Дифференциальный сигнал центральной зоны ( $\delta_C$ ) хорошо аппроксимируется синусоидой, проведенной методом наименьших квадратов. Гармоническая амплитуда  $A_h$  синусоиды с периодом  $P_0 = 160,010^m$  составляет  $\sim 5,3 \cdot 10^{-5}$ , критерий значимости  $2A_h/\sigma \approx 5,9$ . Фаза максимума синусоиды, UT 01<sup>h</sup>20<sup>m</sup>, практически совпадает со средней фазой максимума дифференциальной яркости, определенной по измерениям в КАО за 1976–1985 гг. [2, 7] для периода 160,010: UT 01<sup>h</sup>23<sup>m</sup>  $\pm 15^m$  (для начальной эпохи UT 00<sup>h</sup>00<sup>m</sup>, 01.01 1974 г.).

Сигнал  $\delta_M$  средней зоны (рис. 3, б) менее значим:  $2A_h/\sigma \approx 3,6$ ;  $A_h \approx 1,3 \cdot 10^{-5}$ , т.е. она примерно в 4 раза меньше, чем  $A_h$  центральной зоны; максимум смещен почти на  $180^\circ$  по сравнению с верхней кривой.

ДС от краевой зоны  $\delta_L$  не показывает заметных колебаний с периодом  $P_0$ : критерий  $2A_h/\sigma \approx 1,5$ ; амплитуда  $A_h \approx 0,4 \cdot 10^{-5}$ .



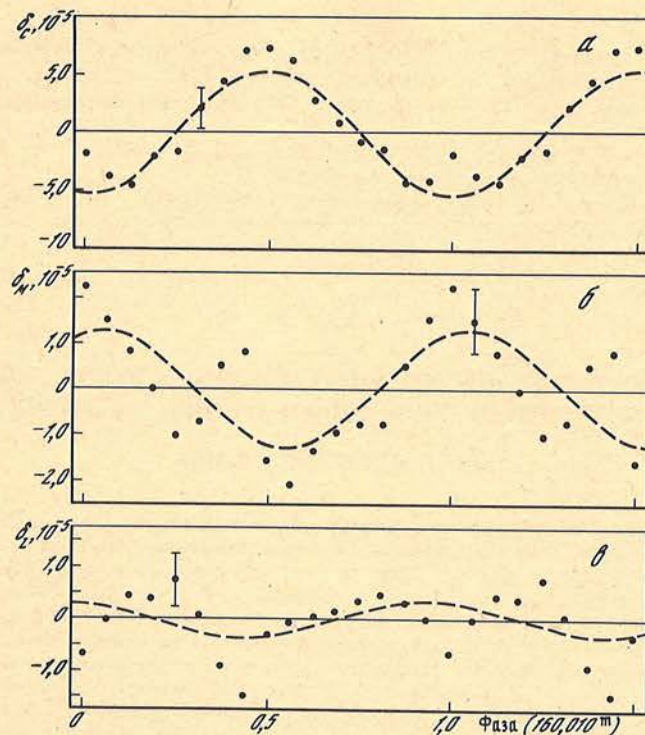


Рис. 3. Результаты свертки сигналов дифференциальной яркости с периодом  $160,010^m$  для трех широких зон  
*a* — для  $\delta_C$  (центральной); *б* — для  $\delta_M$  (средней), *в* — для  $\delta_L$  (краевой). Нулевая фаза соответствует моменту UT 00<sup>h</sup>00<sup>m</sup>, 01.01 1974 г. Штриховой линией обозначены синусоиды, проведенные методом наименьших квадратов. Вертикальными черточками показаны среднеквадратичные ошибки  $\pm \sigma$

### Заклучение

На основе предварительных результатов можно сделать вывод о достаточной чувствительности инструмента для измерений дифференциальных колебаний яркости фотосферы с относительной амплитудой  $\sim 10^{-5}$  и с использованием практически всех ячеек матрицы.

Сопоставление амплитуд флуктуаций яркости  $A_\delta$  для широких и узких зон показывает, что  $A_\delta$  для широких зон примерно в 3 раза меньше, чем  $A_\delta$  для узких зон. Наблюдаемое уменьшение  $A_\delta$  широких зон может быть связано с суперпозицией различных мод колебаний Солнца.

Фаза волны с периодом  $160,010^m$  для центральной зоны практически совпадает со средней фазой  $160^m$ -периодичности дифференциальной яркости Солнца, установленной по измерениям в КАО за предыдущие годы [2, 7], что свидетельствует о реальности как  $160^m$ -колебаний, так и сопутствующих колебаний оптического потока излучения Солнца.

Авторы признательны А.Б. Северному за интерес и поддержку работ с фотодиодной матрицей, а также благодарны И.В. Ильину за предоставление ряда программ для обработки данных.

5 мая 1987 г.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Дидковский Л.В., Котов В.А. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1986. Т. 74. С. 132–142.
2. Дидковский Л.В., Котов В.А. // Там же. 1987. Т. 76. С. 119–138.
3. Nishikawa J., Hamana S., Mizugaki K., Hirayama T. // Publ. Astron. Soc. Japan. 1986. Vol. 38. P. 277–283.
4. Duvall T.L.Jr., Harvey J.W. // Nature. 1984. Vol. 310. P. 19–22.
5. Дидковский Л.В. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1988. Т. 78.
6. Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т. // Там же. 1982. Т. 65. С. 3–34.
7. Котов В.А., Кучми С., Кононович Э.В. и др. // Там же. 1985. Т. 73. С. 26–43.

УДК 523.94

### РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ МИНУТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СПОКОЙНОГО СОЛНЦА НА ВОЛНЕ 2,25 см

Л.И. Цветков, Т.Н. Тарасова

Наблюдения минутных колебаний радиоизлучения выполнены на RT-22 КАО АН СССР в марте 1985 г. и июле 1986 г. При наблюдениях проводились двухчасовые серии измерений радиоизлучения от ограниченных участков Солнца ( $\theta = 4'$ ) со слабыми локальными источниками, повышениями и депрессиями радиояркости, а также от участков спокойного Солнца с малым градиентом. Средние спектры мощности колебаний, вычисленные по отдельным группам серий измерений, свидетельствуют о существовании многомодовых колебаний в радиоизлучении Солнца, содержащих стабильные частоты. Дискретные пики в спектрах мощности колебаний радиоизлучения частично совпадают с периодами пульсаций, наблюдавшихся в оптическом диапазоне на уровне фотосферы и внутренней короны Солнца. Средняя амплитуда колебаний радиояркости Солнца с периодами около 5 мин соответствует изменениям яркостной температуры спокойного Солнца на  $\pm 0,7$  К, а для периодов около 3 мин эти изменения составляют около  $\pm 0,3$  К.

THE RESULTS OF OBSERVATIONS OF RADIOEMISSION OSCILLATIONS OF THE QUIET SUN AT 2.25-CM WAVELENGTH, by L.I. Tsvetkov, T.N. Tarasova. — The observations of minute oscillations were carried out at the radiotelescope RT-22 of the Crimean observatory in March 1985 and June 1986. The two-hour series of radioemission measurements were made for the limited solar regions ( $\theta = 4'$ ) with weak local sources, increased and decreased radiobrightness and for the regions of the quiet Sun with the least gradient. The power spectra of oscillations computed by individual sets of measurements justify the existence of multimode oscillations of solar radiobrightness with stable frequencies. The discrete peaks in the power spectra of radioemission oscillations partly coincide with the pulsation periods observed in the optical range at the photospheric level and internal corona of the Sun. The mean amplitude of solar radiobrightness oscillations with the period of about 5 minutes corresponds to the variations of brightness temperature of the quiet Sun by  $\pm 0,7$  K, and for the periods of about 3 minutes these variations are of the order of  $\pm 0,3$  K.

В солнечной радиоастрономии значительное внимание уделяется поиску дискретных периодических составляющих в излучении потока из определенных ограниченных участков на диске Солнца. Эти исследования начаты с целью обнаружения в корональной плазме колебаний, аналогичных 5-минутным осцилляциям, выделенным в оптических линиях излучения. Результаты наблюдений, выполненных на крупных радиотелескопах, довольно противоречивы. В [1] сообщается об обнаружении двух периодов, 150 и 234, с во флуктуациях радиоизлучения Солнца на волне 2,8 см ( $\theta = 2,6'$ ). Измерения флуктуаций потока на волне 2,8 см были проведены на Боннском радиотелескопе ( $\theta = 1,3'$ ). Анализ всего 10 серий измерений носил предварительный характер [2]. Получены некоторые свидетельства того, что временная шкала флуктуаций спокойного Солнца отличается от временной шкалы активных областей. Огибающая спектра мощности флуктуаций подчинена зависимости  $P \approx \nu^{-2}$ . В [3] сообщается о попытке выявить 5-минутные колебания радиояркости по измерениям на Станфордском интерферометре на волне 2,8 см (разрешение  $E-W = 17''$ ). В данных наблюдений не обнаружено каких-либо сильных периодических флуктуа-



ций в интервале периодов 200–300 с, несмотря на высокую чувствительность инструмента. Однако подтвержден закон изменения спектра флуктуаций [2].

По результатам наблюдений в 1980 г. на волне 2,25 см [4] проводилось сравнение спектров мощности колебаний радиоизлучения локального источника и спокойного Солнца. Отмечалось, что в записях радиоизлучения спокойного Солнца в явном виде не проявлялись колебания с периодом 3–5 мин. В приведенном спектре мощности колебаний радиоизлучения спокойного Солнца есть отдельные экстремумы в интервале периодов 4–12 мин, но полной уверенности в их достоверности не было.

Таким образом, обнаружение дискретных периодов порядка нескольких минут в радиоизлучении спокойного Солнца нуждается в дальнейшем всестороннем исследовании. В продолжение наших исследований в этом направлении были проведены два цикла наблюдений на РТ-22 КАО. Измерялись флуктуации радиоизлучения на волне 2,25 см от отдельных, ограниченных диаграммой направленности телескопа участков диска Солнца с наличием слабых локальных источников, повышенный и депрессий радиояркости, а также от участков спокойного Солнца с малым градиентом.

#### Методика наблюдений

Для наблюдения колебаний радиояркости Солнца на РТ-22 был выбран квазиулевой метод приема с компенсацией части сигнала от Солнца сигналом от высокостабильного генератора шума. Компенсационный радиометр на волну 2,25 см, описанный в [5], применялся ранее при наблюдениях долгопериодических колебаний радиоизлучения спокойного Солнца. Напомним, что диаграмма направленности РТ-22 на волне 2,25 см составляет  $4,1'$ . Флуктуационная чувствительность при наблюдениях Солнца компенсационным методом составляла  $\Delta T_{ш} = 0,5$  К при  $\tau = 1$  с. В первом цикле наблюдений (март 1985 г.) применялась система регистрации, разработанная в НИРФИ [6]. Система позволяла усреднять измерения выходного сигнала радиометра за интервал 20 с и записывать сигналы в цифровом виде на магнитную ленту. При этом точность измерений колебаний радиоизлучения в антенной температуре около 0,1 К. Данные наблюдений второго цикла (июль 1986 г.) имели интервал дискретизации 20,25 с.

В начале ежедневных наблюдений проводилось сканирование диска Солнца с шагом  $3'$  с целью выяснения общей картины распределения радиояркости по диску. Далее для слежения выбирались участки с повышенной и пониженной радиояркостью, и в течение 2 ч и более проводилась запись колебаний радиоизлучения. Для последующей обработки отбирались записи, полученные при благоприятных погодных условиях, при минимальных флуктуациях системы управления телескопа, и записи, в которых в явном виде проявлялись колебания радиоизлучения с периодом порядка нескольких минут. Возможное влияние вариаций атмосферной радиояркости при наблюдениях на РТ-22 КАО обсуждалось в [5].

Сведения о наблюдательном материале первого цикла наблюдений представлены в табл. 1. Здесь указана дата наблюдений, время начала двухчасовой записи, гелиокоординаты центра участка на диске Солнца, охваченного диаграммой направленности телескопа, распределение радиояркости и оптические образования по данным [7]. Локальные источники, связанные с группами пятен № 17, 19, 20, были довольно слабые, с плотностью  $S < 1$  солн. ед. потока. Под равномерным распределением здесь понимается излучение от участков спокойного Солнца на волне 2,25 см с малым градиентом радиояркости. Анализ сканов по диску Солнца показал, что превышение излучения  $\Delta T_{a_0}$  в областях слежения, связанных с группами пятен № 17, 19, 20, составляет в среднем 14% от антенной температуры спокойного Солнца  $T_{a_0}$  (нумерация групп по бюллетеню "Солнечные данные").



Таблица 1  
Сведения о материале наблюдений первого цикла

Дата, март 1985 г.	Время, UT	Координаты, град	Распределение радиояркости	Оптические образования
15	07 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup>	S 10, W 9	Повышение	Флоккул
	09 30	N 25, E 1	Равномерное	НС**
17	07 00	S 12, W 27	Повышение	Флоккул
	09 17	N 26, E 7	Равномерное	НС
18	07 00	S 12, E 39	ЛИ*	Группа пятен № 17 + флоккул
	09 06	N 22, E 26	Равномерное	НС
20	07 00	S 5, E 3	ЛИ	Группа пятен № 17 + флоккул
	09 05	N 30, E 19	Равномерное	НС
21	07 00	S 10, E 8	Повышение	Флоккул
	09 10	S 13, W 44	Равномерное	НС
22	07 00	N 1, E 31	Повышение	Флоккул
	09 10	N 8, E 10	Равномерное	НС
23	07 00	N 1, E 58	ЛИ	Группа пятен № 19 + флоккул
	09 10	N 20, W 2	Равномерное	НС
24	07 00	N 5, E 56	ЛИ	Группа пятен № 19 + 20 + флоккул
	09 10	S 48, W 9	Депрессия	Волокна
25	07 00	N 7, E 44	ЛИ	Группа пятен № 19 + 20
	09 10	N 20, W 20	Равномерное	НС
26	07 00	N 5, E 35	ЛИ	Группа пятен № 19 + 20
27	07 00	N 5, E 18	"	То же
28	07 00	N 5, E 3	"	Группа пятен № 19 + 20 + флоккул

\*ЛИ — локальный источник.  
\*\*НС — невозмущенное Солнце.

Сведения о данных второго цикла наблюдений представлены в табл. 2. Обозначения те же, что и в табл. 1. Результаты оптических наблюдений взяты из [8, 9]. Сравнение с синоптическими картами корональной зеленой линии (5303 Å) свидетельствует о том, что области депрессии радиояркости, наблюдаемые 15, 17, 19, 21.07 1986 г., соответствуют повышению интенсивности зеленой линии по соседству с небольшой корональной дырой, а наблюдаемые депрессии 16, 22, 23, 24 и 25.07 1986 г. по положению и в пределах разрешения радиотелескопа совпадают с корональными дырами (КД). Повышения радиояркости в участках слежения согласно табл. 2 отражают излучение атмосферы над участками невозмущенного Солнца или флоккулами. Превышение антенной температуры  $\Delta T_{a_0}$  в этих участках составляет 2% над уровнем радиоизлучения спокойного Солнца. В то же время депрессии радиояркости составляют около 1%  $T_{a_0}$ .

Согласно [10] области радиоизлучения спокойного Солнца на сантиметровых волнах располагаются в переходной зоне на высоте  $(2-7) \cdot 10^3$  км над уровнем фотосферы. В соответствии с современными рабочими моделями S-компоненты радиоизлучения Солнца [11] эффективные уровни излучения над пятнами, флоккулами и



Т а б л и ц а 2  
Сведения о материале наблюдений второго цикла

Дата, июль 1986 г.	Время, UT	Координаты, град	Распределение радиояркости	Оптические образования
15	07 <sup>h</sup> 23 <sup>m</sup>	N 5, E 18	Повышение	НС
	10 07	N 18, E 17	Депрессия	НС
16	07 59	S 2, E 7	Повышение	НС
	06 00	N 12, W 5	То же	НС
17	10 55	N 28, E 1	Депрессия	НС
	05 46	S 10, E 1	То же	КД
18	10 45	N 10, W 16	Повышение	НС
	06 32	N 17, W 18	Депрессия	НС
19	10 56	N 8, W 33	Повышение	НС
	10 20	N 16, W 27	Депрессия	КД
21	06 38	N 9, E 36	Повышение	Флоккул № 788
	10 03	N 36, E 4	Депрессия	КД
22	06 35	N 11, E 38	Повышение	НС
	11 00	S 9, E 4	Депрессия	КД
23	06 07	N 37, E 3	То же	КД
	11 01	N 6, E 7	Повышение	Флоккул № 788
24	05 36	N 4, W 8	То же	То же
	10 49	S 1, E 8	Депрессия	КД

участками невозмущенного Солнца расположены на высотах 1,4; 2,2 и  $3,2 \cdot 10^3$  км соответственно. Таким образом, можно предположить, что материал наблюдений, представленный в табл. 1 и 2, характеризует флуктуации радиоизлучения из переходной зоны атмосферы Солнца с эффективных высот  $(1,4-7) \cdot 10^3$  км и выше над фотосферой.

## 2. Методика обработки

Исходные данные для спектральной обработки представляли собой нормированные к калибровочному уровню значения флуктуаций радиоизлучения Солнца. Калибровочный сигнал соответствовал 95 К (в антенной температуре  $T_a$ ). Отдельный массив исходных данных составлял 360 отсчетов с 20-секундным усреднением. Исследование ряда на периодичность производилось с помощью прямого фурье-преобразования. Предварительно из каждого ряда убирался тренд по методу скользящего среднего: вычислялось скользящее среднее по 29 точкам; полученный таким образом массив сглаживался по той же программе еще дважды. Полученная в результате этой процедуры кривая вычиталась из исходного массива. По данным наблюдательного ряда с удаленным трендом вычислялся спектр мощности (СМ). Поскольку отсчеты снимались с интервалом 20 с, то можно сказать, что в СМ должна оставаться мощность на частотах, больших  $1/(20 \cdot 29) = 1,72$  мГц, а в интервале частот  $\nu < 1,72$  мГц спектр будет искажен действием фильтра скользящего среднего.

Обратимся к рис. 1, на котором представлены наблюдательные ряды с исключенным трендом 20.03 1985 г. и 25.07 1986 г. По оси ординат отложена амплитуда флуктуаций  $\Delta T_a$ , К. Из рис. 1 видно, что характер изменений радиоизлучения напо-



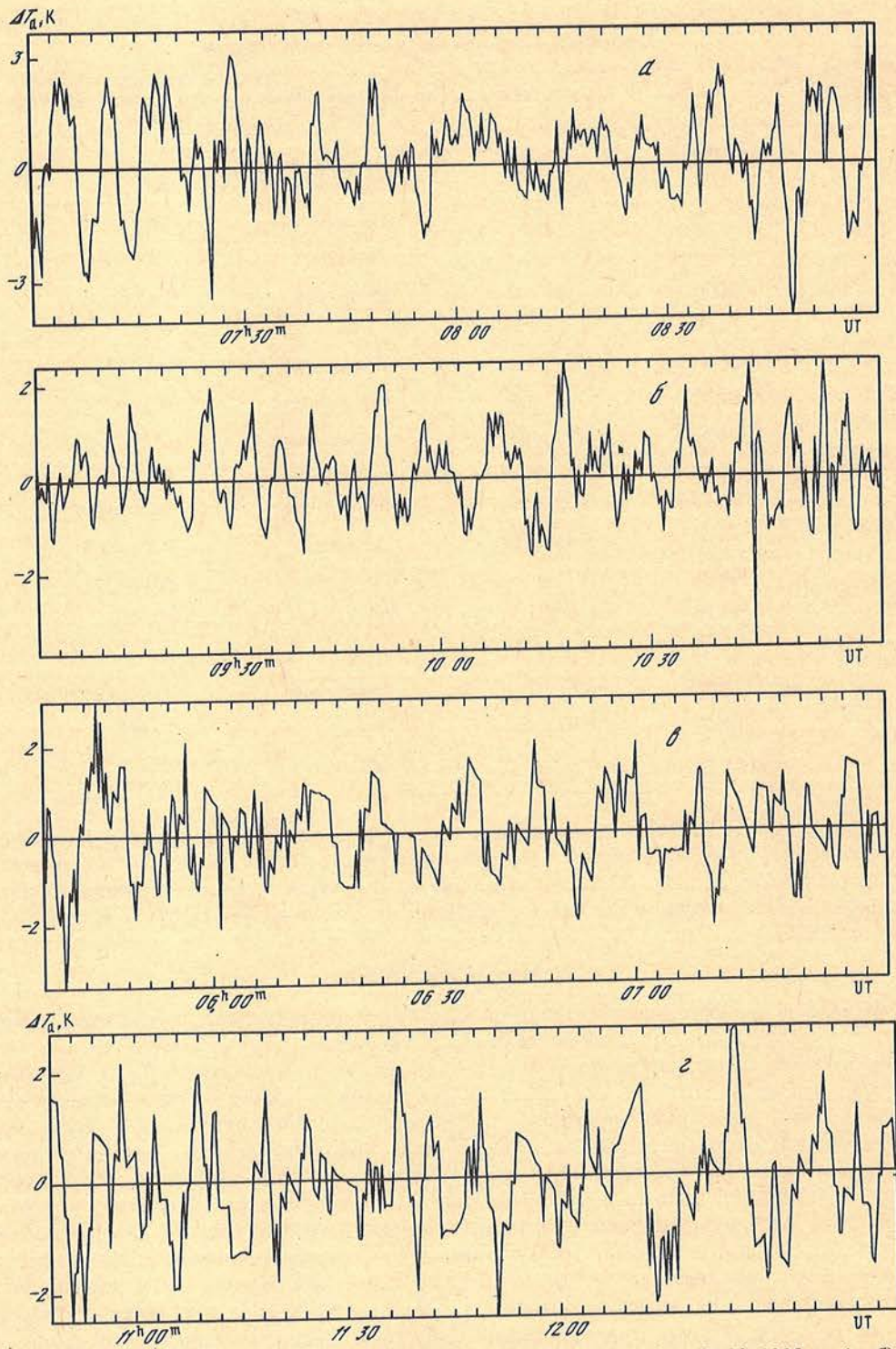


Рис. 1. Нормированные ряды с исключенным трендом по наблюдениям 20.03 1985 г. (а, б) и 25.07 1986 г. (в, г)  
 а — локальный источник, б — спокойное Солнце, в — флоккулярное повышение радиояркости, г — депрессия радиояркости



минает смесь шума с модулированным по периоду и амплитуде сигналом. На рис. 1, *a* в наблюдательном ряде отчетливо видны нарастающие и загибающиеся по амплитуде колебания, напоминающие переходные процессы. Можно также предположить, что в 08<sup>h</sup>00<sup>m</sup> изменилась фаза колебаний. Таким образом, изучаемые здесь колебательные процессы в радиоизлучении имеют некоторую формальную аналогию с 5-минутными осцилляциями фотосферы [12]. Значимость пиков на СМ оценивалась по критерию  $\chi^2$ . Известно [13], что если процесс случайный, гауссовый, то удвоенные амплитуды на СМ, деленные на число точек в ряду и  $\sigma$  ряда ( $2A_i/N\sigma$ ), подчиняются  $\chi^2$ -распределению с двумя степенями свободы. При рассмотрении усредненных спектров число степеней свободы будет равно удвоенному значению усредненных спектров. При такой оценке значимыми с уровнем достоверности 95% оказываются многие пики в среднем спектре мощности.

### 3. Обсуждение средних спектров мощности

Средние спектры мощности вычислялись по данным наблюдений отдельных ограниченных участков диска Солнца, характеризующихся определенными свойствами согласно табл. 1 и 2: объединялись результаты измерений радиоизлучения локальных источников, повышенный радиояркости над флоккулами, участков спокойного Солнца и, наконец, измерения радиоизлучения в участках с депрессией радиояркости. На рис. 2 представлены средние СМ по результатам измерений радиояркости в первом цикле наблюдений. На рис. 2, *б* представлен средний СМ колебаний локальных источников, связанных с группами пятен СД № 17, 19, 20 [7] 18, 20, 23 – 28.03. 1985 г. На рис. 2, *a* – средний СМ колебаний спокойного Солнца по результатам измерений 15, 17, 18, 20 – 25.03 1985 г. В первом случае было усреднено восемь спектров, во втором – девять. По оси абсцисс отложена частота колебаний  $\nu$ , по оси ординат – квадрат амплитуды  $A^2$  в относительных единицах. В средних СМ отчетливо видна дискретность пиков в диапазоне частот 1–4 мГц, особо ярко это свойство проявляется на рис. 2, *a*. Некоторые доминирующие пики в диапазоне 2–4 мГц частично согласуются в пределах  $\pm 25$  мкГц с существенными пиками мощности, найденными по внеатмосферным измерениям полной солнечной светимости на спутнике SMM [14].

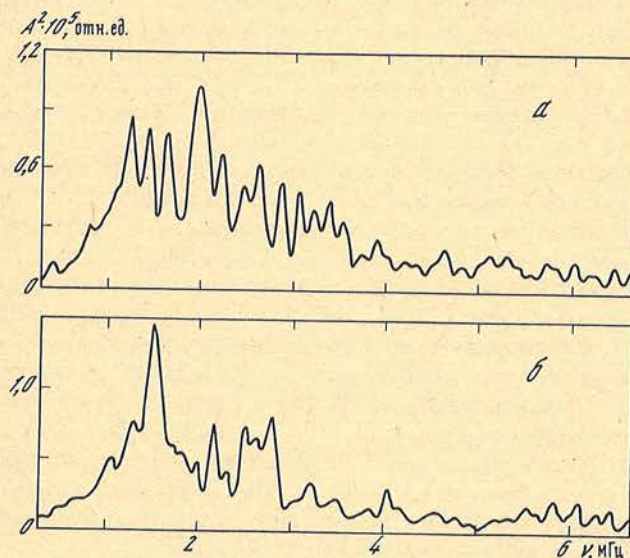


Рис. 2. Средние спектры мощности колебаний радиоизлучения Солнца на волне 2,25 см для участков диска с наименьшим градиентом радиояркости по наблюдениям в период 15–25.03 1985 г. (*a*) и для участков диска Солнца, связанных с группами пятен СД № 17, 19 и 20, по наблюдениям в период 18–28.03 1985 г. (*б*)



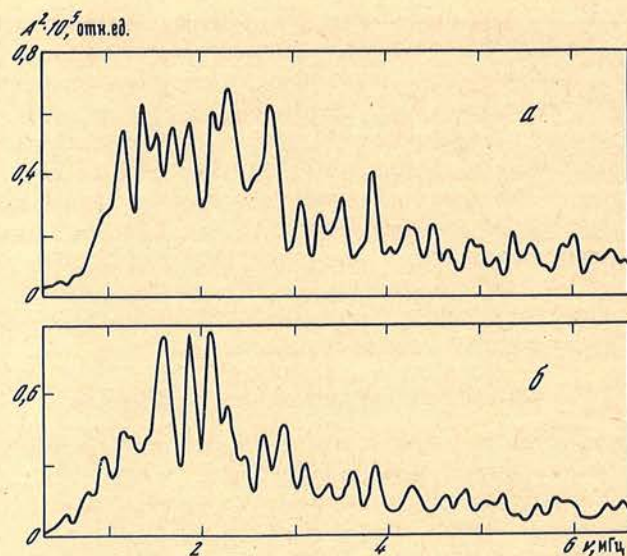


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для участков диска Солнца с депрессиями радиояркости (а) и для участков с повышениями радиояркости (б) по наблюдениям в период 15–25.07 1986 г.

На рис. 2, б дискретная структура пиков в интервале 2,4–3 мГц характеризуется расщеплением 140 мГц, почти кратным известному значению  $\Delta\nu = 68$  мГц [14, 15]. Поскольку СМ рассчитывались с шагом 13 мГц, эквидистантное расстояние доминирующих пиков в СМ на шкале частот определялось с точностью  $\pm 6,5$  мГц. На рис. 2, а дискретная структура пиков в СМ в интервале 2–3 мГц характеризуется расщеплением 216 мГц, близким к  $3\Delta\nu$ .

На рис. 3 представлены средние СМ по данным наблюдений во втором цикле (июль 1986 г.). В каждом среднем СМ усреднено по девять спектров. Обозначения те же, что и на рис. 2. Оба спектра имеют доминирующие пики с некоторой характерной дискретностью. Для СМ на рис. 3, б в интервале частот 1,8–3,2 мГц характерно расщепление 194 мГц, близкое по значению к  $3\Delta\nu$ . Для СМ на рис. 3, а в частотном интервале 3–3,6 мГц среднее значение расщепления 218 мГц  $\approx 3\Delta\nu$ . Из приведенных средних СМ на рис. 2 и 3 видно, что все они имеют дискретный характер, причем дискретность в спектре в большей степени проявляется для СМ, рассчитанных по данным наблюдений участков солнечного диска с малым градиентом и с депрессией радиояркости. Эквидистантное расположение некоторых пиков в средних СМ кратно значению 68 мГц, характерному для спектра  $p$ -мод колебаний Солнца. По амплитудному распределению мощность колебаний несколько смещена относительно мощности 5-минутных пульсаций фотосферы (2,0–4,0 мГц) в область низких частот. Наибольшая мощность колебаний радиоизлучения Солнца от участков, связанных с локальными источниками и повышениями радиояркости, сосредоточена в интервале частот 1,0–3,0 мГц. Большая часть мощности колебаний в радиоизлучении спокойного Солнца в основном сосредоточена в диапазоне 1,5–3,5 мГц. Средняя амплитуда колебаний в интервале частот 2,0–4,0 мГц равна 0,7 К. Средняя амплитуда колебаний в интервале частот 5,5–6,5 мГц не превышает 0,3 К. Указанные оценки сделаны по результатам спектрального анализа всех данных наблюдений. Яркостная температура спокойного Солнца на волне 2,25 см принималась равной 10 140 К [5].



#### 4. Обсуждение расширенных спектров мощности

С целью повышения разрешения в СМ были вычислены расширенные спектры мощности (РСМ). В этом случае исходные данные наблюдений в цикле, объединенные одним признаком (см. раздел 3), представлялись единым рядом. РСМ вычислялись по программе, реализующей метод наложения эпох [16], в интервале периодов от 2 ч до 2,5 мин для 2000 пробных частот. Процедура удаления тренда подобна описанной выше. Эмпирическая оценка верхней границы уровня шумов в спектре, соответствующая трем стандартным отклонениям ( $3\sigma$ ), рассчитывалась для пяти одинаковых поддиапазонов частот. Дискретные составляющие в спектре, амплитуда которых превышала  $3\sigma$ , считались достоверными.

На рис. 4 представлены РСМ колебаний радиоизлучения на волне 2,25 см по данным первого цикла наблюдений (март 1985 г.). Амплитуда  $A^2$  выражена в относительных единицах, на верхней шкале указаны значения периодов колебаний  $P$ . На вертикальной шкале справа указан уровень шумов  $3\sigma$  в спектре как среднее значение по всему диапазону частот.

На рис. 5 представлены РСМ по данным второго цикла наблюдений (июль 1986 г.). Обозначения те же, что и на рис. 4. Как видно из рис. 4 и 5, дискретные составляющие не имеют единого эквидистантного расположения по всему спектру, хотя в отдельных поддиапазонах имеются две и более составляющие спектра с расщеплением 52, 136, 196, 210 мкГц. Распределение мощности колебаний в расширенных СМ в основном соответствует распределению мощности в средних СМ. Дискретные составляющие в РСМ, признанные достоверными, помещены в табл. 3 (СС — спокойное Солнце).

В столбцах табл. 3 указаны величины частот достоверных составляющих в спектрах, представленных на рис. 4 и 5. Значения стабильных частот, совпадающих в пределах 17 мкГц (среднее разрешение в РСМ) между собой, выделены полужирным шрифтом. В последнем столбце указаны значения периода  $P$ , соответствующего среднему значению близких частот в спектрах. Из табл. 3 следует, что во всех четырех расширенных СМ существуют стабильные (близкие по значению) частоты, проявляющиеся в двух или трех РСМ. Величины периода, отмеченные звездочкой, соответствующие некоторым из этих стабильных частот, близки к значениям периодов корональных волн, приведенных в сводной таблице в [17] и [18]. В радиоизлучении спокойного Солнца на волне 2,25 см присутствует стабильный период 234,3 с, обнаруженный ранее [1]. В интервале периодов около 180 с существует ряд стабильных периодов колебаний, однако ни один из них не совпадает с периодами фундаментальных частот, следующих из теоретических моделей [11]. В то же время имеются близкие по значению периоды: 171,6 и 155,8 с в спектрах колебаний скоростей в тени и полутени солнечных пятен [18].

Мы считаем неправомерным сопоставление полученных нами значений частот колебаний радиоизлучения Солнца на волне 2,25 см с полным спектром акустических  $p$ -мод пульсаций фотосферы [15]. Однако, что касается результатов болометрических измерений на спутнике SMM [14], то из 10 мод порядка  $n = 18 \div 23$  и степени  $l = 0; 1; 2$  шесть мод порядка  $n = 18 \div 23$  степени  $l = 0; 1$  совпадают с точностью  $\pm 12$  мкГц с частотами, представленными в табл. 3. Они отмечены в таблице двумя звездочками и проявляются в основном в радиоизлучении спокойного Солнца. Этот результат о возможном проявлении акустических  $p$ -мод пульсаций фотосферы в радиоизлучении спокойного Солнца, а также сдвиг максимума мощности колебаний радиояркости в область низких частот (см. рис. 3,а и 5,а) не противоречат современным представлениям о просачивании акустико-гравитационных волн в переходную зону атмосферы Солнца [19].

Таким образом, результаты наблюдений радиоизлучения спокойного Солнца на волне 2,25 см в течение 60 ч, выполненных в 1985–1986 гг., в период минимума солнечной активности, позволили обнаружить многомодовые колебания радиояркости, характерные для переходной зоны атмосферы Солнца. Получены сведения о возмож-



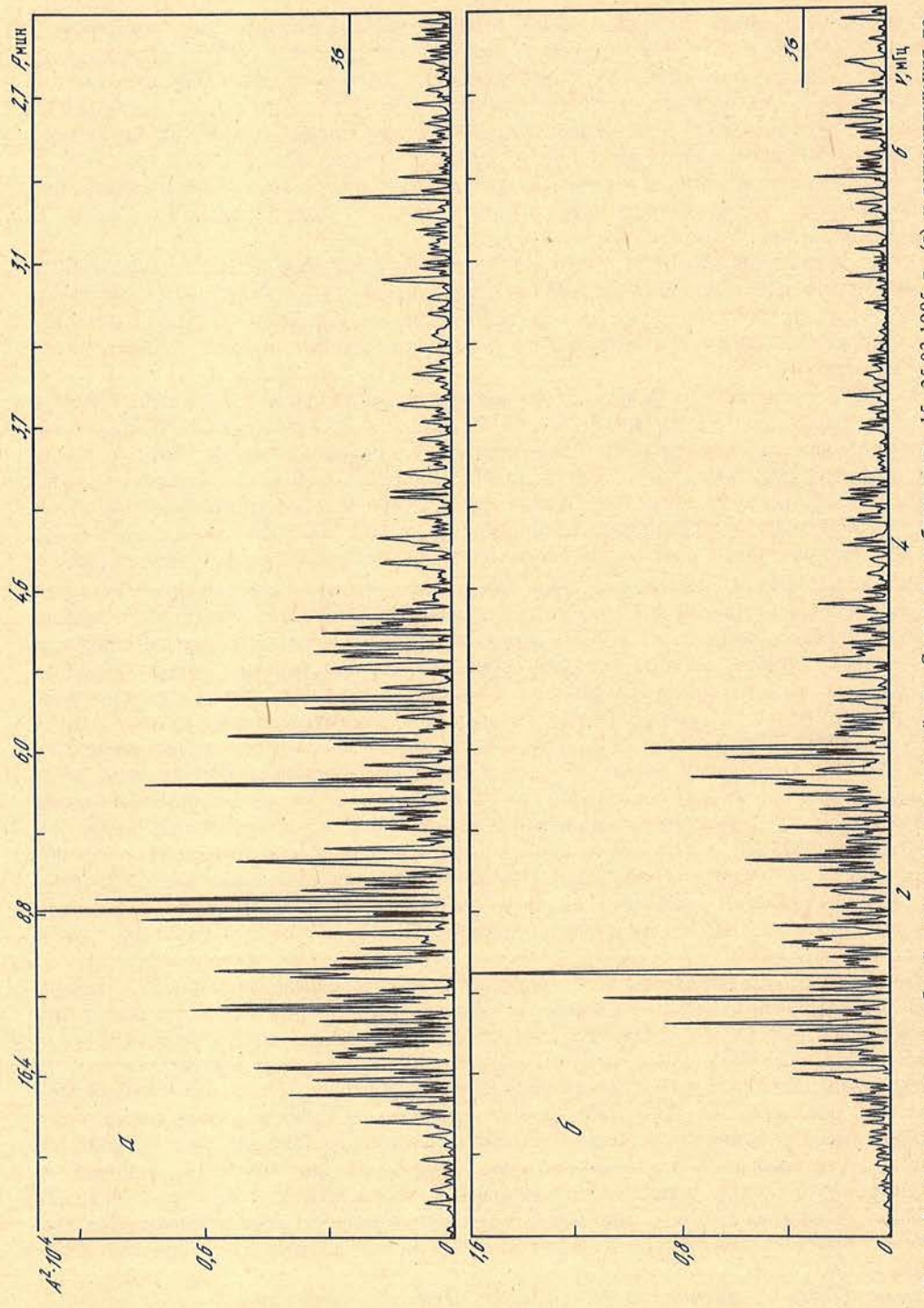


Рис. 4. Спектр мощности колебаний радиоизлучения спокойного Солнца по наблюдениям 15–25.03 1985 г. (а) и радиоизлучения локальных источников по наблюдениям 18–28.03 1985 г. (б)  
 Разрешение в спектре а 20 мкГц, в спектре б 17 мкГц



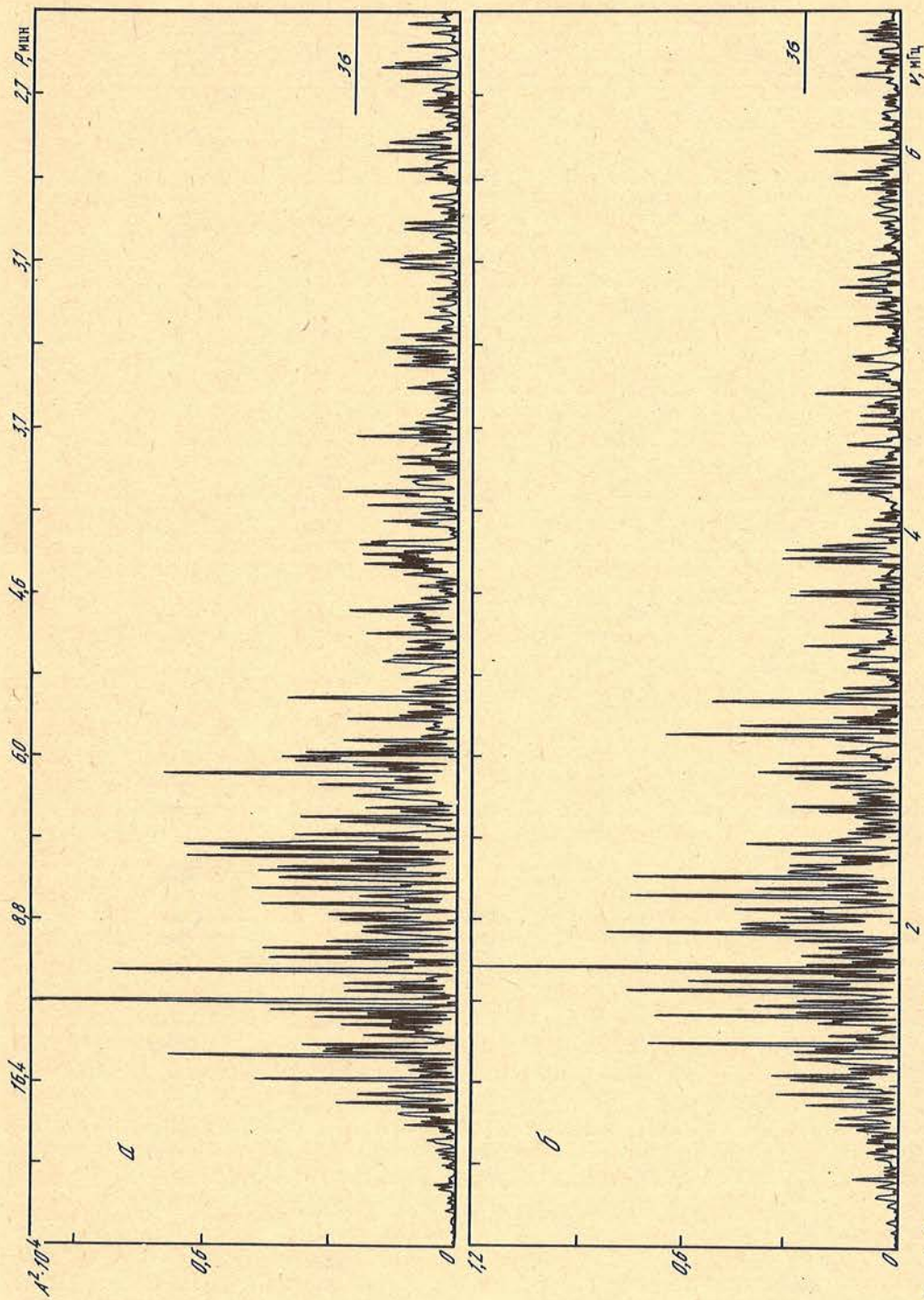


Рис. 5. Спектр мощности колебаний радионизлучения из корональных дыр (а) и радионизлучения областей над флоккулами и не-возмущенного Солнца (б) по наблюдениям 15-25.07 1986 г. Разрешение в спектрах 15 мкГц



Т а б л и ц а 3  
Таблица дискретных составляющих спектра мощности колебаний

№	$\nu_1$ , мкГц, ЛИ, март 1985 г.	$\nu_2$ , мкГц, СС, март 1985 г.	$\nu_3$ , мкГц, СС, июль 1986 г.	$\nu_4$ , мкГц, КД, июль 1986 г.	P, с
1		992,8	966,5		
2		1058,4	1064,9	1035,4	942,0
3	1288,0			1163,3	
4		1215,8	1232,9	1222,4	817,3
5		1311,0			
6		1373,2	1379,8	1370,0	727,6
7	1425,4	1399,5		1409,3	705,5
8			1435,6	1455,2	
9			1517,5		
10	1560,2	1550,4	1566,8		641,0
11		1583,2	1616,0	1619,2	618,2
12			1635,6		
13		1861,9	1825,9		
14		1911,1	2022,7		
15		1970,2			
16		2167,0	2124,3	2229,3	
17				2291,6	
18	2609,7	2586,8	2685,2**	2672,0	373,3
19	2714,7		2731,1	2740,9	366,4*
20	2763,9			2760,6	362,0*
21				2783,6	
22		2845,9**		2849,2	351,2
23			2885,3		
24		2996,2	2934,4	2964,0**	
25		3046,0**	3062,4	3075,5	326,7*
26	3239,5**	3308,4**			
27		3406,8		3426,4	
28		3495,3			
29	3541,2			3547,9	282,1*
30			3633,1		
31			3652,7		
32		3784,0		3793,8	263,9*
33	3856,1		3826,6	3846,3	259,7
34		3951,1	3872,5	3895,4	
35	3987,2			4020,1	
36	4105,3			4105,3	243,6
37		4134,8			
38		4164,2	4193,8	4177,5	238,9
39	4210,2	4262,5	4272,4		234,3*
40			4298,7	4469,1	
41	4659,3	4636,2	4698,6		
42				4842,8	
43				4934,6	
44	5285,4	5295,2	5252,7		189,0*
45				5396,9	
46	5544,5			5564,2	
47				5593,5	
48	5737,9	5734,6			174,3
49	5813,3	5839,4	5826,5	5872,3	171,6*
50		5980,5	5967,3	5973,7	167,4
51		6006,7		6016,5	166,3
52	6127,8				
53	6268,8			6331,1	
54				6400,0	
55	6416,4			6423,0	155,8*
56	6639,2				



ном проявлении акустических  $p$ -мод пульсаций фотосферы и корональных волн в микроволновом солнечном излучении. В спектрах мощности колебаний выявлены дискретные составляющие, обнаруженные ранее, и получены новые данные о спектре мощности колебаний сантиметрового радиоизлучения из корональных дыр.

Данных наблюдений, однако, пока недостаточно для более детальных и уверенных выводов. Расширение диапазона сантиметровых волн при наблюдениях на РТ-22 КАО позволит в будущем получать более информативный наблюдательный материал для изучения волновых движений в атмосфере Солнца радиоастрономическими методами.

#### Выводы

1. По наблюдениям на волне 2,25 см ограниченных областей на диске Солнца с группами пятен, флоккулов, корональных дыр и участков невозмущенного Солнца обнаружены многомодовые колебания, содержащие близкие между собой частоты.

2. Дискретные пики в спектрах мощности колебаний радиоизлучения, соответствующие этим стабильным частотам, частично совпадают с периодами колебаний, наблюдавшихся во внутренней короне, в оптическом диапазоне.

3. Получены некоторые свидетельства возможного проявления в радиоизлучении спокойного Солнца наиболее сильных по амплитуде акустических  $p$ -мод пульсаций фотосферы.

4. Средняя амплитуда колебаний радиоизлучения Солнца в интервале частот 2–4 мГц соответствует изменениям яркостной температуры Солнца на волне 2,25 см на  $\pm 0,7$  К, а в интервале частот 5,5–6,5 мГц эти изменения не превышают  $\pm 0,3$  К.

В заключение авторы выражают глубокую признательность И.Г. Моисееву и Д.Н. Рачковскому за ценные замечания при обсуждении работы.

Май 1987 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Avery L.W. The observations of quasiperiodic variations in the flux of solar radio emission at 10.7 GHz. // Solar Phys. 1976. Vol. 49, N 1. P. 141–149.
2. Butz M., Hirth W., Fürst E. The fluctuations of flux from limited solar areas of radio frequencies and propagation of waves in coronal plasma // Astron. and Astrophys. 1979. Vol. 72. P. 211–214.
3. Graf W., Wernecke S.J., Grebenkemper C.J. Periodic brightness fluctuations of the Solar chromosphere at  $\lambda = 2.8$  centimeters // Astrophys. J. 1979. Vol. 228. P. 312–321.
4. Абраменко В.И., Цветков Л.И. Трехминутные колебания поляризованного радиоизлучения локальных источников на Солнце // Изв. Крым. астрофиз. общ. 1985. Т. 73. С. 53–62.
5. Цветков Л.И. Когерентные колебания в радиоизлучении спокойного Солнца. Методика и результаты наблюдений 1970–1980 гг. // Там же. 1983. Т. 67. С. 118–127.
6. Алешина Т.Н., Ронжин О.Б., Чекалев С.П., Шейнер О.А. Система автоматизации сбора и обработки данных исследований спектральных характеристик солнечного радиоизлучения // Радиоастрономическая аппаратура: XVII Всесоюз. конф. Тезисы докл. Ереван. 1985. С. 8–10.
7. Солнечные данные. 1985, № 13.
8. Solar-Geophysical Data, prompt rep. Nov. 1986. N 507. Pt. 1. P. 100–101.
9. Ibid. Dec. 1986. N 508. Pt 1. P. 115–116.
10. Fürst E., Hirth W. A coronal hole observed at 10.7 GHz with a large single dish // Solar Phys. 1975. Vol. 42, N 1. P. 157–161.
11. Zugzda Y.D., Locans V., Staude J. Seismology of sunspot atmosphere // Ibid. 1983. Vol. 82. P. 369.
12. Deubner F.L., Ulrich R.K., Rhodes E.J. Solar  $p$ -mode oscillations as marker of the radial differential rotation // Astron. and Astrophys. 1979. Vol. 72. P. 177.
13. Дженкинс Г., Ватс Д. Спектральный анализ и его применения. В 2-х т. М.: Мир, 1971.
14. Woodard M., Hudson H. Solar oscillations observed in the total irradiance // Solar Phys. 1983. Vol. 82. P. 67–73.
15. Grec G., Fossat E., Pomerantz M.A. Full-disk observations of solar oscillations from the geographic south pole: Latest results // Ibid. P. 55–56.
16. Абраменко В.И., Рачковский Д.Н. Аналогия метода наложения эпох и фурье-преобразования данных. Влияние наличия тренда на результаты обработки данных, неравномерно распределенных по времени // Изв. Крым. астрофиз. общ. 1983. Т. 66. С. 71–76.
17. Koutchmy S., Zugzda Y.D., Locans V. Short period coronal oscillations: observation and interpretation // Astron. and Astrophys. 1983. Vol. 120. P. 185–191.
18. Thomas J.H. Oscillations in sunspots // Austral. J. Phys. 1985. Vol. 38. P. 811–824.
19. Brown T.M., Mihalas B.W., Rhodes E.J. Solar waves oscillations // Phys. Sun. 1986. Vol. 1. P. 187.



**ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА  
МЕДЛЕННО ИЗМЕНЯЮЩЕГОСЯ МИЛЛИМЕТРОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ  
АКТИВНОГО СОЛНЦА**

С. Урпо, И.Г. Моисеев, Й. Хильдебрандт, А. Крюгер

На основании исследования более 900 радиокарт Солнца, полученных в течение последних лет в миллиметровом диапазоне волн, рассматриваются свойства S-компоненты и долгоживущих источников в короне. Определяются физические параметры, высоты генерации в солнечной атмосфере и механизм эмиссии этих образований в рамках современных моделей. Показано, что структура источников S-компоненты над флоккулами весьма неоднородна, фактор заполнения растет с увеличением длины волны. Долгоживущие источники миллиметрового радиоизлучения в короне Солнца имеют тепловой механизм излучения, они в основном оптически толстые.

TIME-SPATIAL STRUCTURE OF SLOWLY VARIING MILLIMETER RADIO EMISSION OF ACTIVE SUN, by S. Urpo, I.G. Moiseev, J. Hildebrandt, A. Krüger. — On the basis of investigation of more than 900 solar maps, obtained at millimeter wavelengths during last years, main properties of S-component and of other longlived sources in corona are examined. Physical parameters, generation heights in solar atmosphere and emission mechanism of these features are determined in contemporary models limits. It is shown that S-component sources structure is very inhomogeneous, the filling factor is increasing with wavelength increase. Long-lived sources of millimeter radio emission in solar corona have thermal emission mechanism, they are mainly optically thick.

Изучение солнечного радиоизлучения в миллиметровом диапазоне волн дает возможность проанализировать в первую очередь физические процессы и параметры хромосферно-коронального переходного слоя и короны Солнца. Такие исследования значительно дополняют информацию, полученную в традиционных оптическом и сантиметровом диапазонах.

После первых наблюдений Солнца на миллиметровых волнах Хагена [1, 2] и Саломоновича [3] были исследованы многие свойства излучения, в особенности S-компоненты на этих длинах волн [4, 5]. Однако детали интерпретации в рамках комплексных моделей и дальнейшее развитие наблюдений с высоким разрешением остаются еще актуальными [6]. Кроме того, в последнее время были открыты долгоживущие "миллиметровые" источники высоко в короне [7–9]. Эти события являются продолжением повышенного излучения после вспышек и эруптивных протуберанцев с продолжительностью в несколько часов или больше. Здесь рассматриваются эти два вида долгоживущего миллиметрового излучения от активных областей Солнца: S-компонента и корональные источники. Наблюдения были выполнены на радиоисследовательской станции Хельсинкского технологического университета в Метсахови (Финляндия; 14-метровое зеркало) и РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Дополнительная информация была получена из радиокарт Солнца исследовательской лаборатории Хирайзо [10] (Япония; 10-метровое зеркало).

### 1. S-компонента солнечного радиоизлучения

Из рассмотрения более 900 радиокарт Солнца станции в Метсахови и Крымской астрофизической обсерватории, полученных в 1978–1983 гг. в миллиметровом диапазоне длин волн, были выделены около 275 случаев, где хорошо видны источники S-компоненты, расположенные в гелиодолготном интервале  $\pm 50^\circ$  от центрального меридиана Солнца без значительной вспышечной активности. Из этого материала были получены яркостные температуры и их стандартные отклонения для источников S-компоненты. Результаты сравнивались с рассчитанными согласно распределениям электронной плотности и температуры ( $T$ ) в моделях, опубликованных в [11]. Для расчетов были использованы полуэмпирические плоскостойкие распределения параметров для трех характерных составляющих: ядра солнечных пятен ( $\pi$ ), ярких элементов флок-



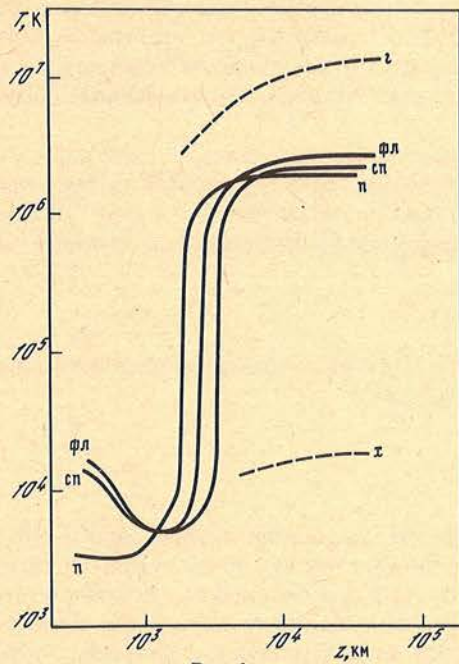


Рис. 1

Рис. 1. Распределение температуры с высотой над пятнами (п), в ярких элементах флоккулов (фл) и для спокойного Солнца (сп) по полуэмпирическим моделям [11, 12] и для наблюдаемых холодных (х) и горячих (г) частей послевспышечных корональных источников [9]

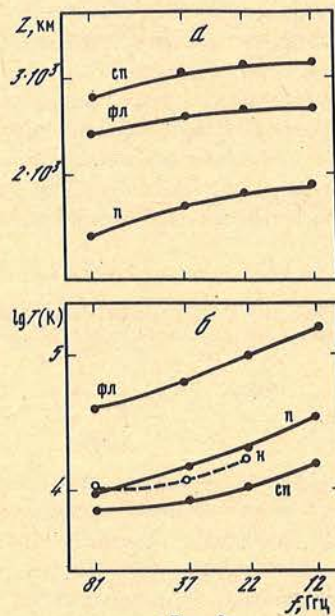


Рис. 2

Рис. 2. Рассчитанные характерные высоты эмиссии S-компоненты в миллиметровом диапазоне ( $\tau = 1$ ) (а) и частотные зависимости (б) (н — результаты наблюдений)

Рис. 3. Рассчитанные частотные зависимости яркостных температур для однородной модели с различными величинами электронных температур, электронной плотности ( $N_e$ ) и размерами излучающей области ( $L$ ) по сравнению с данными наблюдений источников на высоте 50–120 тыс. км (I) и экстремальным случаем (300 тыс. км — кружки).  
Сплошная линия —  $10^7$  К, штриховая —  $10^5$  К, пунктир —  $10^4$  К

A —  $N_e = 10^{18} \text{ м}^{-3}$ ,  $\Delta s = 10^7$  м;  
B —  $N_e = 10^{18} \text{ м}^{-3}$ ,  $\Delta s = 10^6$  м;  
B —  $N_e = 10^{17} \text{ м}^{-3}$ ,  $\Delta s = 10^7$  м;  
Г —  $N_e = 10^{17} \text{ м}^{-3}$ ,  $\Delta s = 10^6$  м;  
Д —  $N_e = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ ,  $\Delta s = 10^7$  м;  
E —  $N_e = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ ,  $\Delta s = 10^6$  м

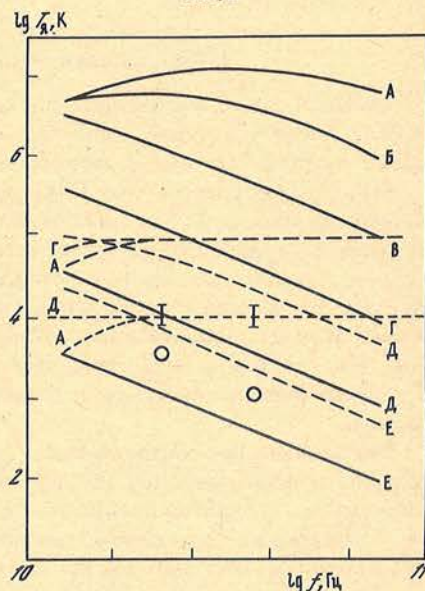


Рис. 3

кулов (фл) и спокойного фона (сп). Результаты расчетов приведены на рис. 1 для распределения температуры с высотой. На рис. 1 приведены также распределения  $T$  для наблюдаемых "холодных" (х) и "горячих" (г) частей послевспышечных корональных источников [9].

На основе таких моделей рассчитывался перенос тормозного и магнитотормозного излучения по данным [12]. Магнитотормозное излучение, как показали расчеты, играет небольшую роль в миллиметровом диапазоне волн.



Полученные в результате расчетов эффективные высоты эмиссии (т.е. высоты, где оптическая толщина приближается к единице) и яркостные температуры  $T_{\text{я}}$  показаны на рис. 2 для каждой составляющей. Средний спектр излучения, полученный по данным наблюдений (который определялся как сумма по всем составляющим), обозначен штриховой линией на рис. 2,б.

Следует подчеркнуть, что отдельные составляющие излучения, в частности в области флоккулов, в наших наблюдениях не разрешены. Если предположить применимость модели и существование смещения эмиссии ярких элементов флоккулов (фл) со спокойным фоном (сп), можно вычислить коэффициент заполнения  $q$ , который приближенно оценивается следующим образом:

$$q = (T_{\text{фл(н)}} - T_{\text{сп(н)}}) / (T_{\text{фл(м)}} - T_{\text{сп(м)}}),$$

где буквы (н) и (м) обозначают наблюдательные и расчетные по модели величины соответственно. Результаты вычисления приведены ниже

$\lambda$ , мм	13,5	8,2	3,8
$f$ , ГГц	22	37	81
$q$	0,07	0,03	0,02

Из этих данных видно, что параметр  $q$  растет с увеличением длины волны. Это согласуется с предположением о расширении с высотой магнитных полей ярких флоккульных точек. В результате можно заключить, что структура источников S-компоненты над флоккулами является весьма неоднородной и должна контролироваться субфотосферными процессами развивающегося магнитного потока (влияние этих факторов требует дальнейшего изучения).

## 2. Корональные источники миллиметрового излучения

Кроме обычных источников, на низких высотах в переходной зоне иногда обнаруживаются также источники миллиметрового излучения на высотах в несколько десятков тысяч километров над фотосферой, живущие несколько часов (или более) [7-9].

Было рассмотрено более 1500 радиокарт Солнца на миллиметровых волнах, полученных на трех станциях, в Метсахови, Хирайзо и Крыму, и отобрано 34 характерных источника на краю Солнца на частотах 37, 32 и 22 ГГц. Высоты этих источников обычно доходят до 120 тыс. км над фотосферой, более того, был обнаружен источник миллиметрового излучения на высоте не меньше 300 тыс. км [13]. Поскольку высота положения этих источников явно отличается от обычных источников S-компоненты (см. рис. 2,а), типичные яркостные температуры источников порядка  $10^4$  К и длительность в общем меньше одних суток, эти явления, очевидно, обусловлены активными процессами.

Это заключение подтверждается следующими фактами: а) существует связь этих событий с активными протуберанцами (арками) в эмиссии  $H_{\alpha}$  [8, 14]; б) наблюдаются совпадения с долгоживущими источниками мягкого рентгеновского излучения; в) большинство источников оказались связанными с хромосферными вспышками; г) источники сопровождаются всплесками послевспышечного спада интенсивности на сантиметровых волнах [15].

Важным вопросом является объяснение механизма излучения рассматриваемых источников.

Нам кажется, что магнитотормозное излучение не подходит по следующим причинам: а) магнитные поля должны иметь очень большие напряженности ( $\sim 800$  Гс); б) энергия электронов должна быть очень велика ( $T_{\text{эф}} \sim 10^9$  К); в) продолжение синхротронного спектра не наблюдается в сантиметровом диапазоне волн.

Поэтому реальным механизмом может быть только тепловое тормозное излучение. Тогда возникает вопрос о величине оптической толщи  $\tau$  источников, которая зависит



от электронной температуры и электронной плотности источника, а также от размеров излучающего объема по лучу зрения  $L$ .

На рис. 3 показаны характерные частотные зависимости яркостной температуры  $T_{\text{я}}$  для однородной модели с различными величинами электронных температур, электронной плотности и размерами излучающей области, полученные при помощи известных формул для коэффициента поглощения и переноса излучения.

Оптическая толщина  $\tau \approx 1$  получается для источников с размерами по лучу зрения  $L$ , приведенными для примера в таблице, где  $T = 10^4$  К (см. также [9]).

$N_e, \text{ см}^{-3}$	$L, \text{ км}$			$N_e, \text{ см}^{-3}$	$L, \text{ км}$		
	$f = 22$	$f = 37$	$f = 80 \text{ ГГц}$		$f = 22$	$f = 37$	$f = 80 \text{ ГГц}$
$10^{11}$	7	20	$10^2$	$10^9$	$7 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^5$	$10^6$
$10^{10}$	$7 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^3$	$10^4$				

Отсюда можно заключить, что большинство наблюдаемых источников должны быть оптически толстыми. Так как оптическая толщина падает в сторону более высоких частот, измерение спектра должно дать возможность определения размеров излучающего объекта  $L$ .

Рис. 3 и таблица указывают также на то, что оптически тонкие источники с высокими температурами не исключены, но они играют меньшую роль. Существование таких горячих составляющих наблюдается также в рентгеновском диапазоне. Малая оптическая толщина наблюдается, например, в случае очень больших высот (300 тыс. км) источников миллиметрового излучения в короне Солнца [13].

Ожидаемый ход яркостной температуры  $T_{\text{я}}$  холодных (х) и горячих (г) частей корональных миллиметровых источников отмечены штриховыми линиями на рис. 1. Из свойств всех рассматриваемых компонент медленно изменяющихся миллиметровых источников можно заключить, что излучающая плазма солнечной атмосферы имеет весьма неоднородную структуру как в переходной зоне, так и в самой короне. Такие неоднородности температуры и электронной плотности, несомненно, показывают на наличие магнитных полей и указывают на необходимость дальнейших наблюдений с повышенным пространственным разрешением.

Декабрь 1987 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Hagen J.P. // Astron. J. 1951. Vol. 56. P. 39.
2. Hagen J.P. // Suppl. J. Atmos. and Terr. Phys. 1956. Vol. 6. P. 253.
3. Саломонович А.Е. // Солн. данные. 1957. № 2. С. 112.
4. Ефанов В.А., Кисляков А.Г., Моисеев И.Г., Наумов А.И. // Solar Phys. 1969. Vol. 8. P. 331.
5. Ефанов В.А., Кисляков А.Г., Моисеев И.Г. // Ibid. 1972. Vol. 24. P. 142.
6. Апушкинский Г.П. // Тез. докл. на XVI Всесоюз. конф. по радиоастрономическим исследованиям Солнечной системы, Звенигород, 1984. М.: ИЗМИРАН, 1984. С. 16.
7. Kundu M.R. // Solar Phys. 1972. Vol. 25. P. 108.
8. Urpo S., Teräsanta H., Rompolt B., Garesynska I. // Rep. XIth General Assembly of URSI. Helsinki, 1983.
9. Urpo S., Krüger A., Hildebrandt J. // Astron. and Astrophys. 1986. Vol. 163. P. 340.
10. Solar Maps at 32 GHz. Hiraiso Branch. 1983. Vol. 1-4.
11. Stande J., Fürstenberg F., Hildebrandt J. et al. // Астрон. журн. 1984. Vol. 61. P. 956.
12. Krüger A., Hildebrandt J., Fürstenberg F. // Astron. and Astrophys. 1985. Vol. 143. P. 72.
13. Моисеев И.Г., Нестеров Н.С. // Тез. докл. на XVI Всесоюз. конф. по радиоастрономическим исследованиям Солнечной системы, Звенигород, 1984. М.: ИЗМИРАН. 1984. С. 5.
14. Urpo S., Teräsanta H., Pohjolainen S. et al. // Rep. XXVIth COSPAR Meeting, Toulouse, 1986.
15. Bogod V.M., Korzhavin A.N., Akhmedov Sh.B. et al. // Contr. Astron. Obs. Skalnaté Pleso. 1986. Vol. 16.



## О ВОЗМОЖНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ВСПЛЕСКОВОГО КОМПОНЕНТА СОЛНЕЧНЫХ ШУМОВЫХ БУРЬ ЗА СЧЕТ РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Ю. Ф. Юровский

Показано, что многие известные свойства солнечных шумовых бурь (ШБ) могут рассматриваться как естественное следствие процесса рассеяния радиоволн в турбулентной плазме солнечной короны. При этом с единой точки зрения удастся объяснить направленность излучения всплесков I типа, их продолжительность, образование континуума ШБ, экспоненциальность характера распределения плотности вероятности всплескового компонента и другие особенности ШБ.

ON THE PROBABILITY OF A BURSTS COMPONENT FORMATION IN THE NOISE STORMS DUE TO RADIOWAVE SCATTERING IN THE SOLAR CORONA, by Yu. F. Yurovsky. — It has been shown, that well-known properties of solar noise storms might be considered as a natural outcome of the radiowave scattering in turbulent plasma of the solar corona. Thus, it is possible to interpret the directivity of the I-type bursts emission, their duration, the noise storm continuum formation, the exponential character of the density distribution of the burst component probability and other peculiarities of noise storms.

Наличие множества противоречивых гипотез происхождения всплесков радиоизлучения I типа во время солнечных шумовых бурь (ШБ) наряду с некоторыми явлениями и особенностями, необъяснимыми в рамках этих гипотез [1], вызывает необходимость пересмотра сложившихся представлений о природе ШБ. Мы обратили внимание на то, что при исследовании ШБ обычно рассматривается только увеличение угловых размеров источника из-за рассеяния радиоволн на неоднородностях солнечной короны [2, 3], а неизбежность возникновения при этом флуктуаций интенсивности типа "мерцаний" не принимается во внимание. Приводимое ниже исследование свидетельствует о том, что характер этих флуктуаций при определенных условиях рассеяния имеет близкое сходство с некоторыми основными свойствами ШБ.

### 1. Модуляция интенсивности радиоизлучения, проходящего через неоднородную среду

Рассмотрим распространение квазимонохроматической волны от первичного изотропного источника в турбулентной ионизированной плазме со случайными неоднородностями. Неоднородности предполагаются крупномасштабными (характерный размер  $l_n \gg \lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны) и плавными ( $l \ll l_n$ , где  $l$  — толщина слоя, пройденного волной в неоднородной среде). При этих условиях применимы законы геометрической оптики [4, § 26]. Влияние регулярной рефракции радиоволн в солнечной короне на наблюдаемые свойства ШБ весьма существенно, но может быть учтено позднее.

Напомним суть решенной еще Рэлеем задачи о свойствах волны, прошедшей через среду со случайно меняющимися неоднородностями. Для этого изобразим на рис. 1 последовательные во времени  $t_n$  сечения фронта  $\nu_n$  первоначально плоской волны  $\nu$ , прошедшей через среду  $V$  с изменяющимися неоднородностями  $n_i(t)$ . После прохождения среды из-за влияния неоднородностей фазовый фронт волны будет не плоским. Амплитуда поля в точке наблюдений согласно принципу Гюйгенса—Френеля является суммой когерентных элементарных колебаний, исходящих от фиктивных вторичных источников, непрерывно распределенных на вспомогательной поверхности. В качестве вспомогательной поверхности выберем плоскость  $P$ , перпендикулярную лучу зрения удаленного наблюдателя и расположенную на границе преломляющей среды. Распространение радиоволн от поверхности  $P$  к наблюдателю будем полагать прямолинейным. При указанных условиях сложение колебаний в точке наблюдений происходит с учетом той же разности фаз, которую имеют колебания на плоскости  $P$ . Суммирование колебаний условно показано на рис. 1 в виде векторных диаграмм  $D_n$ . Фазовые соотношения между ними в связи с турбулентностью среды изменяются случайным образом и относительно медленно по сравнению с периодом изучаемой радиоволны.



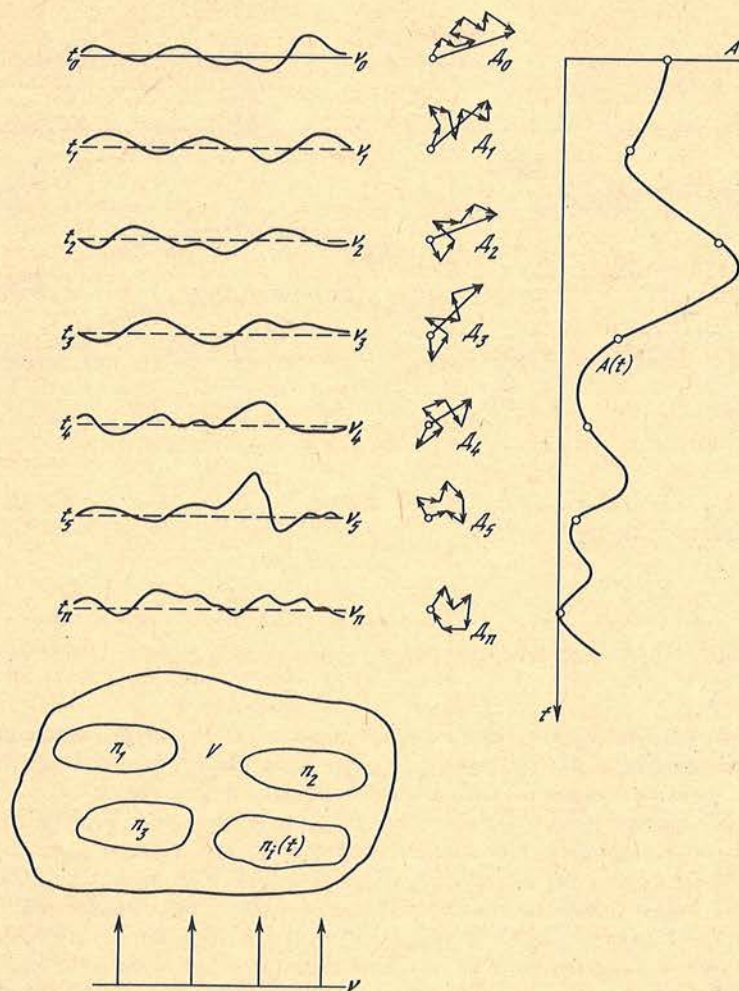


Рис. 1. Эскизы, поясняющие возникновение флуктуаций интенсивности в результате рассеяния излучения (см. текст)

Результат суммирования множества колебаний со случайно меняющимися фазами известен (например, [4, § 21]) и представляет собой также случайное колебание  $A(t)$ , условно изображенное в правой части рис. 1. Радиометр радиотелескопа, как известно, регистрирует квадрат огибающей суммарного колебания, т.е. интенсивность сигнала. Распределение плотности вероятности огибающей суммарного колебания описывается законом Рэлея, а интенсивность распределена по экспоненциальному закону (см., например, [5, гл. 2, § 4]).

Ситуация при образовании ШБ отличается от рассмотренной выше тем, что из-за сравнительной близости источника излучения к границе короны первичная волна не является плоской. Фазовый фронт волны  $\nu_n$  (рис. 2) на выходе излучения из короны осциллирует около сферической поверхности  $K$ , центр которой находится в точке расположения источника  $S$ . Любой волновой пучок  $\nu_n$  пересекает плоскость  $P$  в течение некоторого интервала времени  $t_3$ , определяемого разностью между моментами прохождения первой и последней точки данного пучка через эту плоскость. В результате когерентное сложение колебаний каждого пучка волн растягивается на время  $t_3$ . Кроме того, плоскость  $P$  одновременно пересекает несколько волновых пучков  $\nu_n$ , колебания кото-



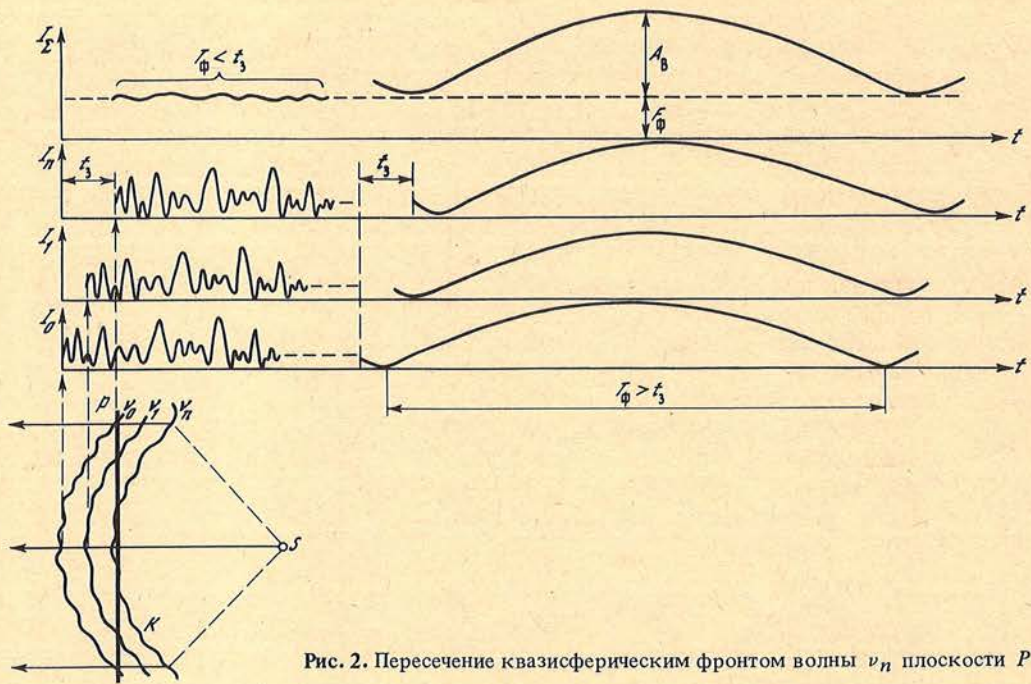


Рис. 2. Пересечение квазисферическим фронтом волны  $\nu_n$  плоскости  $P$

рых некогерентны. Однако огибающие  $I_n$  суммарных сигналов соседних цугов  $\nu_n$  могут отличаться незначительно, так как скорость перестройки неоднородностей, по-видимому, много меньше скорости распространения радиоволн. Поэтому для упрощения рассуждений можно допустить, что флуктуации интенсивности  $I_n$  всех волновых цугов, одновременно пересекающих плоскость  $P$ , коррелированы на интервале  $t_3$ . Поскольку волновые цуги следуют друг за другом, то флуктуации интенсивности каждого последующего цуга запаздывают на соответствующее время относительно флуктуаций предыдущего цуга. Таким образом, в точке наблюдений происходит сложение когерентных составляющих каждого цуга и сложение сдвинутых по времени коррелированных флуктуаций интенсивности разных цугов, в данный момент пересекающих плоскость  $P$ .

Как легко понять, сложение одинаковых случайных функций при нарастающем временном сдвиге эквивалентно операции ненормированного скользящего усреднения. В результате такого суммирования экспоненциально распределенных составляющих в спектре выходного сигнала появляется постоянная составляющая  $F_\Phi$  и ослабевают быстрые флуктуации, имеющие длительность  $T_\Phi < t_3$ . Влияние временного сдвига на результат суммирования медленных флуктуаций длительностью  $T_\Phi > t_3$  незначительно, их парциальные интенсивности складываются, образуя событие  $A_B$ , налагающееся на  $E_\Phi$ . При этом происходит сложение интенсивности суммарных колебаний различных цугов без существенного изменения характера первоначального экспоненциального распределения плотности вероятности.

Суммирование флуктуаций промежуточной длительности  $T_\Phi \sim t_3$  приводит к появлению в составе выходного сигнала как постоянной, так и нормально распределенной переменной составляющих. Соотношение между постоянной, нормально и экспоненциально распределенными составляющими в полном выходном сигнале зависит от энергии флуктуаций, заключенных в каждом соответствующем диапазоне длительностей. Подробный анализ этих свойств результирующего сигнала мы оставляем на будущее, а сейчас лишь отметим, что диапазон длительности  $T_\Phi \sim t_3$ , дающий нормально распределенную часть сигнала, много меньше всего диапазона длительности флуктуаций. По-



этому вклад нормально распределенной части сигнала в общее распределение плотности вероятности можно ожидать не очень большим.

Таким образом, в результате прохождения неплоской волны через турбулентную среду в точке приема возникает сигнал, содержащий постоянную и почти экспоненциально распределенную переменную составляющие. Такой состав сигнала характерен для ШБ, в которых различают фоновый (континуальный) и всплесковый (флуктуирующий) компоненты. Экспоненциальный характер распределения означает, что флуктуации интенсивности происходят не симметрично около среднего значения, а представляют собой односторонние отклонения типа импульсов. Отдельную флуктуацию интенсивности, представляющую собой максимум, лежащий между двумя минимумами, по традиции будем называть всплеском I типа, а весь флуктуирующий сигнал — всплесковой компонентой ШБ.

Из изложенного выше следует, что при некоторых вполне естественных условиях излучение первичного источника после прохождения через турбулентную среду может приобрести свойства, напоминающие свойства излучения ШБ. Рассмотрим, подтверждается ли эта гипотеза происхождения ШБ данными наблюдений и каким условиям должны соответствовать параметры преломляющей среды.

## 2. Возможная геометрическая модель источника ШБ и направленность излучения всплескового компонента

Для определенности расчетов примем следующие исходные данные: частота, на которой изучается ШБ, 169 МГц, видимый диаметр источника  $3'$ , или  $0,2 R_{\odot}$  ( $R_{\odot}$  — радиус фотосферы Солнца) [6], высота первичного источника над фотосферой  $0,35 R_{\odot}$  [7]. При распределении электронной концентрации по высоте в соответствии с моделью Ньюкирка граница короны, где показатель преломления  $n > 0,99$ , находится на расстоянии  $1,85 R_{\odot}$  от центра Солнца. Определим среднее значение  $\psi$  угла отклонения луча, возникающее в результате случайной рефракции.

Пусть центр Солнца  $O$ , первичный источник  $S$  и точка наблюдений  $Z$  лежат в плоскости чертежа рис. 3 и находятся на одной прямой линии  $OZ$ . Из множества лучей, покинувших изотропный первичный источник  $S$  в разных направлениях и испытавших случайную рефракцию, доходят до наблюдателя с определенной вероятностью лучи, заключенные внутри конуса с углом раствора  $2\psi$ . Вершина этого конуса находится в точке расположения первичного источника  $S$ , ось направлена на наблюдателя, а основание конуса совпадает с плоскостью  $P$ , условно принятой нами за границу преломляющей среды. Наблюдатель видит на плоскости  $P$  размытое из-за рассеяния изображение первичного источника с размерами, равными среднему диаметру основания конуса  $AB$ . Будем называть это изображение видимым источником излучения. Исходя из геометрических соображений, с помощью перечисленных выше исходных данных находим, что величина угла  $\psi = 12,5^{\circ}$ .

Во время советско-французского эксперимента "Стерео-1" производилась одновременная регистрация излучения ШБ на двух радиотелескопах. Один радиотелескоп оставался на Земле, другой располагался на межпланетном корабле (КА) "Марс-3". Было обнаружено, что степень взаимной корреляции записей всплесковых компонентов уменьшается по мере возрастания угла  $\theta$  между направлением из центра Солнца на Землю и КА. Когда угол  $\theta$  превысил  $33^{\circ}$ , с Земли и КА наблюдались совершенно различные ШБ, несмотря на то что на диске Солнца в этот момент существовал единственный центр излучения ШБ [8, 9]. Приводимое в [8] среднее значение угла  $\psi$  составляет  $12,5^{\circ}$ .

В рамках рассматриваемой гипотезы образования ШБ постепенное уменьшение корреляции можно объяснить следующим образом. По мере увеличения угла  $\theta$  (см. рис. 3) взаимное перекрытие наблюдаемых с Земли и с КА видимых источников  $AB$  и  $CD$  уменьшается в соответствии с очевидным изменением направления лучей, идущих в сторону Земли и КА. Когда угол  $\theta$  становится больше  $\psi$ , источники, видимые с Земли



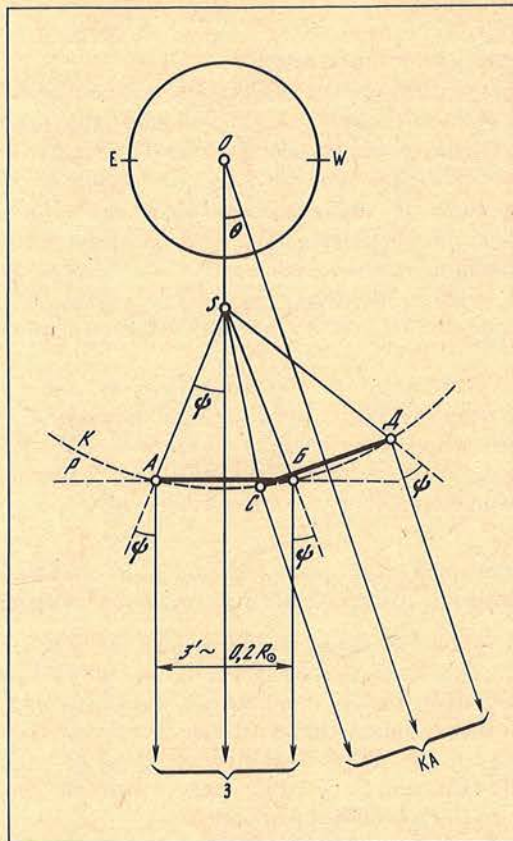


Рис. 3. Взаимное перекрытие двух различных видимых источников  $AB$  и  $CD$  при одновременных наблюдениях из двух направлений: с Земли ( $З$ ) и с космического аппарата ( $КА$ )

и  $КА$ , уже не перекрываются. При этом регистрируемое в каждом пункте наблюдений излучение первичного источника проходит через различные области короны, содержащие свои собственные неоднородности, в результате чего флуктуации интенсивности становятся некоррелированными.

Таким образом, исчезновение корреляции между записями всплескового компонента ШБ при наблюдениях из двух пространственно удаленных пунктов можно рассматривать как естественное следствие процесса рассеяния радиоволн при неоднородностях солнечной короны. Удовлетворительное соответствие между величинами углов рассеяния, полученных путем расчета геометрической модели источника ШБ и прямыми измерениями во время эксперимента "Стерео-1", можно признать подтверждением принятой нами гипотезы образования всплескового компонента за счет нерегулярной рефракции радиоволн в короне.

### 3. Распределение плотности вероятности всплескового компонента ШБ

Эмпирическое распределение вероятности вычислялось по фрагментам записи ШБ длительностью 5–10 мин. При этом предполагалось, что на таких коротких отрезках времени ШБ стационарна. Метод вычисления заключался в определении относительного времени пребывания уровня записи ШБ в пределах каждого заданного интервала интенсивности [4, § 17]. Типичный вид распределения плотности вероятности всплескового



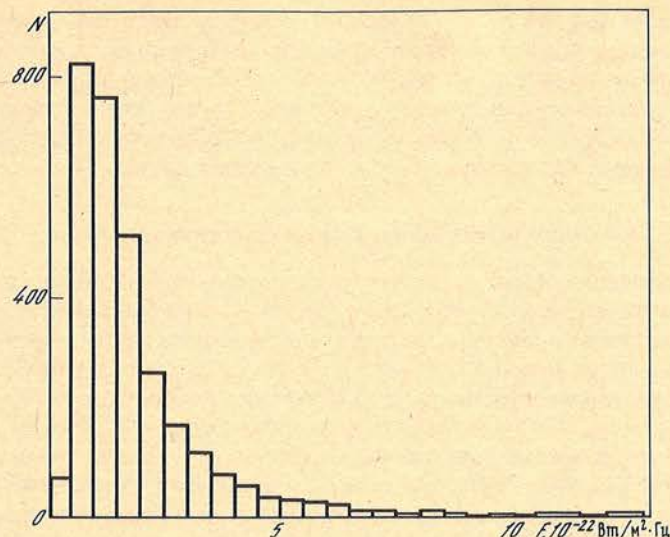


Рис. 4. Эмпирическое распределение плотности вероятности для фрагмента записи всплесковой компоненты ШБ, наблюдавшейся 30.05 1984 г. в интервале  $14^{\text{h}}29^{\text{m}} - 14^{\text{h}}33^{\text{m}} \text{UT}$

компонента ШБ показан на рис. 4. Для построения этой гистограммы был обработан 5-минутный фрагмент записи ШБ, наблюдавшейся на Кубе 30.05.1984 г. в интервале  $14^{\text{h}}29^{\text{m}} - 14^{\text{h}}33^{\text{m}} \text{UT}$  на частоте 280 МГц с постоянной времени  $\tau = 0,25$  с. Ширина полосы пропускания радиометра составляла  $\Delta f = 8$  МГц. Выбор этого фрагмента для обработки связан с тем, что 30.05 происходило частичное солнечное затмение, позволившее убедиться, что в этот день на диске Солнца была единственная активная область, излучавшая ШБ. Цифровая запись фрагмента сделана с частотой отсчетов 10 Гц и интервалом квантования потока  $2^{-9} F_{\text{max}}$ . Затмение начиналось в  $14^{\text{h}}40^{\text{m}} \text{UT}$ , поэтому можно полагать, что исследуемый участок записи ШБ существенно не искажен эффектами, связанными с затмением.

Вид гистограммы на рис. 4 свидетельствует о том, что распределение плотности вероятности всплескового компонента для выбранного фрагмента ШБ близко к экспоненциальному. Анализ других участков записи той же ШБ на частоте 280 МГц продолжительностью по 10 мин каждый показал, что распределение вероятности в течение ШБ несколько видоизменяется, оставаясь при этом резко асимметричным. Исследование других ШБ, проведенное по аналогичной методике в [10], подтверждает, что характер распределения плотности вероятности всплескового компонента любой ШБ действительно близок к экспоненциальному.

Заметим, что отклонение эмпирического распределения от экспоненциального закона зависит не только от наличия в ШБ флуктуаций промежуточной длительности  $T_{\text{ф}} \sim t_3$ , но также и от ширины полосы пропускания приемника радиотелескопа, применявшегося при наблюдениях. Изложенное в разделе 1 решение Рэлея о сложении множества колебаний, приводящее к экспоненциальному закону распределения интенсивности, относится к монохроматической волне. Следовательно, эмпирическое распределение плотности вероятности всплескового компонента ШБ должно быть тем ближе к ожидаемому, чем уже полоса пропускания приемника.

Можно, по-видимому, разработать метод построения эмпирического распределения, исключаящей из рассмотрения флуктуации ШБ длительностью  $T_{\text{ф}} \sim t_3$ , и получить чисто экспоненциальное распределение. В качестве примера сошлемся на результаты другой части работы [10], в которой экспоненциальное распределение получилось для массива данных, представлявшего собой выборку из состава ШБ только пиковых значений интенсивности флуктуаций.



Таким образом, характер эмпирического распределения плотности вероятности всплескового компонента ШБ в основных чертах соответствует характеру распределения, предсказанному нами в разделе 1 на основе рассмотрения процесса распространения радиоволн в турбулентной плазме солнечной короны, что подтверждает справедливость принятой гипотезы образования ШБ за счет эффектов, возникающих при рассеянии радиоизлучения на неоднородностях электронной плотности.

#### 4. Длительность флуктуаций интенсивности ШБ

Как было показано в разделе 1, распространение радиоволн в короне сопровождается возникновением флуктуаций ее интенсивности. При этом флуктуации, имеющие длительность  $T_f$ , меньшую времени  $t_3$  пересечения волновым цугом плоскости видимого источника, усредняются и присутствуют в выходном сигнале радиотелескопа уже как постоянная составляющая. Время  $t_3$  складывается из взаимного запаздывания точек фронта волны  $t_r$  — за счет геометрической разности хода от первичного источника до различных точек видимого источника, запаздывания  $t_p$  — за счет различия траекторий лучей в регулярной короне и запаздывания  $t_c$ , вызванного случайными искривлениями траектории луча из-за рефракции на неоднородностях. Найдем численные величины каждого слагаемого, приняв за основу исходные данные, применявшиеся в разделе 2 при построении геометрической схемы источника ШБ.

Способ вычисления геометрической разности хода элементарен и поясняется рис. 5. Соответствующее время запаздывания для принятых численных величин составляет  $t_r \approx 0,04$  с.

Время запаздывания  $t_p$ , возникающее из-за различия свойств регулярной короны вдоль траектории  $S_1C_1$  и  $S_1b_1$  (см. рис. 5), зависит от высоты первичного источника над фотосферой, от угла  $\theta$  между лучом зрения и радиусом-вектором  $OS$ , и от принятого закона распределения электронной концентрации с высотой. Методику расчета мы опишем позднее в разделе, посвященном изучению влияния регулярной рефракции на свойства ШБ. Сейчас укажем только, что величина  $t_p$  изменяется в пределах от 0,01 с для источника, находящегося в центре диска ( $\theta = 0$ ), до 0,15 с для "лимбовых" источников ( $\theta = 90^\circ$ ). Причина резкого возрастания запаздывания ясна из рис. 5: лучи  $S_2a_2$  и  $S_2b_2$  проходят существенно различный путь в среде, где показатель преломления  $n \neq 0$ .

Время взаимного запаздывания различных точек фронта волны, возникающее за счет искривления траектории лучей в результате случайной рефракции, можно оценить по величине среднего удлинения пути луча [4, § 26]:

$$\overline{\Delta l} = l - \left[ \frac{2l}{B} - \frac{2}{B^2} (1 - e^{-Bl}) \right]^{1/2}.$$

Параметр  $B$ , зависящий от функции корреляции скорости распространения волны в среде, найдем из условия [4, § 26]:  $\cos \psi = e^{-Bl}$  по известному значению  $\psi = 12,5^\circ$ . Учитывая, что групповая скорость электромагнитных волн  $v_{гр} = cn$  (где  $c$  — скорость света в вакууме), и полагая, что вдоль траектории луча показатель преломления в среднем равен  $n = 0,85$ , получим время запаздывания  $0,009 \leq t_c \leq 0,017$  с соответственно для центрального или лимбового источника.

Итак, суммарное время запаздывания  $t_3 = t_r + t_p + t_c$  оказывается в пределах  $0,06 \leq t_3 \leq 0,2$  с при изменении угла  $\theta$  от 0 до  $90^\circ$ , причем наибольший вклад в него дает запаздывание, связанное с регулярной рефракцией радиоволн в солнечной короне.

Для проверки сравним наши результаты с результатами [3], где запаздывание вычислялось методом численного интегрирования вдоль траектории луча, распространяющегося в сферически симметричной короне с неоднородностями электронной концентрации. Полученное в [3] время запаздывания тоже зависит от гелиодолготы источника и находится в пределах  $0,02 < t_3 < 0,2$  с. Совпадение результатов можно



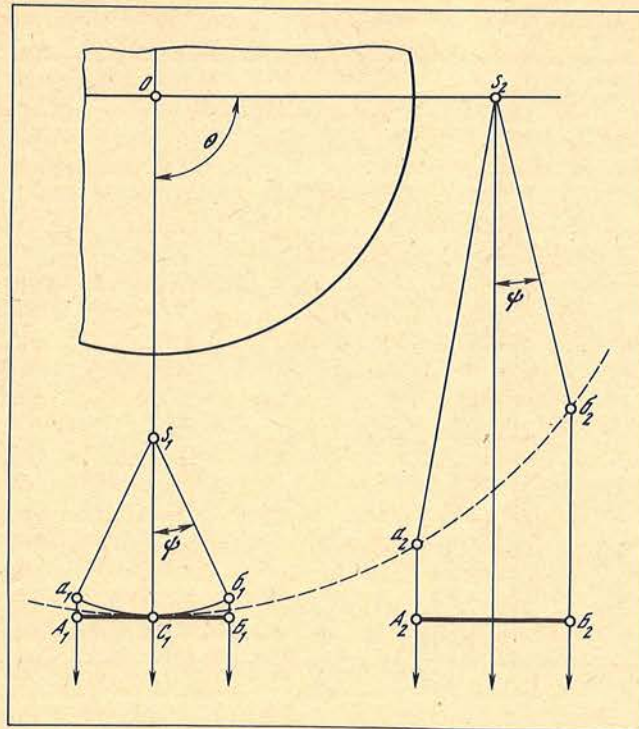


Рис. 5. К вычислению времени взаимного запаздывания лучей, вышедших из источника  $S$  и достигших различных точек плоскости видимого источника  $AB$   
 $A_1a_1$  — геометрическая разность хода. Длина отрезков  $S_2a_2$  и  $S_2b_2$  иллюстрирует различие длины пути в короне при расположении источника  $S_2$  вблизи лимба Солнца

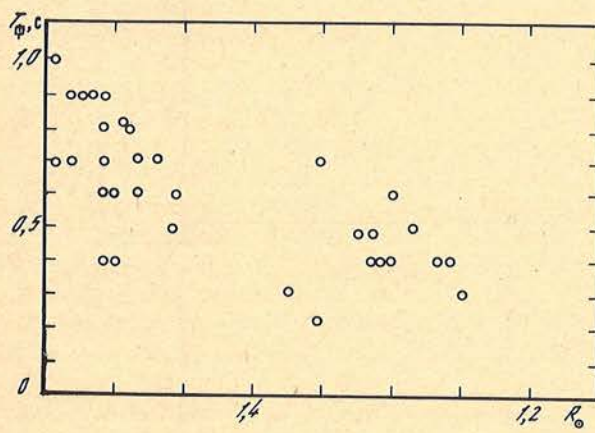


Рис. 6. Длительность  $T_\Phi$  всплесков I типа в зависимости от расстояния между источником ШБ и центральным меридианом Солнца, выраженного в долях радиуса фотосферы  $R_\odot$  [11]

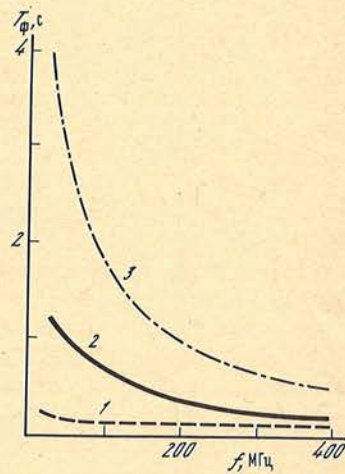


Рис. 7. Зависимость минимальной (1), средней (2) и максимальной (3) длительности  $T_\Phi$  всплесков I типа от частоты  $f$ , на которой производились измерения [12]



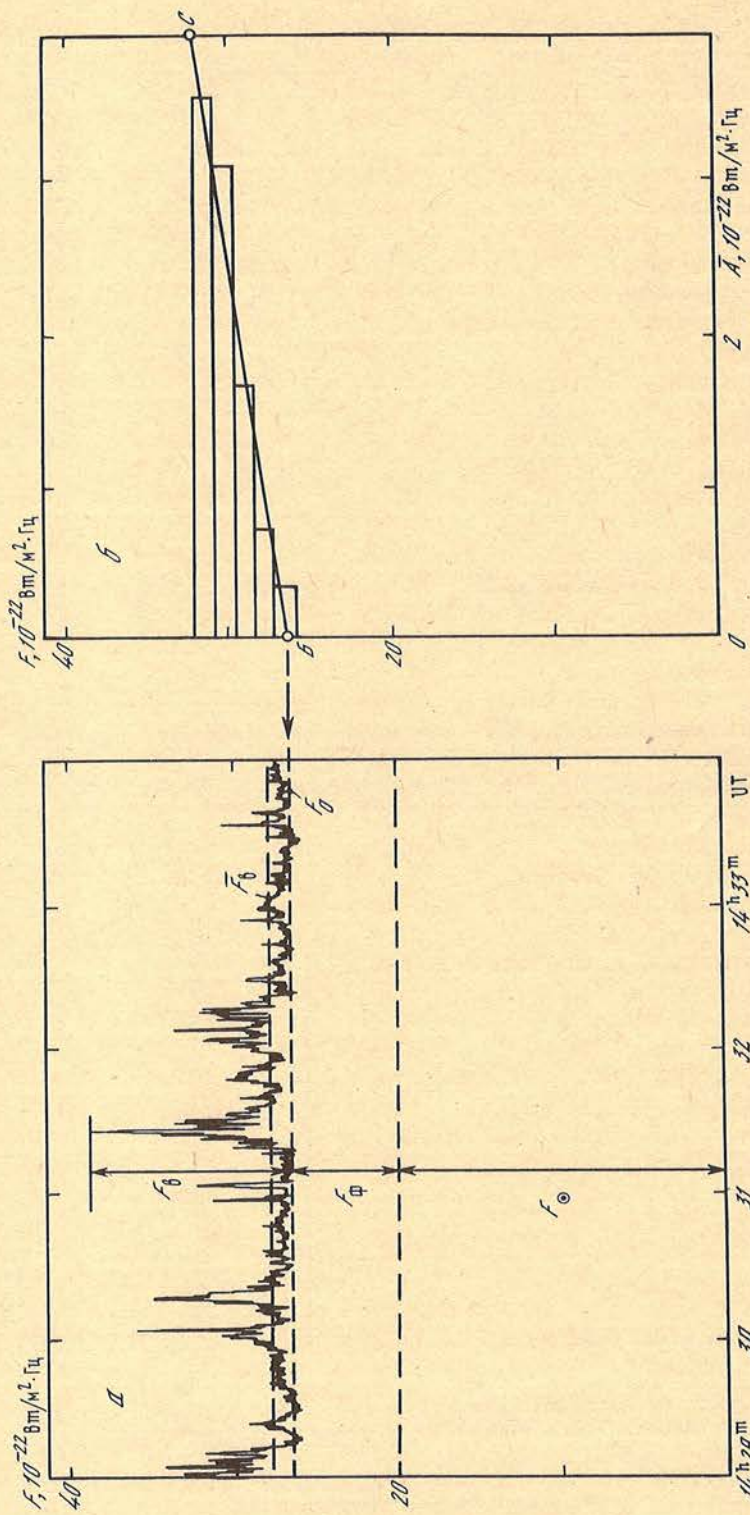


Рис. 8. Копия фрагмента записи ШБ 30.05 1984 г. (а) и распределение средней амплитуды  $\bar{A}$  флуктуаций интенсивности ШБ в зависимости от уровня потока, на фоне которого они произошли



признать вполне удовлетворительным, что свидетельствует о справедливости нашей оценки величины  $t_3$ .

Значение  $t_3$  определяет минимальную длительность наблюдаемых флуктуаций ШБ, или, что то же самое, длительность всплесков I типа. Поскольку  $t_3$  зависит от гелиодолготы источника, то, по-видимому, такая же зависимость должна существовать между положением источника на диске Солнца и длительностью связанных с ним всплесков I типа. В [11] опубликованы данные о прохождении ШБ по диску Солнца за период 18–21.09 1959 г. Относительное положение источника ШБ измерялось с точностью  $0,01 R_{\odot}$ . Постоянная времени регистрирующего прибора составляла 0,25 с. На рис. 6 показано приведенное в [11] распределение длительности всплесков ШБ в зависимости от расстояния между областью их возникновения и центральным меридианом Солнца. Характер рассеяния точек на рис. 6 с несомненностью указывает на уменьшение минимальной длительности флуктуаций от величины  $\sim 0,73$  до  $\sim 0,45$  с по мере перемещения источника ШБ от лимба в сторону центрального меридиана на расстояние  $\sim 0,2 R_{\odot}$ .

Таким образом, результаты наблюдений вполне согласуются с ожидаемым на основе рассматриваемой концепции образования ШБ характером изменения длительности флуктуаций в зависимости от гелиодолготы источника. Можно отметить также близость численных значений длительности флуктуаций ШБ, полученных нами на основе вычислений времени запаздывания  $t_3$  и определенных по данным наблюдений в [11]. Ожидать точного совпадения величин было бы нереально, во-первых, из-за приблизительности принятых нами исходных данных, а во вторых, из-за зависимости  $t_3$  от частоты, поскольку скорость распространения радиоволн в плазме меняется с частотой.

Последнее обстоятельство наводит на мысль, что продолжительность всплесков I типа должна уменьшаться с ростом частоты в связи с повышением прозрачности корональной плазмы на более коротких волнах. При этом соответственно уменьшается величина задержки сигнала за счет регулярной и случайной рефракции. Действительно, наблюдаемая средняя продолжительность всплесков I типа согласно материалам [12, гл. 2, § 2.3] уменьшается с возрастанием частоты (рис. 7).

Следует ожидать также, что отношение уровня фоновой составляющей  $F_{\phi}$  к уровню всплесковой составляющей  $F_{\psi}$  будет возрастать с увеличением расстояния источника ШБ до центрального меридиана, так как при этом из-за увеличения  $t_3$  происходит усреднение все более длительных флуктуаций, которые исчезают во всплесковом компоненте и увеличивают уровень фона ШБ. Относительное увеличение фона при одновременном отсутствии короткоживущих всплесков действительно отмечено в [11] как особенность лимбовой ШБ, наблюдавшейся 18.11.1959 г.

Кроме сравнительно медленных флуктуаций в составе ШБ предполагаем наличие быстрых флуктуаций длительностью  $T_{\phi} < t_3$ , усреднение которых за время  $t_3$  дает фоновый (континуальный) компонент ШБ. Образование быстрых флуктуаций связано с последовательным прохождением квазисферического волнового цуга через плоскость видимого источника. Этот процесс целиком определяется геометрией фазового фронта волны. Поэтому в течение образования медленных флуктуаций должны существовать и быстрые флуктуации.

Известно (например, [12]), что ширина спектра отдельной медленной флуктуации (всплеска I типа) на частоте 300 МГц составляет около 8 МГц. С точки зрения радиопизики сигнал во время действия этой флуктуации представляет собой несущую частоту 300 МГц, промодулированную более низкочастотным колебанием, имеющим полосу частот 8 МГц. Это модулирующее колебание, собственно, и есть быстрые флуктуации. Таким образом, наблюдения на радиоспектрографах дают прямое экспериментальное доказательство существования быстрых флуктуаций.

Рассмотрим другой способ доказательства существования быстрых флуктуаций, основанный на оценке энергетических соотношений между всплесковой и фоновой составляющими ШБ. Для упрощения методики оценки будем считать распределение плотности вероятности ШБ чисто экспоненциальным. Обратим вни-



мание на следующее свойство экспоненциально распределенной случайной величины: отношение среднего квадрата ее флуктуаций ( $\overline{F_B^2}$ ) к квадрату среднего значения ( $\overline{F_B}$ )<sup>2</sup> всегда равно 2 (доказательство можно найти, например, в [5, гл. 2, § 4]). В терминах, употребляемых при описании ШБ, это статистическое свойство можно сформулировать так: средняя амплитуда флуктуаций интенсивности (всплесков I типа) пропорциональна уровню излучения, на фоне которого они происходят.

Воспользуемся этим свойством для разделения всплесковой и фоновой составляющих на упоминавшемся в разделе 3 фрагменте ШБ 30.05. 1984 г. (рис. 8, а). На рис. 8, б приведена гистограмма распределения средних амплитуд флуктуаций  $\overline{A}$  для этого фрагмента. Вычисление гистограммы производилось по методике, изложенной нами в [13]. Масштаб гистограммы по оси абсцисс выбран таким же, как и масштаб оси ординат записи ШБ на рис. 8, а. Для удобства сравнения изображенных величин координатные оси гистограммы на рис. 8, б повернуты на 90°.

Аппроксимирующая гистограмму прямая линия  $BC$  на рис. 8, б при продолжении ее в сторону уменьшения значений  $\overline{A}$  пересекает ось ординат в точке  $B$ , соответствующей нулевому значению всплескового компонента  $F_0$ . Величина потока невозмущенного Солнца  $F_\odot$  определена по его остаточному значению в момент максимальной фазы затмения, когда источник ШБ был закрыт диском Луны. Разность между нулевым уровнем всплескового компонента  $F_0$  и плотностью потока невозмущенного Солнца  $F_\odot$  соответствует величине фоновой составляющей  $F_\phi$  ШБ.

Поскольку в ШБ, как и в любом случайном процессе, нет флуктуаций строго одинаковой длительности, то все расчеты проводились нами по методике, изложенной в [14], для событий, попадающих в некоторый интервал длительности  $\Delta t$ . Вычисление спектра энергии  $E$  для данного фрагмента ШБ показало, что спектр плоский в диапазоне длительности от 0,6 до 48,6 с. Предположим, что спектр  $E$  плоский также и в остальном неисследованном диапазоне длительностей. Тогда по известной из наблюдений величине постоянной составляющей медленных флуктуаций  $\overline{F_B}$  можно определить, интенсивность какого количества интервалов длительности нужно просуммировать, чтобы образовалась наблюдаемая фоновая составляющая  $F_\phi$ . Далее, воспользовавшись выражением для расчета величины интервалов из [14] и подставив численные значения, получим верхнюю границу частотного диапазона быстрых флуктуаций для изучаемого фрагмента ШБ  $f_b = 8 \pm 4$  МГц.

Таким образом, два независимых метода определения по данным наблюдений ширины спектра быстрых флуктуаций дают вполне согласующиеся численные результаты. Это можно рассматривать как еще один вывод в пользу справедливости принятой нами гипотезы образования ШБ. Отмечаемое многими исследователями (см., например, обзор [12]) сходство поляризационных характеристик фоновой и всплесковой составляющих ШБ также свидетельствует в пользу единства природы их происхождения.

### Заключение

Проведенное в данной работе исследование показывает, что естественным следствием процесса рассеяния радиоволн на корональных неоднородностях являются следующие наблюдаемые свойства ШБ.

1. Уменьшение степени корреляции между записями ШБ при наблюдениях из различных точек пространства.
2. Экспоненциальность закона распределения плотности вероятности всплескового компонента ШБ.
3. Величина минимальной длительности флуктуаций интенсивности ШБ (всплесков I типа).
4. Зависимость длительности медленных флуктуаций от положения источника ШБ на диске Солнца.
5. Увеличение отношения уровня континуума ШБ к среднему уровню всплескового компонента при перемещении источника ШБ к лимбу Солнца.



6. Образование континуума ШБ за счет суммирования и сглаживания части всплескового компонента, состоящего из быстрых ( $T_{\phi} < 0,1$  с) флуктуаций.

Таким образом, предлагаемая гипотеза позволяет объяснить с единой точки зрения многие свойства этого проявления солнечной активности.

1 декабря 1986 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kai K., Melrose D.B., Suzuki S. Solar Radiophysics: Stud. emiss. Sun metre wavelengths. Cambridge, 1985. P. 415–441.
2. Fokker A.D. // Bull. Astron. Inst. Neth. 1965. Vol. 18, N 2. P. 111–124.
3. Steinberg J.L., Auber-Giraud M., Leblanc Y., Boischot A. // Astron. and Astrophys. 1971. Vol. 10. P. 362–376.
4. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1966. 404 с.
5. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. 604 с.
6. Bougeret J.L. // Astron. and Astrophys. 1977. Vol. 60. P. 131–138.
7. Le Squeren A.M. // Ann. Astrophys. 1963. Vol. 26, N 2. P. 97–152.
8. Steinberg J.L., Caroubalos C., Bougeret J.L. // Astron. and Astrophys. 1974. Vol. 37. P. 109–115.
9. Caroubalos C., Steinberg J.L. // Ibid. Vol. 32. P. 245–253.
10. Messerotti M. // Proc. 4th Workshop on Solar Noise Storm. Trieste. 1982. P. 119–126.
11. Suzuki S. // Ann. Tokyo Astrophys. Obs. 1961. Vol. 7, N 2. P. 75–124.
12. Elgaroy O. // Solar Noise Storm. Pergamon Press Ltd., 1977. P. 363.
13. Юровский Ю.Ф. // Изв. Крым. астрофиз. общ. 1985. Т. 72. С. 208–210.
14. Юровский Ю.Ф. // Там же. Т. 71. С. 87–100.

УДК 523.9

### ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ СОЛНЦА

Л.Б. Горкин, А.Г. Косовичев

Дано качественное описание физических свойств и геометрической структуры гидродинамических мод собственных колебаний трех типов: акустических ( $p$ ), внутренних гравитационных ( $g$ ) и инерционных ( $r$ ). Указаны области их захвата внутри Солнца и особенности частотных спектров. Построены распределения лучевых скоростей колебаний в проекции на диск Солнца и рассчитаны пространственные фильтры, которые характеризуют чувствительность к колебаниям наблюдений доплеровских сдвигов спектральных линий в излучении от всего диска и разности доплеровских сигналов между центральной и краевой зонами, симметричными относительно центра диска. Указанные наблюдения чувствительны преимущественно к  $p$ - и  $g$ -модам. Показано, что вследствие небольшого наклона ( $\sim 7^\circ$ ) плоскости солнечного экватора к плоскости эклиптики можно зарегистрировать моды не только с симметричными относительно экватора смещениями (с четными суммами степеней сферических гармоник  $l + m$ ), но и антисимметричные моды (с нечетными значениями  $l + m$ ). Для этих мод величины пространственных фильтров составляют около 30% по отношению к соответствующим значениям для симметричных мод.

SPATIAL STRUCTURES OF NORMAL MODES OF SOLAR OSCILLATIONS, by L.B. Gorkin, A.G. Kosovichev. — Physical properties and geometrical structures of three kinds of hydrodynamic oscillations: acoustic ( $p$ ), internal gravity ( $g$ ) and inertial ( $r$ ) modes are discussed. Resonant cavities in the solar interior and characteristics of frequency spectra of the modes are described. Patterns of Doppler velocities, projected onto the solar disk, are considered. Spatial filter functions, characterizing the sensitivity of the whole disk observations and the differential velocity measurements are calculated. These observing schemes are mainly sensitive to the  $p$  and  $g$  modes. It is shown that the possibility to observe the modes with antisymmetric patterns (with respect to solar equator) of displacements (the sums of degree and order of spherical harmonics:  $l + m$  are odd) arised from the small inclination ( $\sim 7^\circ$ ) of the solar equator to the ecliptic. The spatial filter functions for these modes can amount up to 30% in comparison with the corresponding values for symmetric modes ( $l + m$  — even).

Исследования Солнца, которые выполнены в последнее десятилетие (см. обзор [1]), показали, что многие волновые движения, обнаруженные при измерениях флуктуаций поверхностной яркости или доплеровских сдвигов спектральных линий, вызваны



колебаниями внутренних областей Солнца. Формы и периоды этих колебаний зависят от температуры, плотности, химического состава и движений вещества внутри Солнца и поэтому могут служить чувствительным индикатором внутреннего строения. Исследования внутренней структуры Солнца по наблюдаемым свойствам колебаний составляют предмет гелиосейсмологии, нового, перспективного направления в физике Солнца, и привлекают все большее внимание. Цель данной статьи состоит в том, чтобы проанализировать основные физические свойства солнечных осцилляций и представить характеристики, важные для проведения и интерпретации наблюдений.

Амплитуды колебаний крайне малы: соответствующие им относительные изменения радиуса и яркости не превышают 0,001%. Следовательно, колебания представляют собой малые возмущения равновесного состояния Солнца. В первом приближении можно пренебречь влиянием магнитных полей и рассматривать Солнце как вращающийся газовый шар, сжатый и удерживаемый в равновесии силами собственного тяготения. Колебательные движения в нем, как и во всякой сплошной среде, возникают, если некоторый элемент газа при смещении из положения равновесия испытывает действие силы, стремящейся вернуть его в исходное положение. На Солнце возвращающими силами могут быть: а) градиенты газового давления, возникающие при сжатиях и разрежениях среды; б) выталкивающие (архимедовы) силы, обусловленные неоднородным распределением вещества в поле тяжести; в) инерционные (кориолисовы) силы, связанные с вращением Солнца. Эти силы при некоторых условиях приводят к гидродинамическим колебаниям трех типов: акустическим, внутренним гравитационным и инерционным.

В определенных областях внутри Солнца колебания могут распространяться в виде волн. Если эти области ограничены зонами, где волновое распространение невозможно, то волны отражаются от границ областей распространения и будут там захвачены. В результате многократного отражения и интерференции захваченных волн образуются стоячие волны, которые часто называют собственными колебаниями или модами. Каждая мода имеет свою частоту колебаний, зависящую от условий в области захвата (резонансной полости), и вполне определенную пространственную картину смещений: сферические поверхности разбиты на отдельные колеблющиеся участки, разделенные вдоль меридианов и параллелей узловыми линиями, на которых газ неподвижен; вдоль радиуса внутри области захвата колебания имеют пучности и узлы, а вне ее — экспоненциально затухают.

Акустические волны имеют периоды от 3 мин до 1 ч. Они распространяются со скоростью звука во внутренних областях Солнца и отражаются от центральных и наружных слоев за счет градиентов плотности и температуры. Верхняя граница отражения лежит сразу под видимой поверхностью Солнца, где плотность резко падает с высотой. Здесь отражаются все волны, для которых циклические частоты  $\omega$  меньше акустической частоты обрезания:  $\omega_a = c/2H$ , где  $c$  — скорость звука,  $H$  — характерный масштаб изменения плотности. В фотосфере имеем  $c \approx 6 \cdot 10^5$  см/с,  $H \approx 10^7$  см; поэтому  $\omega_a \approx 3 \cdot 10^{-2}$  с<sup>-1</sup>. Соответственно минимальный период захваченных волн  $P_a = 2\pi/\omega_a \approx 200$  с. Поскольку акустические волны с большими периодами отражаются от более глубоких слоев, то на поверхности легче всего наблюдаются волны с периодами, близкими к  $P_a$ , — так называемые пятиминутные колебания. Акустическая волна, отраженная от этой верхней границы, распространяется вглубь. В результате роста с глубиной температуры (а значит, и скорости звука) более глубокая часть волнового фронта движется с более высокой скоростью. Поэтому фронт волны постепенно изгибается, пока волна не поворачивает обратно к поверхности. На нижней отражающей границе горизонтальный компонент фазовой скорости волны равен локальному значению скорости звука. Таким образом, захваченные акустические волны распространяются вдоль дугообразных траекторий под поверхностью Солнца. Стоячие акустические волны называются  $p$ -модами. Уже получен обширный наблюдательный материал по колебаниям этого типа [2, 3].

Внутренние гравитационные волны на Солнце имеют периоды, превышающие 40 мин.



Для них также существуют резонансные полости. Волны этого типа возможны лишь в областях с конвективно-устойчивой стратификацией вещества. Газ устойчив относительно конвективных движений, если его плотность уменьшается с высотой быстрее, чем по адиабатическому закону в поднимающемся элементе газа. В этом случае смещенный элемент газа испытывает силу, возвращающую его в равновесное положение, и стремится осциллировать около этого положения. Такие движения называются внутренними гравитационными волнами. Они являются распространяющимися волнами, если их частота  $\omega$  меньше частоты плавучести  $N$  (так называемой частоты Брунта–Вяйсяла):

$$N^2 = -\frac{g}{\rho} \left( \frac{d\rho}{dr} - \frac{d\rho}{dr} \Big|_{\text{ad}} \right) \equiv g\beta \left( \frac{dT}{dr} - \frac{dT}{dr} \Big|_{\text{ad}} \right), \quad (1)$$

где  $g$  – локальное ускорение силы тяжести,  $(d\rho/dr)$  и  $(dT/dr)$  – градиенты плотности и температуры на Солнце,  $(d\rho/dr)_{\text{ad}} = \beta\rho(dT/dr)_{\text{ad}}$ ,  $(dT/dr)_{\text{ad}} = -\beta Tg/c_p$  – соответствующие адиабатические градиенты,  $\beta = -\rho^{-1}(\partial\rho/\partial T)_p$  – коэффициент теплового расширения,  $c_p$  – удельная теплоемкость. В области лучистого теплопереноса, устойчивой относительно конвекции,  $N^2 > 0$ ; в конвективной зоне  $N^2 < 0$ . Поэтому внутренние гравитационные волны захвачены глубоко в недрах под конвективной зоной, и их трудно наблюдать на поверхности Солнца. Наименьшему ослаблению в конвективной зоне подвержены длинноволновые колебания. В [4 – 7] были предприняты попытки наблюдения этих колебаний. Однако надежных данных пока не получено. Стоячие внутренние гравитационные волны называются  $g$ -модами.

Инерционные волны представляют собой почти горизонтальные вихревые движения с большими периодами, сравнимыми с периодами вращения Солнца ( $\sim 25$  сут). Физический механизм инерционных волн связан с силами Кориолиса, создающими сопротивление таким смещениям элементов газа, при которых изменяется площадь проекции жидкой линии (замкнутого контура, состоящего из одних и тех же частиц) в плоскости, перпендикулярной оси вращения, т.е. смещениям с ненулевой дивергенцией. Иначе говоря, восстанавливающее действие сил Кориолиса связано с сохранением вектора завихренности в инерциальной системе координат:  $\text{rot } \mathbf{V} + 2\boldsymbol{\Omega} = \text{const}$  ( $\mathbf{V}$  – скорость возмущенных движений,  $\boldsymbol{\Omega}$  – угловая скорость вращения Солнца). Влияние инерционных эффектов на движения зависит от относительных величин сил Кориолиса и других сил, действующих на солнечное вещество. Силы газодинамического давления, связанные со сжимаемостью, приводят к быстрому выравниванию градиентов давления и не влияют на медленные движения. Большое воздействие на элементы газа, смещенные из равновесного положения, оказывают силы плавучести. В лучистой зоне их восстанавливающее действие намного сильнее влияния кориолисовых сил. Поэтому возмущения в лучистой зоне приводят преимущественно к внутренним гравитационным волнам. В конвективной зоне силы плавучести больше не являются восстанавливающими, следовательно, там низкочастотные осцилляции могут вызываться лишь силами Кориолиса. Таким образом, инерционные волны образуются в основном в конвективной зоне.

На Солнце возможен также второй тип инерционных волн, связанный с изменением вертикального компонента угловой скорости с широтой. Это так называемые волны Россби [8]. Вихревые движения в них происходят почти вдоль сферических поверхностей, поэтому силы плавучести оказывают слабое воздействие. Значит, волны этого типа могут существовать как в лучистой, так и в конвективной зонах. Их физический механизм также обусловлен стремлением сил Кориолиса сохранить значение завихренности в инерциальной системе координат. Поскольку рассматриваются горизонтальные движения, то вектор завихренности имеет лишь вертикальный компонент. Следовательно, в данном случае

$$(\text{rot } \mathbf{V})_r + 2\Omega_r = \text{const}. \quad (2)$$

Возвращающая сила возникает из-за того, что  $\Omega_r$  увеличивается с широтой. Например, если для некоторого элемента в северном полушарии  $(\text{rot } \mathbf{V})_r = 0$ , то при смещении



его к северу из-за возрастания  $\Omega_r$ , в нем будет генерироваться вихревое движение с направлением по часовой стрелке (для стороннего наблюдателя), так как  $(\text{rot } \mathbf{V})_r < 0$  согласно (2). В результате восточная часть рассматриваемого элемента будет двигаться к северу, а западная — к югу, что приведет к новым вихревым движениям, направленным соответственно против и по часовой стрелке. Эти вихревые движения будут стремиться вернуть центральную часть элемента в исходное равновесное положение. Нетрудно видеть, что волны такого типа возникают лишь в случае неосесимметричных возмущений и распространяются в западном направлении, т.е. против вращения. На распространение их в радиальном направлении влияет сила плавучести. Поэтому в зависимости от своей частоты рассматриваемые инерционные волны могут быть захвачены либо в лучистой зоне, либо в конвективной оболочке. Стоячие инерционные волны называются  $r$ -модами [9]. Большой интерес, по-видимому, представляют колебания, захваченные в конвективной зоне, так как их легче наблюдать на поверхности Солнца.

В теоретических исследованиях солнечных осцилляций рассматриваются две основные задачи: 1) расчет частотного спектра и пространственной структуры собственных колебаний для заданной модели внутреннего строения и 2) исследование механизмов возбуждения колебаний. Что касается второй проблемы, то еще не вполне ясно, как на Солнце возникают колебания. Возможно, они являются результатом турбулентных движений в конвективной зоне, способных случайным образом возбуждать и гасить колебания. В энергию колебаний также может преобразовываться избыток тепла, образовавшийся при увеличении скорости ядерных реакций или при некоторой задержке потока лучистой энергии в результате локального сжатия вещества. Наибольшее внимание пока уделялось решению первой задачи. Теория акустических и внутренних гравитационных собственных колебаний разработана достаточно подробно. Ее основы были заложены Каулингом, Пекерисом, Северным и Леду; современное состояние отражено в [10]. Приложения этой теории к солнечным осцилляциям детально рассмотрены в [11]. Расчеты же инерционных колебаний выполнены сравнительно недавно в [12–16]. Пока подробно рассмотрены осцилляции в предположении жесткого вращения, а для неоднородного (дифференциального) вращения лишь получены первые результаты. Тем не менее представляется целесообразным дать сравнительные характеристики собственных колебаний различных типов.

Ниже мы определим области распространения и физические характеристики гидродинамических волн всех типов на основе дисперсионных соотношений в коротковолновом приближении; рассмотрим особенности распределений лучевых скоростей по диску Солнца для разных мод собственных колебаний; приведем результаты расчетов отношений средних величин лучевой скорости к максимальным (так называемых пространственных фильтров [17], характеризующих чувствительность наблюдений к различным модам) для дифференциального метода наблюдения колебаний ("центр минус край") [18] и для наблюдений лучевой скорости, средней по всему диску ("Солнца как звезды") [19], и исследуем влияние на значения пространственных фильтров наклона солнечного экватора к плоскости эклиптики.

### 1. Области распространения гидродинамических волн на Солнце

Области распространения колебаний на Солнце удобно проанализировать в приближении эйконала, считая, что длина волны намного меньше характерного размера изменения параметров среды. В некоторой точке со сферическими координатами  $r_0, \vartheta_0, \varphi_0$ , расположенной внутри Солнца, введем локальную декартову систему координат со следующим расположением координатных осей: ось  $z$  направлена вдоль радиуса, ось  $x$  — вдоль параллели, ось  $y$  — вдоль меридиана. При этом  $x = r_0(\varphi - \varphi_0)$ ,  $y = -r_0(\vartheta - \vartheta_0)$ ,  $z = r - r_0$ . Пусть  $\mathbf{V} = (u, v, w)$  — вектор скорости колебаний газа,  $p'$  и  $p''$  — возмущения плотности и давления;  $\Omega$  — угловая скорость вращения Солнца;  $\rho_0$  — плотность,  $c$  — скорость звука и  $g$  — ускорение силы тяжести в точке  $r = r_0$ , тогда линеаризо-



ванные уравнения гидродинамики имеют вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -2\Omega \sin \vartheta_0 w + 2\Omega \cos \vartheta_0 v - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -2\Omega \cos \vartheta_0 u - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial y}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = 2\Omega \sin \vartheta_0 u - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} - g \frac{\rho'}{\rho_0}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = -\rho_0 \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) - w \frac{\partial \rho_0}{\partial z}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = \frac{1}{c^2} \left( \frac{\partial p'}{\partial t} - \rho_0 g w \right). \quad (7)$$

Из первых двух уравнений следует соотношение для вертикального компонента вектора завихренности  $\psi \equiv (\text{rot } \mathbf{V})_z = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial t} = & -2\Omega \cos \vartheta_0 \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \frac{2\Omega}{r_0} \sin \vartheta_0 v - 2 \frac{\Omega}{r_0} \cos \vartheta_0 w + \\ & + 2\Omega \sin \vartheta_0 \frac{\partial w}{\partial y}. \end{aligned} \quad (8)$$

Будем искать решения системы (3)–(8) в виде распространяющихся плоских волн:  $f(x, y, z, t) = f_0 \exp [i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)]$ , где символ  $f$  обозначает возмущение какого-либо гидродинамического параметра в волне. Рассмотрим два предельных случая: 1) высокочастотные колебания ( $\omega \gg \Omega$ ) и 2) низкочастотные колебания ( $\omega \ll \Omega$ ). Это позволит более четко разграничить колебания разных типов.

В первом случае можно пренебречь силой Кориолиса. Тогда из (8) получаем  $\psi = 0$ , т.е. движения в плоскости  $(x, y)$  являются безвихревыми. Дисперсионное соотношение в приближении слабой стратификации  $k_z g / c^2 \ll 1$  имеет вид

$$k_z^2 = \omega^{-2} c^{-2} (\omega^2 - c^2 k_t^2) (\omega^2 - N^2), \quad (9)$$

где  $k_t = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$  – горизонтальный компонент волнового вектора,  $N$  – частота Брунта–Вяйсяла (1). Отсюда получаются выражения для частот акустических и внутренних гравитационных волн соответственно

$$\omega_p^2 = \frac{1}{2} \{ k^2 c^2 + N^2 + [(k^2 c^2 + N^2)^2 - 4k_t^2 c^2 N^2]^{1/2} \},$$

$$\omega_g^2 = \frac{1}{2} \{ k^2 c^2 + N^2 - [(k^2 c^2 + N^2)^2 - 4k_t^2 c^2 N^2]^{1/2} \},$$

где  $k = (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^{1/2}$  – абсолютное значение волнового вектора. Очевидно, что решение в виде распространяющихся волн получается в том случае, если действительная часть волнового вектора отлична от нуля. Области распространения колебаний в вертикальном направлении определяются из условия  $k_z^2 > 0$ . В зависимости от частоты колебаний возможны три различных случая: а)  $\omega^2 > N^2$ ,  $\omega^2 > k_t^2 c^2$ ; при этом  $k_z^2 > 0$ , поведение возмущений соответствует распространяющимся акустическим волнам (заметим, что верхняя граница области распространения определяется в рассматриваемом приближении коротких волн локальным значением частоты Брунта–Вяйсяла  $N$ , а не акустической частоты обрезания  $\omega_a$ , что связано с нарушением этого приближения



вблизи границ отражения, однако в подфотосферных слоях значения  $N$  и  $\omega_a$  близки); б)  $\omega^2 < N^2$  и  $\omega^2 < k_t^2 c^2$ , при этом снова  $k_z^2 > 0$ , но осцилляции представляют собой распространяющиеся внутренние гравитационные волны; в)  $N^2 < \omega^2 < k_t^2 c^2$  или  $k_t^2 c^2 < \omega^2 < N^2$ , здесь  $k_z^2 < 0$ , это случай нераспространяющихся волн. Рассмотрим теперь распространение колебаний по сферической поверхности. В стоячей волне вдоль параллелей укладывается целое число длин волн:

$$2\pi r_0 \sin \vartheta_0 / (2\pi/k_x) = m. \quad (10)$$

Отсюда

$$k_x = m/r_0 \sin \vartheta_0.$$

Кроме того, исследование колебаний в сферической системе координат (см., например, [20]) показывает, что в стоячих волнах полный поперечный компонент волнового вектора также принимает дискретные значения:

$$k_z = \sqrt{l(l+1)}/r_0, \quad (11)$$

где  $l = 0, 1, 2, \dots$ . Поэтому меридиональная составляющая волнового вектора будет

$$k_y^2 = k_t^2 - k_x^2 = \frac{l(l+1)}{r_0^2} - \frac{m^2}{r_0^2 \sin^2 \vartheta_0}. \quad (12)$$

Когда  $k_y^2 > 0$ , то решения являются синусоидальными, а когда  $k_y^2 < 0$ , — экспоненциальными. Как видно из (12), на сферической поверхности имеются две критические широты:  $\vartheta = \vartheta_0$  и  $\vartheta = \pi - \vartheta_0$ , на которых  $k_y^2$  меняет знак. Между этими широтами в экваториальной полосе собственные функции синусоидальны, а по направлению к полюсам от них экспоненциально убывают. Критические широты находятся из условия

$$\sin \vartheta_0 = |m| / \sqrt{l(l+1)}. \quad (13)$$

Отсюда следует, что для фиксированного значения  $l$  полоса волнового распространения сужается при возрастании  $|m|$ . Амплитуды секториальных мод, для которых  $|m| = l$ , максимальны вблизи экватора.

Для низкочастотных инерционных колебаний с  $\omega \ll \Omega$  из (4)–(8) получается дисперсионное соотношение

$$k_z^2 = \frac{1}{4\Omega^2 \cos^2 \vartheta_0} (k^2 \omega^2 - k_t^2 N^2) \left( 1 + \frac{2\Omega \sin \vartheta_0 k_x}{r_0 k_t^2 \omega} \right). \quad (14)$$

Условие распространения волн  $k_z^2 > 0$  выполняется в двух случаях:

$$\text{а) } \omega^2 < \frac{k_t^2}{k^2} N^2 \quad \text{и} \quad \omega < -\frac{2\Omega \sin \vartheta_0 k_x}{r_0 k_t^2};$$

$$\text{б) } \omega^2 > \frac{k_t^2}{k^2} N^2 \quad \text{и} \quad \omega > -\frac{2\Omega \sin \vartheta_0 k_x}{r_0 k_t^2}.$$

Неравенства в случае а) могут выполняться лишь при  $N^2 > 0$  и  $k_x < 0$ . Это означает, что лучистая зона на Солнце является областью захвата волн, распространяющихся в отрицательном направлении по координате  $x$ , т.е. против вращения. В случае б) область распространения колебаний при любых значениях  $k_x$  расположена в конвективной зоне ( $N^2 < 0$ ). Ясно, что на поверхности Солнца в первую очередь следует ожидать появления колебаний, захваченных неглубоко. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать инерционные колебания только в оболочке Солнца. Из (14) вытекает, что наибольшее значение вер-



тикального компонента волнового вектора достигается в области максимума  $|N^2|$ . Следовательно, там сосредоточена основная энергия колебаний. В большей части конвективной зоны Солнца распределение плотности и температуры близко к адиабатическому и абсолютное значение квадрата частоты Брунта–Вейсяла невелико:  $|N^2| \ll \Omega^2$ . Лишь в области неэффективной конвекции, сравнительно тонком подфотосферном слое толщиной в несколько тысяч километров, имеется глубокий минимум отрицательных значений  $N^2$ , где  $|N^2|/\Omega^2 \gg 1$ . Следовательно, инерционные моды колебаний, захваченные в конвективной зоне, сосредоточены преимущественно в этой области. Частота инерционных волн, как следует из (14), равна

$$\omega = -\frac{2\Omega \sin \vartheta_0}{r_0} \frac{k_x}{k_r^2 + \frac{4\Omega^2}{N^2} \cos^2 \vartheta_0 k_z^2} \quad (15)$$

Если  $k_z^2 < k_r^2 |N^2| / 4\Omega^2 \cos^2 \vartheta_0$ , то  $k_x < 0$  и волны распространяются на запад против вращения Солнца; при выполнении обратного неравенства — на восток. Очевидно, что поскольку  $|N^2|/\Omega^2 \gg 1$ , то представляет интерес лишь первый случай, и для него частота колебаний близка к значению

$$\omega_0 = -\frac{2\Omega \sin \vartheta_0}{r_0} \frac{k_x}{k_r^2}$$

Рассматривая колебания на всей сферической поверхности и подставляя сюда (10) и (11), получаем известное выражение для частот волн Россби [8]

$$\omega_0 = -2\Omega m/l(l+1) \quad (16)$$

Нетрудно убедиться, что в конвективной оболочке могут быть и осесимметричные волны, для которых  $k_x = 0$  ( $m = 0$ ). В этом случае из (14) находим

$$\omega^2 = 4\Omega^2 \cos^2 \vartheta_0 \frac{k_z^2}{k^2} + \frac{k_r^2}{k^2} N^2 \quad (17)$$

Очевидно, что эти колебания возможны лишь при  $k_z \gg k_r$ , т.е. при очень малых длинах волн в радиальном направлении. В противном случае получаем  $\omega^2 < 0$ , что соответствует неустойчивым конвективным модам [20]. В лучистой зоне осесимметричные колебания, как видно и (17), управляются в основном силами плавучести и, поскольку  $N^2 \gg \Omega^2$ , являются по своей природе внутренними гравитационными волнами, лишь модифицированными вращением.

Таким образом, резонансные полости для гидродинамических колебаний различных типов представляют собой симметричные относительно экватора кольцевые зоны, ограниченные по широте и радиусу:

$$\vartheta_0 \leq \vartheta \leq \pi - \vartheta_0 \quad \text{и} \quad r_1 \leq r \leq r_2$$

Протяженность их по широте зависит от значений поперечных компонентов волнового вектора. Величины критических углов  $\vartheta_0$  определяются выражением (13). Расположение границ области захвата по глубине  $r_1$  и  $r_2$  зависит не только от волнового вектора, но и от частоты колебаний. Области захвата колебаний по радиусу удобно рассмотреть с помощью диаграммы распространения [10], на которой изображены значения критических частот  $N^2$  и  $L_l^2 = k_r^2 c^2 = l(l+1)c^2/r^2$  по радиусу от центра до внешней атмосферы Солнца (рис. 1). Горизонтальными прямыми линиями показаны области распространения колебаний различных типов. Стоячие волны в этих областях устанавливаются



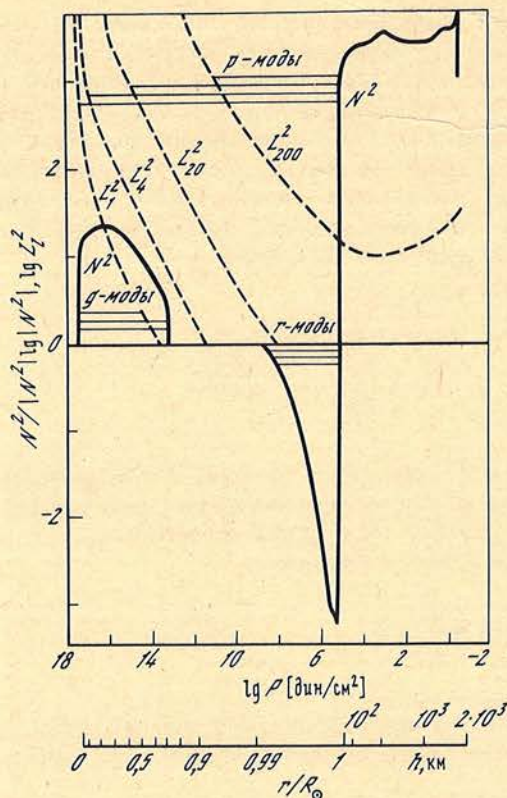


Рис. 1. Диаграмма распространения колебаний для стандартной модели Солнца. Горизонтальные прямые показывают области захвата колебаний трех типов: акустических ( $p$ -моды), внутренних гравитационных ( $g$ -моды) и инерционных ( $r$ -моды). Значения частот Брунта-Вейселя  $N^2$  и Лэмба  $L_l^2 = l(l+1)c^2/r^2$  взяты из [10] и даны в единицах  $GM_\odot/R_\odot^3 = 3,9 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-2}$ ,  $h$  — высота над уровнем фотосферы

ся, если выполнено определенное условие для фазы колебаний (условие резонанса)

$$\int_{r_1}^{r_2} k_z dr = \pi(n + \alpha), \quad (18)$$

где  $n = 1, 2, 3 \dots$ ;  $\alpha$  — число порядка единицы, зависящее от характера отражающих границ. Из (18) и (9) следует, что для каждого значения  $l = 0, 1, 2, \dots$  существуют две последовательности собственных колебаний: акустические ( $p$ ) моды с частотами  $\omega_{p_1} < \omega_{p_2} < \omega_{p_3} < \dots$ , увеличивающимися при возрастании  $n$ , и внутренние гравитационные ( $g$ ) моды, частоты которых уменьшаются с ростом  $n$ :  $\omega_{g_1} > \omega_{g_2} > \omega_{g_3} > \dots \rightarrow 0$ . Кроме того, из (18) и (14) следует при отличных от нуля значениях  $l$  и  $m < 0$  существование третьей последовательности собственных колебаний: инерционных ( $r$ ) мод с частотами, концентрирующимися около значений частот Россби  $\omega_0 = -2\Omega m/l(l+1)$ :  $\omega_0 < \omega_{r_1} < \omega_{r_2} < \dots$ . Заметим, что  $r$ -моды с низкими значениями  $n$  возможны только при отрицательных  $m$ , так как выше мы показали, что для  $m \geq 0$  распространяющиеся волны возможны лишь при больших значениях  $k_z$ . В частности, в расчетах [15] получалось, что для мод инерционных колебаний с  $m = 0$  величина  $n \geq 4$ .



## 2. Распределения лучевой скорости колебаний по диску Солнца и пространственные фильтры

Основной физической характеристикой малых колебаний звезд обычно служит вектор смещения элемента массы  $\xi$ . Если пренебречь вращением звезды, то его можно представить в виде суммы чисто радиального вектора и градиента скалярной функции [20]

$$\xi = e_r a + \nabla H b, \quad (19)$$

где  $a$  и  $b$  — некоторые скалярные функции времени и координат  $(19) \nabla_H = \left( e_\vartheta \frac{\partial}{\partial \vartheta}, e_\varphi \frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right)$  — горизонтальный компонент градиента в сферических координатах. Возможность такого представления непосредственно вытекает из уравнения импульсов

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = & - \frac{1}{\rho_0} \nabla p' + \frac{\nabla p_0}{\rho_0^2} \rho' - \nabla \Phi' = \nabla \left( \frac{p'}{\rho} + \Phi' \right) + \frac{\nabla \rho_0}{\rho_0} p' + \\ & + \frac{\nabla p_0}{\rho_0^2} \rho' \end{aligned} \quad (20)$$

( $\rho'$ ,  $p'$  и  $\Phi'$  — эйлеровы вариации плотности, давления и гравитационного потенциала), потому что правая часть при отсутствии инерционных сил записывается в виде суммы градиента скалярной функции  $(p'/\rho + \Phi')$  и двух радиальных векторов, так как в равновесной сферически-симметричной звезде векторы  $\nabla \rho_0$  и  $\nabla p_0$  направлены вдоль радиуса. Скалярные переменные  $a$  и  $b$  для отдельных мод собственных колебаний записываются в виде произведения сферической функции  $Y_l^m(\vartheta, \varphi)$ , функций, зависящих от  $r$ , и гармонической функции времени, например:

$$a(r, \vartheta, \varphi, t) = a_n(r) Y_l^m(\vartheta, \varphi) \exp(-i\omega t).$$

Другими словами, переменные  $r$ ,  $\vartheta$ ,  $\varphi$  и  $t$  разделяются. Для функций, зависящих от радиуса, получается система дифференциальных уравнений четвертого порядка. На этом разделении переменных основано все рассмотрение нерадиальных колебаний звезд без вращения [10, 20]. Оно определяет класс сфероидальных мод, для которых завихренность в радиальном направлении тождественно равна нулю:  $(\text{rot } \xi)_r \equiv 0$ . Соотношение между величинами  $a_n$  и  $b_n$  на поверхности вытекает из условия отсутствия внешних сил, лагранжева вариация давления равна нулю:  $\delta p = p' + \xi \nabla p_0 = 0$ . Отсюда

$$a_n = -p' / (dp_0/dr). \quad (21)$$

Из уравнения импульсов (20) и выражения (19) находим

$$b_n = \frac{1}{\omega^2 r} \left( \frac{p'}{\rho_0} + \Phi' \right) \quad (22)$$

Поскольку вариациями гравитационного потенциала обычно можно пренебречь (приближение Каулинга), то из (21) и (22) получаем

$$a_n/b_n = -\omega^2 \rho_0 r / (dp_0/dr).$$

На поверхности Солнца ( $r = R_\odot$ )  $(dp_0/dr) = -g_0 = -GM_\odot/R_\odot^2$ , следовательно,

$$a_n/b_n = \omega^2 / (GM_\odot/R_\odot^3) = \omega^2 / \omega_0^2.$$



Величина  $\omega_0 = (GM_\odot/R_\odot^3)^{1/2} \approx 6,3 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ , поэтому для акустических мод с частотами  $\sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$  (пятиминутные колебания) смещения газа на поверхности являются преимущественно радиальными. Напротив, в низкочастотных гравитационных модах с периодами, большими 3 ч ( $\omega < 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ ), смещения преимущественно горизонтальны. При расчете поверхностной картины колебаний с частотами, близкими к  $\omega_0$ , необходимо принимать во внимание оба компонента вектора смещений. Ниже мы будем рассматривать лишь низкочастотные  $g$ -моды с преобладающим вкладом поперечного компонента.

При рассмотрении инерционных мод собственных колебаний в выражение (19) для вектора смещений необходимо добавить тороидальный компонент, обеспечивающий ненулевую вертикальную завихренность. Она может быть выражена через скалярную функцию  $c = c(r, \vartheta, \varphi, t)$ :

$$\xi = e_r a + \nabla_H b + i e_r \times \nabla_H c. \quad (23)$$

(Мнимую единицу в последнем слагаемом удобно ввести для упрощения дальнейших расчетов.) Для инерционных колебаний не происходит разделения мод по сферическим гармоникам. Поэтому при расчете каждой отдельной моды приходится представлять переменные  $a, b$  и  $c$  в виде рядов по сферическим функциям. Однако численное исследование [15] показало, что в наиболее важном частном случае колебаний с  $m < 0$  и частотами, близкими к частотам Россби при некоторых заданных параметрах  $l$  и  $m$ , в векторе смещений доминирует тороидальный компонент, и при этом в разложении функции  $c$  по сферическим гармоникам преобладает член, пропорциональный  $Y_l^m$ . Таким образом, в случае инерционных мод приближенно вектор смещений будем задавать в виде:

$$\xi = i e_r \times \nabla_H c, \quad (24)$$

где  $c = c_n(r) Y_l^m(\vartheta, \varphi) \exp(-i \omega t)$ , и считать, что частота колебаний близка к  $\omega_0 = -2\Omega m/l(l+1)$ .

Заметим, что сферически-симметричные смещения ( $l = 0$ ) могут быть только для акустических колебаний, так как для таких смещений ни сила плавучести, ни кориолисова сила не будут возвращающими.

Собственные колебания, захваченные внутри Солнца, вызывают смещения слоев газа на поверхности и при достаточно большой амплитуде могут приводить к заметным доплеровским сдвигам частот спектральных линий. Величина доплер-эффекта пропорциональна проекции скорости движения вещества вдоль луча зрения. Таким образом, для интерпретации наблюдений необходимо знать распределения лучевых скоростей по солнечному диску для различных мод колебаний. В наблюдениях наиболее полные данные о распределении лучевой скорости по диску получают при помощи фотодиодных матриц [2, 3]. В других схемах наблюдений измеряется лучевая скорость, усредненная по всему диску Солнца или по некоторой его части. Например, в [19] проводились наблюдения доплеровских сдвигов в спектре излучения от всего Солнца, а в [18] измерялась разность между центральной (круговой) и краевой (кольцевой) зонами солнечного диска. Чувствительность наблюдений данного типа к собственным колебаниям характеризуется так называемым пространственным фильтром [17]

$$S = (V_{ц} - V_{кр}) / V_{\max}, \quad (25)$$

где

$$V_{ц} = \frac{1}{I_{ц}} \int_0^{2\pi} \int_0^{r_1} V_{\pi}(\rho, \lambda) h(\rho) \rho d\rho d\lambda,$$

$$V_{кр} = \frac{1}{I_{кр}} \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^R V_{\pi}(\rho, \lambda) h(\rho) \rho d\rho d\lambda$$



— средние лучевые скорости от центральной и краевой зон,  $V_{\pi}(\rho, \lambda)$  — значение лучевой скорости в точке с полярными координатами  $\rho$  и  $\lambda$  на диске Солнца;  $h(\rho)$  — функция потемнения к краю;

$$I_{\text{ц}} = \int_0^{2\pi} \int_0^{r_1} h(\rho) \rho d\rho d\lambda, \quad I_{\text{кр}} = \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^R h(\rho) \rho d\rho d\lambda$$

— относительные яркости центральной и краевой зон,

$$V_{\text{max}} = \max_{\rho, \lambda} [V_{\pi}(\rho, \lambda)],$$

$R$  — наблюдаемый радиус диска,  $r_1$  — радиус центральной зоны (для наблюдений полного диска, очевидно,  $r_1 = R$ ).

Относительно неподвижного наблюдателя скорость осциллирующий элемента газа на поверхности Солнца [20]

$$\mathbf{V} = \frac{\partial \xi}{\partial t} + (\mathbf{V}_0 \nabla) \xi - (\xi \nabla) \mathbf{V}_0,$$

где  $\mathbf{V}_0$  — скорость движения данного элемента, связанная с вращением. Учитывая, что  $\mathbf{V}_0 = \Omega r \sin \vartheta \mathbf{e}_\varphi$  и  $\xi \propto \exp(im\varphi - i\omega t)$ , при условии  $\Omega = \text{const}$  получаем

$$\mathbf{V} = -i(\omega - m\Omega) \xi. \quad (26)$$

Пусть согласно (23)

$$\xi = (a_l \mathbf{e}_r Y_l^m + b_l \nabla_H Y_l^m + c_l i \mathbf{e}_r \times \nabla_H Y_l^m) e^{-i\omega t}, \quad (27)$$

где для  $p$ -мод  $a_l = 1, b_l = c_l = 0$ ; для низкочастотных  $g$ -мод  $b_l = 1, a_l = c_l = 0$ ; для  $r$ -мод  $c_l = 1, a_l = b_l = 0$ . Тогда для компонентов вектора скорости в сферической системе координат получаем

$$\begin{aligned} V_r &= -i(\omega - m\Omega) a_l Y_l^m \exp(-i\omega t); \\ V_\vartheta &= -\frac{i(\omega - m\Omega)}{\sin \vartheta} (b_l D_l^m + m c_l Y_l^m) \exp(-i\omega t); \\ V_\varphi &= \frac{(\omega - m\Omega)}{\sin \vartheta} (m b_l Y_l^m + c_l D_l^m) \exp(-i\omega t), \end{aligned}$$

где

$$D_l^m \equiv \sin \vartheta \frac{\partial Y_l^m}{\partial \vartheta} = l J(l+1) Y_{l+1}^m - (l+1) J(l) Y_{l-1}^m;$$

$$J(l) = \sqrt{\frac{l^2 - m^2}{4l^2 - 1}}.$$

Наряду со сферической системой координат  $(r, \vartheta, \varphi)$  с полярной осью  $Oz$ , направленной вдоль оси вращения Солнца, рассмотрим систему координат  $(r, \Theta, \Phi)$ , полярная ось которой перпендикулярна плоскости эклиптики, а угол  $\Phi$  отсчитывается от направления на наблюдателя (ось  $Ox$ ). Полярные координаты  $(\rho, \lambda)$  на диске связаны со сферическими координатами  $\Theta$  и  $\Phi$  следующими соотношениями:

$$\Theta = \arccos(\rho \sin \lambda),$$

$$\Phi = \arcsin(\rho \cos \lambda / \sin \Theta).$$

Теперь для расчета лучевой скорости в точке с координатами  $\rho, \lambda$  необходимо найти связь между координатами  $\vartheta, \varphi$  и  $\Theta, \Phi$ . Взаимное расположение двух систем координат удобно характеризовать тремя углами Эйлера:  $i, \gamma, \delta$ . При этом переход от системы



с углами  $\Theta$  и  $\Phi$  к другой, связанной с осью вращения Солнца, может быть выполнен посредством трех последовательных поворотов: 1) поворотом на угол  $\gamma$  вокруг оси  $OZ$ , 2) поворотом на угол  $i$  вокруг новой оси  $OX$  и 3) поворотом на угол  $\delta$  вокруг новой оси  $OZ$  (рис. 2). Пусть точка  $A$  на сфере имеет координаты  $\Theta$  и  $\Phi$ . Тогда для сферического треугольника  $ZzA$  получаем

$$\cos \vartheta = \cos i \cdot \cos \Theta + \sin i \cdot \sin \Theta \cdot \cos [\pi/2 - (\gamma - \Phi)].$$

Отсюда  $\vartheta = \arccos [\cos i \cdot \cos \Theta + \sin i \cdot \sin \Theta \cdot \sin(\gamma - \Phi)]$ . Для азимутального угла имеем

$$\varphi = \pi/2 - \mu - \delta,$$

где  $\mu$  — угол  $ZzA$  сферического треугольника. Для этого треугольника имеем

$$\sin \mu = \sin \Theta \cos(\gamma - \Phi) / \sin \vartheta.$$

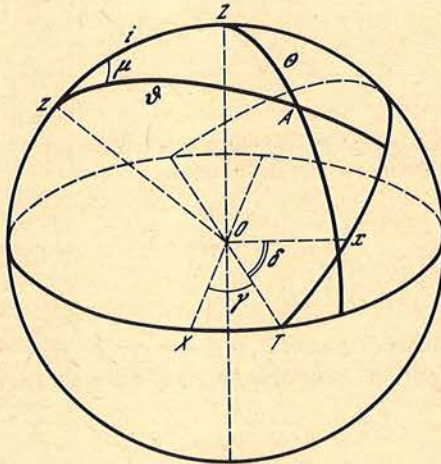


Рис. 2. Взаимное расположение двух систем сферических координат: системы, связанной с осью вращения Солнца (ось  $Oz$ ), и системы с полярной осью  $Oz$ , перпендикулярной плоскости эклиптики  
 $Ox$  — направление на наблюдателя,  
 $Oz$  — линия узлов

Однако, поскольку угол  $\mu$  изменяется на интервале  $[0, 2\pi]$ , необходимо определить также  $\cos \mu$ . Для того же сферического треугольника

$$\cos \Theta = \cos i \cdot \cos \vartheta + \sin i \cdot \sin \vartheta \cdot \cos \mu.$$

Отсюда  $\cos \mu = (\cos \Theta - \cos i \cdot \cos \vartheta) / \sin i \cdot \sin \vartheta$ . Тогда,  $\mu = \arcsin(\sin \mu)$ , если  $\sin \mu > 0$ , и  $\cos \mu > 0$  или  $\sin \mu < 0$  и  $\cos \mu > 0$ , иначе  $\mu = \pi - \arcsin(\sin \mu)$ . Проекцию на луч зрения вектора скорости удобно вычислить через его компоненты в декартовых координатах [21]:

$$V_{\pi} = V_x(\cos \delta \cdot \cos \gamma - \cos i \cdot \sin \gamma \cdot \sin \delta) + V_y(-\sin \delta \cdot \cos \gamma + \cos i \cdot \sin \gamma \cdot \cos \delta) + V_z(\sin i \cdot \sin \gamma).$$

Здесь

$$V_x = V_r \sin \vartheta \cdot \cos \varphi + V_{\vartheta} \cos \vartheta \cdot \cos \varphi - V_{\varphi} \sin \varphi;$$

$$V_y = V_r \sin \vartheta \cdot \sin \varphi + V_{\vartheta} \cos \vartheta \cdot \sin \varphi + V_{\varphi} \cos \varphi;$$

$$V_z = V_r \cos \vartheta - V_{\vartheta} \sin \vartheta.$$

На рис. 3–5 представлены результаты расчетов распределений лучевой скорости в проекции на диск Солнца для разных типов. Линии уровня проведены через одинаковые интервалы  $\Delta V = (V_{\max} - V_{\min})/11$ , где  $V_{\max}$  и  $V_{\min}$  — максимальное и минимальное значения лучевой скорости для каждой моды. Положительные значения показаны сплошными линиями, отрицательные — штриховыми. Предполагалось, что ось вращения Солнца наклонена от вертикали к наблюдателю на максимально возможный угол  $7^\circ$ ,



т.е.  $i = 7^\circ$ ;  $\gamma = \delta = 0$ . Отметим, что для  $p$ - и  $g$ -мод колебаний с четными значениями суммы  $l + m$  картина смещений симметрична относительно экватора, а в случае, когда  $l + m$  — нечетное число, антисимметрична. Качественные различия в пространственных картинах смещений наиболее отчетливо видны для случая  $|m| = 8$ ,  $l = 8$  (см. рис. 3). В согласии с проведенным выше анализом областей распространения волн эти колебания сконцентрированы в экваториальной зоне. Для низкочастотных  $g$ -мод (см. рис. 3, б) максимальные амплитуды лучевых скоростей достигаются на краях солнечного диска, что обусловлено преимущественно горизонтальными смещениями вещества при колебаниях. В случае  $r$ -мод движения представляют собой цепочку вихрей в экваториальной области. Каждому вихрю на рис. 3, в соответствует система двух ячеек положительных и отрицательных смещений, расположенных друг под другом вдоль меридиана симметрично относительно экватора. Поэтому картина смещений антисимметрична относительно экватора в отличие от  $p$ - и  $g$ -мод. Из (24) и (26) следует, что функции тока для  $r$ -мод  $\Psi = -(\omega - m\Omega)c_l Y_l^m \exp(-i\omega t)$  имеют такой же вид, что и радиальный компонент скорости для  $p$ -мод  $V_r = -i(\omega - m\Omega)a_l Y_l^m \exp(-i\omega t)$  (за исключением сдвига по фазе на  $\pi/2$ ). Следовательно, картина линий тока для рассматриваемых инерционных мод ( $m = -8$ ,  $l = 8$ ) выглядит так же, как рис. 3, а, но вследствие сдвига по фазе на  $\pi/2$  симметрична относительно центрального меридиана. При этом сплошные и штриховые линии соответствуют вихревым движениям с противоположными направлениями.

Для инерционных мод с параметрами  $m = -8$ ,  $l = 9$  получаются две цепочки вихрей к северу и к югу от экватора (см. рис. 4, в). Длинноволновые колебания с низкими значениями  $l$  и  $|m|$  (рис. 5 и 6) уже не показывают заметной концентрации амплитуды смещений в экваториальной области. Скорости вдоль луча зрения распределены для них более или менее равномерно по всему диску. Из приведенных на рисунках распределений лучевых скоростей можно также сделать вывод, что даже сравнительно небольшой наклон оси вращения (на  $7^\circ$ ) заметно изменяет симметрию картины смещений относительно прямой линии "восток-запад" на диске.

Расчеты пространственных фильтров (25) выполнены для наблюдений дифференциального сигнала типа "центр-край" с радиусом центральной зоны  $r_1 = 0,66R$  [18] и для наблюдений полного диска [19]. Прежде всего отметим, что если бы плоскость солнечного экватора точно совпадала с плоскостью эклиптики, то в данных схемах наблюдений регистрировались бы лишь моды колебаний с четными значениями суммы  $l + m$ , для которых картина пространственных смещений симметрична относительно экватора. В выполнявшихся ранее в [22, 23] расчетах пространственных фильтров предполагалось, что небольшим наклоном плоскости солнечного экватора к эклиптике можно пренебречь. Поэтому интересно исследовать, насколько точно выполняется это предположение, и оценить возможности наблюдений мод с нечетными значениями  $l + m$ . Результаты расчетов для наблюдений типа "центр-край" представлены на рис. 7–9. На рис. 7 показаны значения пространственных фильтров в зависимости от степени  $l$  для мод с  $m = l$ . Сплошными линиями соединены точки, соответствующие  $p$ -модам, штриховыми —  $g$ -модам. Пространственные фильтры для  $r$ -мод равны нулю. Значения пространственных фильтров для мод с четными  $l + m$ , но  $m \neq l$  практически не отличаются от нанесенных на рисунке. Из этих результатов, в частности, следует, что наблюдения типа "центр-край" наиболее чувствительны к  $p$ -модам с  $l = 0 \div 4$  и низкочастотным  $g$ -модам с  $l = 1, 2, 4, 5$ . Поэтому при анализе спектров мощности колебаний в первую очередь следует пытаться идентифицировать указанные моды. Влияние наклона плоскости солнечного экватора к плоскости эклиптики на величины пространственных фильтров для мод с четными  $l + m$  оказалось несущественным: максимальное относительное изменение не превышает 5%. Более значительным оказалось влияние на пространственные фильтры для мод с нечетными параметрами  $l + m$ . Зависимости пространственных фильтров от степени  $l$  для мод с  $m = l - 1$  приведены на рис. 8. Важно, что чувствительность наблюдений к колебаниям этого типа может достигать до 30% по сравнению с чувствительностью к модам с четными значениями  $l + m$ . Это обстоятельство может быть весьма существенным при изучении вращательного расщеп-



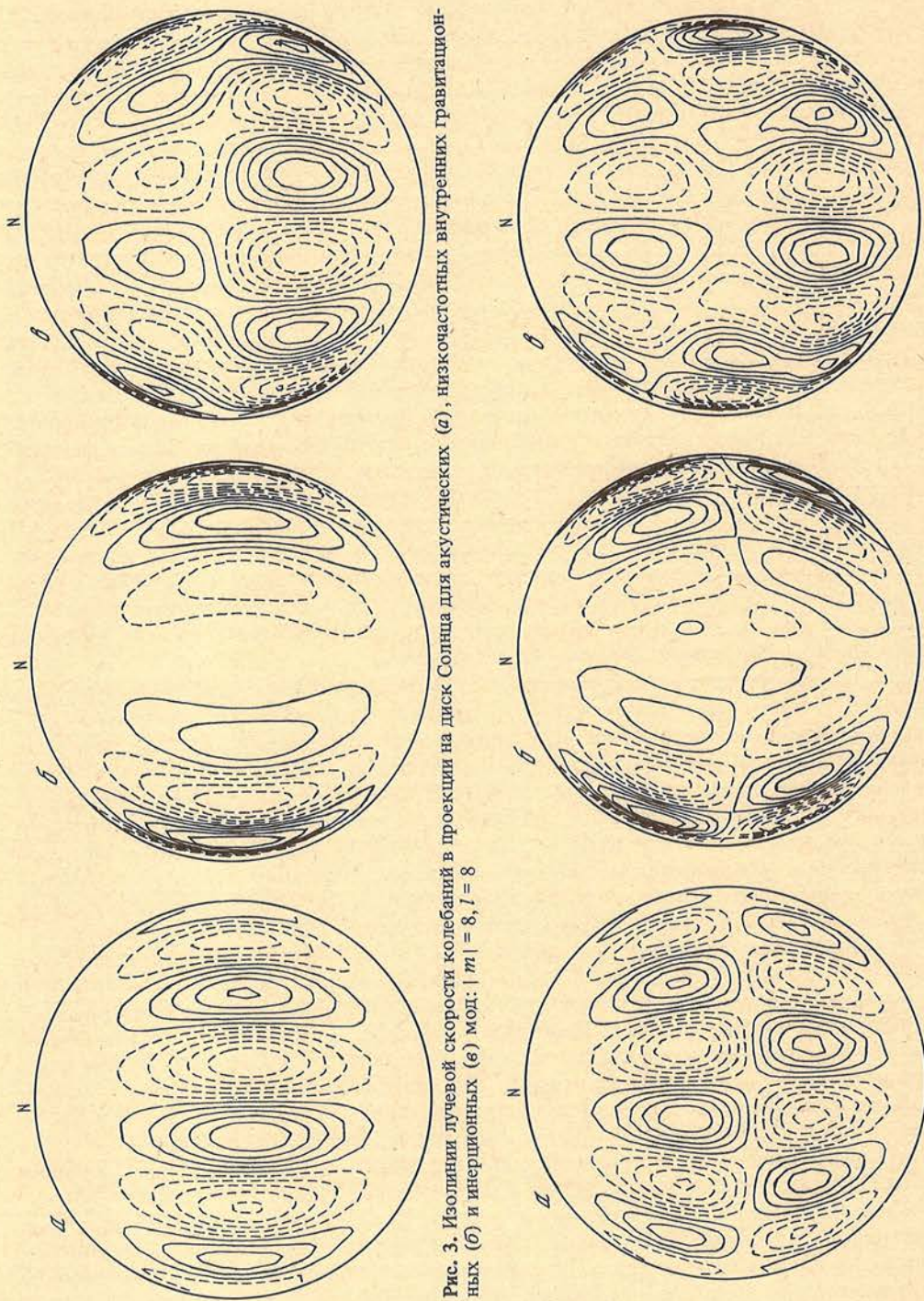


Рис. 3. Изолинии лучевой скорости колебаний в проекции на диск Солнца для акустических (а), низкочастотных внутренних гравитационных (б) и инерционных (в) мод:  $|m| = 8, l = 8$

Рис. 4. То же, что на рис. 3, для  $|m| = 8, l = 9$



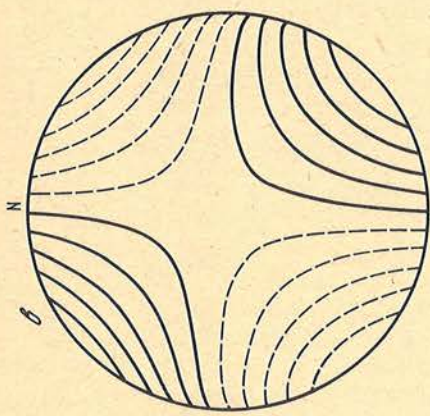
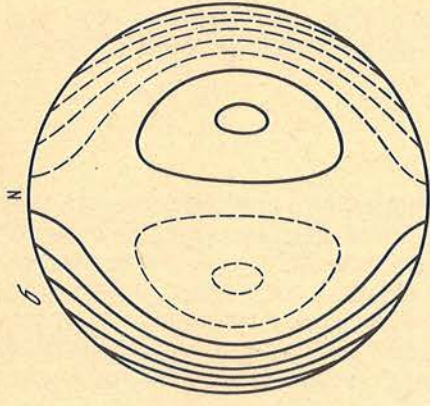
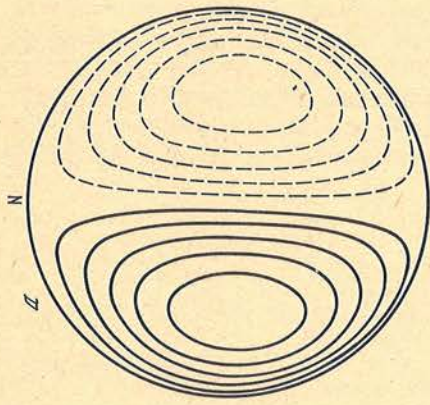


Рис. 5. То же, что на рис. 3, для  $|m| = 2, l = 2$

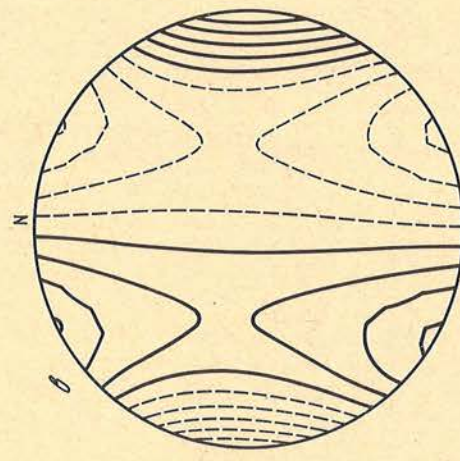
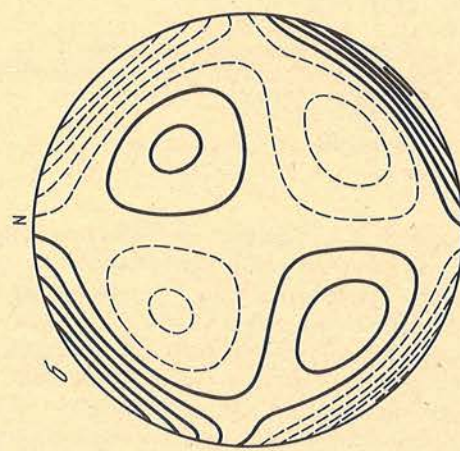
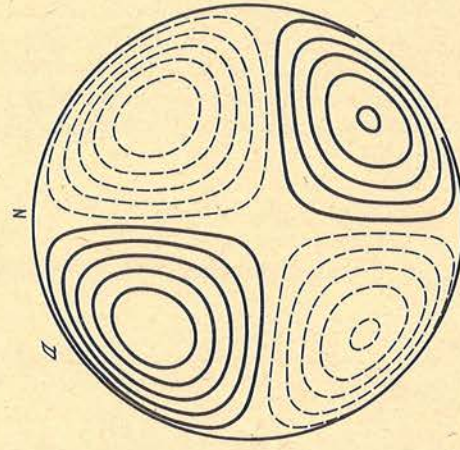


Рис. 6. То же, что на рис. 3, для  $|m| = 2, l = 3$



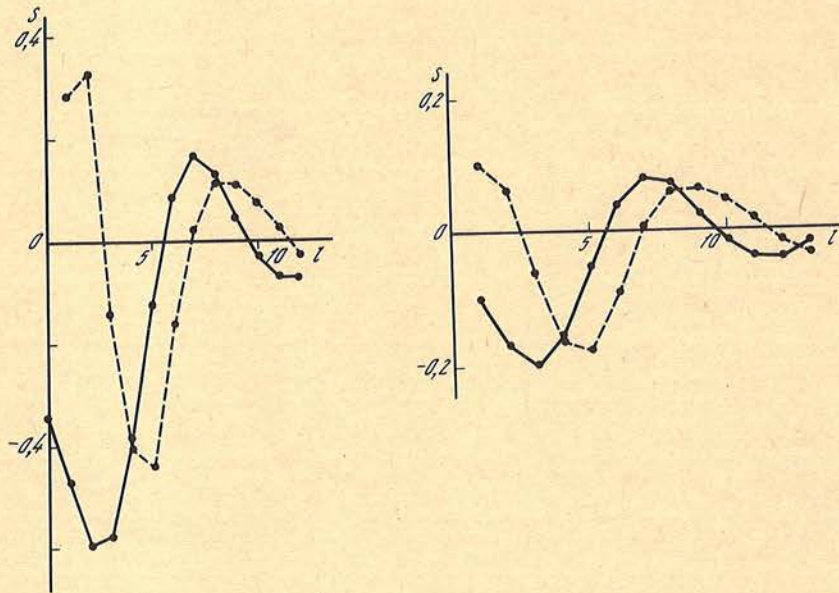


Рис. 7. Зависимость пространственных фильтров от степени сферических гармоник  $l$  для мод с  $m = l$ : акустических (сплошная линия) и внутренних гравитационных (штриховая линия) при наблюдениях типа "центр - край"

Рис. 8. То же, что на рис. 7, для мод с  $m = l - 1$

ления частот колебаний с одинаковыми  $l$ , но различными  $m$  с целью определения скорости внутреннего вращения Солнца. Зависимость от  $m$  пространственных фильтров для мод с фиксированным  $l$  и нечетными значениями суммы  $l + m$  оказалась сравнительно слабой (см. для примера рис. 8, где  $l = 12$ ). На рис. 10 и 11 показаны результаты расчетов пространственных фильтров для наблюдений доплеровских сдвигов, усредненных по всему диску Солнца. Как видно, наблюдения этого типа чувствительны лишь к самым низшим модам колебаний ( $l \leq 3$ ), а моды с нечетными  $l + m$  проявляются слабее, чем в дифференциальных наблюдениях.

Нетрудно убедиться, что наблюдения лучевых скоростей, усредненных по областям, симметричным относительно центра солнечного диска, не позволяют зарегистрировать основной тороидальный компонент вектора смещений для инерционных мод при любом угле наклона оси вращения Солнца к плоскости эклиптики. Для доказательства, следуя [24], перейдем от системы координат  $(\vartheta, \varphi)$  с полярной осью вдоль оси вращения Солнца в систему координат  $(\vartheta', \varphi')$  с полярной осью, направленной на наблюдателя. Тогда, учитывая, что

$$Y_l^m(\vartheta, \varphi) = \sum_{m'=-l}^l d_{mm'}^l Y_l^{m'}(\vartheta', \varphi'),$$

где  $d_{mm'}^l$  - функция Вигнера [25], получаем из (24) и (26)

$$V_{\vartheta'} = -\sum_{m'=-l}^l \frac{i(\omega - m\Omega)}{\sin \vartheta'} c_l m' d_{mm'}^l Y_l^{m'}(\vartheta', \varphi') \exp(-i\omega t), \quad (28)$$

$$V_{\varphi'} = \sum_{m'=-l}^l (\omega - m\Omega) c_l d_{mm'}^l \frac{\partial Y_l^{m'}}{\partial \vartheta'} \exp(-i\omega t). \quad (29)$$



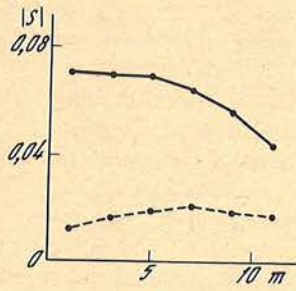


Рис. 9

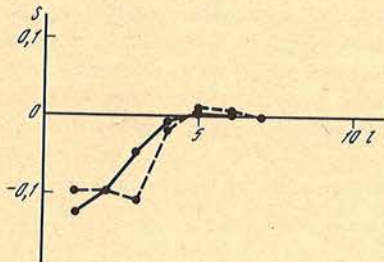


Рис. 11

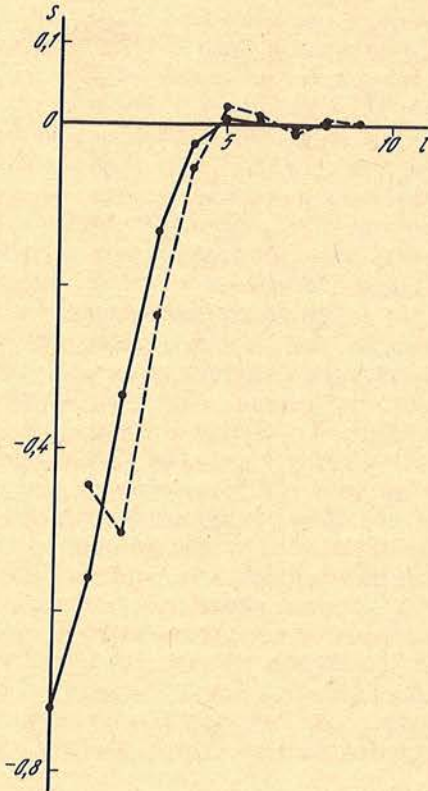


Рис. 10

Рис. 9. Зависимость пространственных фильтров от азимутальной степени  $m$  для мод с  $l = 12$  и нечетными значениями суммы  $l + m$  при наблюдениях типа "центр - край" Обозначения те же, что на рис. 7

Рис. 10. То же, что на рис. 7, для мод с  $m = l$  при наблюдениях лучевой скорости, усредненной по всему диску Солнца

Рис. 11. То же, что на рис. 10, для мод с  $m = l - 1$

Очевидно, что азимутальный компонент  $V_\varphi$  не дает вклада в скорость вдоль луча зрения. При усреднении компонента  $V_{\vartheta'}$  по углу  $\varphi'$  все слагаемые при  $m' \neq 0$  в (28) обратятся в нуль ввиду того, что  $Y_l^{m'}(\vartheta', \varphi') \propto \exp(im'\varphi')$ ; а при  $m' = 0$  соответствующее слагаемое тождественно равно нулю. Поэтому при наблюдениях инерционных мод не следует проводить усреднение лучевой скорости по кольцевым зонам, симметричным относительно центра солнечного диска.

#### Заключение

Во внутренних областях Солнца возможны собственные гидродинамические колебания трех типов: акустические, внутренние гравитационные и инерционные. Они различаются как по спектрам частот, так и по пространственным распределениям амплитуд смещений вещества. Пространственная структура мод зависит от параметров областей, в которых захватываются гидродинамические волны. Области захвата (иначе, резонансные полости) представляют собой симметричные относительно экватора кольцевые зоны, протяженность которых по широте зависит от величин поперечных компонентов



волнового вектора, а местоположение и размер вдоль радиуса — от распределений внутри Солнца скорости звука и частоты Брунта—Вяйсяла  $N$ . Для акустических мод верхняя граница области захвата находится непосредственно под поверхностью, там, где частота колебаний приближается к локальному значению частоты Брунта—Вяйсяла, а нижняя определяется из условия равенства горизонтальной фазовой скорости волны локальному значению скорости звука. Внутренние гравитационные колебания захвачены в лучистой зоне, для низкочастотных мод нижняя и верхняя отражающие границы расположены там, где частота колебаний равна  $N$ . Область захвата инерционных волн представляет тонкий подфотосферный слой неэффективной конвекции, где  $N^2$  имеет глубокий минимум. Распределения лучевых скоростей в проекции на диск Солнца также различны: для внутренних гравитационных мод максимальные амплитуды сконцентрированы вблизи лимба, а для инерционных хорошо видна вихревая структура смещений. Пространственные фильтры, характеризующие чувствительность наблюдений к модам собственных колебаний, по порядку величины не отличаются для колебаний разных типов и зависят в основном от степеней сферических гармоник, которые задают поверхностную структуру колебаний. Наблюдения лучевой скорости, усредненной по всему солнечному диску [19], и наблюдения разности лучевых скоростей от центральной и краевой зон [18] чувствительны преимущественно к акустическим и внутренним гравитационным модам, для которых пространственная картина смещений симметрична относительно экватора (с четными значениями суммы степеней сферических гармоник  $l + m$ ). Однако вследствие небольшого наклона плоскости солнечного экватора к плоскости эклиптики возможны наблюдения также и антисимметричных мод (с нечетными значениями  $l + m$ ), что представляется важным для определения скорости внутреннего вращения Солнца по вращательному расщеплению частот. Для обнаружения инерционных мод необходимо применять схему наблюдений, которая не была бы симметричной относительно центра солнечного диска.

Май 1987 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Deubner F.L., Gough D.O. // Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1984. Vol. 22. P. 593–619.
2. Harvey J.W., Duvall T.L.Jr. // Solar Seismology from Space, Pasadena: NASA–JPL, 1984. P. 165–172.
3. Brown T.M. // Ibid. P. 157–164.
4. Северный А.Б., Котов В.А., Цан Т.Т. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1985. Т. 71. С. 3–19.
5. Delache P., Scherrer P.H. // Nature. 1983. Vol. 306. P. 651–653.
6. Isaak G.R., van der Raay H.B., Palle P.L. et al. // Mem. Soc. Astron. Ital. 1984. Vol. 55. P. 91–97.
7. Fröhlich C., Delache P. // Solar Seismology from Space, Pasadena: NASA–JPL, 1984. P. 183–193.
8. Longuet-Higgins M.S. // Proc. Roy. Soc. 1963. Vol. 279. P. 446–473.
9. Papaloizou J., Pringle J.E. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1978. Vol. 182. P. 423–442.
10. Unno W., Osaki Y., Ando H., Shibahashi H. Nonradial oscillations of stars. Univ. Tokyo Press, 1979. 324 p.
11. Christensen-Dalsgaard J. // Proc. 25th Liege Intern. Astrophys. Coll. Liege, 1984. P. 155–207.
12. Provost J., Berthomieu G., Rocca A. // Astron. and Astrophys. 1981. Vol. 94. P. 126–133.
13. Saio H. // Astrophys. J. 1982. Vol. 256. P. 717–735.
14. Guenther D.B., Gilman P.A. // Ibid. 1985. Vol. 295. P. 195–212.
15. Dziembowski W., Kosovichev A.G. // Acta Astron. 1987. Vol. 37.
16. Wolff C.L., Bizard J.B. // Solar Phys. 1986. Vol. 105. P. 1–15.
17. Hill H.A. // The New Solar Physics, Boulder: Westview, 1987. Chapt. 5.
18. Severny A.B., Kotov V.A., Tsap T.T. // Nature. 1977. Vol. 259. P. 87–89.
19. Brookes J.R., Isaak G.R., van der Raay H.B. // Ibid. P. 92–94.
20. Кокс Дж. Теория звездных пульсаций. М.: Мир, 1983. 326 с.
21. Гольдштейн Г. Классическая механика. М.: Наука, 1975. 416 с.
22. Christensen-Dalsgaard J., Gough D.O. // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1982. Vol. 198. P. 141–171.
23. Dziembowski W., Paterno L., Ventura R. // Astron. and Astrophys. 1985. Vol. 151. P. 47–51.
24. Dziembowski W. // Acta Astron. 1977. Vol. 27. P. 203–212.
25. Кукифоров А.Ф., Уваров В.Б. Специальные функции математической физики. М.: Наука, 1978. 320 с.



## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВНУТРЕННЕГО ВРАЩЕНИЯ СОЛНЦА ПО РАСЩЕПЛЕНИЮ ЧАСТОТ АКУСТИЧЕСКИХ МОД КОЛЕБАНИЙ

А.Г. Косовичев

Разработан метод определения угловой скорости вращения Солнца в зависимости от радиуса и широты на основе ВКБ-приближения и инверсии Абеля. По имеющимся данным наблюдений найдены угловая скорость в плоскости экватора при  $0,06 \leq r/R \leq 0,9$  и широтное дифференциальное вращение при  $0,4 \leq r/R \leq 0,9$ . Установлено уменьшение широтного дифференциального вращения в лучистой зоне, а также выполнение во внешней части лучистой зоны условия гидродинамической неустойчивости вращения.

THE DETERMINATION OF THE INTERNAL ROTATION OF THE SUN BY USING THE ROTATIONAL FREQUENCY SPLITTING BETWEEN ACOUSTIC OSCILLATION MODES, by A.G. Kosovichev. — A method to determine the solar angular velocity as a function of radius and latitude is presented in terms of the WKB approximation and Abel inversion. Using the available data, we inferred the angular velocity in the vicinity of the equator for  $0.06 \leq r/R \leq 0.9$  and radial variation of the latitudinal differential rotation for  $0.4 \leq r/R \leq 0.9$ .

It has been found that the latitudinal differential rotation is much smaller in the radiative zone than in the convective zone. A criterion of hydrodynamic instability is fulfilled for the outer part of the radiative zone.

В спектре мощности акустических "пятиминутных" мод колебаний наблюдается тонкая структура пиков, связанная с вращением Солнца [1–3]. Измеренные разности частот между пиками в тонкой структуре могут быть использованы для нахождения закона внутреннего вращения, что представляет большой интерес для изучения внутреннего строения и динамики Солнца, теорий звездной конвекции и механизма динамо, а также для определения гравитационного квадрупольного момента Солнца [4–7].

Моды собственных колебаний характеризуются тремя целочисленными параметрами: радиальным порядком  $n$ , степенью сферической гармоники  $l$  и азимутальным порядком  $m$ , принимающим  $(2l + 1)$  значений:  $-l, -l + 1, \dots, l - 1, l$ . Любые две моды при некоторых фиксированных значениях  $n$  и  $l$  с одинаковыми по абсолютной величине, но противоположными по знаку индексами  $m$  представляют собой волны, бегущие в противоположных направлениях вдоль солнечных параллелей с одинаковой фазовой скоростью. Если амплитуды этих волн равны, то в результате их сложения получается стоячее колебание с фиксированным распределением амплитуды на поверхности и частотой  $\omega_{n,l}$ , зависящей только от параметров  $n$  и  $l$ . Поэтому при отсутствии вращения в спектре мощности совпали бы все пики, соответствующие модам с одинаковыми  $n$  и  $l$ , но различными  $m$ . Вращение снимает это вырождение: волна, бегущая в направлении вращения, ускоряется, и поэтому ее частота возрастает, а волна, бегущая в обратную сторону, замедляется и связана с более низкими частотами. В результате в спектре образуются мультиплетные структуры из  $(2l + 1)$ -пиков, расстояния между которыми пропорциональны угловой скорости вещества внутри Солнца, усредненной с некоторым весовым множителем по области распространения колебаний. Поскольку моды высокой степени  $l$  захвачены в поверхностных слоях, то их расщепление зависит лишь от угловой скорости вращения этих слоев. Моды же с низкими  $l$  проникают глубоко внутрь и поэтому содержат информацию о вращении глубоких слоев. Следовательно, зная параметры расщепления в достаточно широком диапазоне  $l$ , можно попытаться найти, как изменяется закон вращения вдоль солнечного радиуса. В наблюдениях для каждой мультиплетной структуры определяются параметр  $l$ , частота  $\omega$  основной моды (при  $m = 0$ ) и разности  $\omega'$  между частотами других мод данного мультиплета и частотой  $\omega$ . Первые подробные данные о вращательном расщеплении частот колебаний для  $l = 1 \div 100$  представлены в [2]. Однако они касаются лишь секториальных мод с  $m = \pm l$ , распространение которых по широте ограничено узкой экваториальной зоной. Поэтому с их помощью можно определить зависимость угловой скорости от радиуса лишь в плоскости экватора. В последнее время путем анализа временных



рядов доплеровских сдвигов двумерного изображения Солнца удалось измерить зависимость расщепления частот акустических мод от параметра  $m$  и сделать предварительные выводы о широтном дифференциальном вращении внутренних слоев [8, 9]. Важной задачей сейчас является разработка методов восстановления внутреннего вращения по данным наблюдений.

С математической точки зрения эта обратная задача является некорректной в том смысле, что малым изменениям входных данных могут соответствовать сколь угодно большие изменения решения [4, 10]. Поэтому решение, устойчивое к ошибкам измерений, можно получить лишь при некоторых априорных предположениях. В частности, в [11, 12] найдена зависимость угловой скорости от радиуса в классе кусочно-постоянных функций, задаваемых небольшим числом параметров. Обратная задача становится устойчивой, и ее решение находится по методу наименьших квадратов. Однако модели этого типа могут оказаться слишком грубыми и не передавать достаточно подробно тонкую структуру внутреннего вращения. Другой возможный подход состоит в поиске решений в классе непрерывных дифференцируемых функций. В этом случае необходимо использовать некоторый принцип отбора сопоставимых с наблюдательными данными решений. Такой отбор может быть произведен, например, по принципу выбора модели минимальной сложности [10].

Характерные длины волн наблюдаемых акустических мод малы по сравнению с солнечным радиусом. Они также малы по сравнению с характерным масштабом изменения плотности и температуры внутри областей захвата мод. Следовательно, для теоретического описания этих мод можно применить асимптотический подход: ВКБ-приближение [13] или лучевую теорию [14]. Как было показано в [14, 15], асимптотическое приближение обеспечивает достаточную точность при рассмотрении акустических мод и в то же время существенно упрощает решение обратной задачи.

Нашей целью было развитие асимптотического подхода [14] к анализу вращательного расщепления частот акустических колебаний и определение зависимости угловой скорости вращения Солнца от радиуса и широты на основе данных [2, 9]. В ВКБ-приближении задача сводится к интегральному уравнению Абея, для решения которого применяется формула из [16], не требующая дифференцирования наблюдательных данных. Последние аппроксимируются сглаживающими сплайнами с выбором параметра сглаживания на основе критерия квазиоптимальности [10]. Точность полученных решений оценивается на модельных примерах и с помощью "квазиреального численного эксперимента".

### 1. Асимптотическое выражение для вращательного расщепления частот акустических мод

Будем исходить из соотношения для поправок к частотам нерадиальных мод собственных колебаний, полученного в [17] для случая произвольного вращения:

$$\omega' = m \mathcal{R}/J, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{R} = & \int_0^R \rho_0 r^2 dr \int_0^\pi \Omega(r, \vartheta) (-a^2 + 2ab) (\tilde{P}_l^m)^2 + \\ & + b^2 \left[ 2 \tilde{P}_l^m \frac{d\tilde{P}_l^m}{d\vartheta} \frac{\cos \vartheta}{\sin \vartheta} - \left( \frac{d\tilde{P}_l^m}{d\vartheta} \right)^2 - \frac{m^2}{\sin^2 \vartheta} (\tilde{P}_l^m)^2 \right] \sin \vartheta d\vartheta, \end{aligned} \quad (2)$$

$$J = \int_0^R \rho_0 r^2 [a^2 + l(l+1)b^2] dr. \quad (3)$$

Здесь  $R$  — радиус Солнца,  $\rho_0(r)$  — плотность солнечного вещества,  $\Omega(r, \vartheta)$  — угловая



скорость вращения в сферических координатах  $(r, \vartheta, \varphi)$ ,  $a(r)$  и  $b(r)$  — функции, задающие зависимости от радиуса радиальной и тангенциальной компонент вектора смещения колебаний  $\xi$  в соответствии с определениями:

$$\begin{aligned}\xi_r &= a(r) \tilde{P}_l^m(\vartheta) \exp(im\varphi + i\omega t), \\ \xi_\vartheta &= b(r) \frac{d\tilde{P}_l^m(\vartheta)}{d\vartheta} \exp(im\varphi + i\omega t), \\ \xi_\varphi &= b(r) \frac{im}{\sin\vartheta} \tilde{P}_l^m(\vartheta) \exp(im\varphi + i\omega t),\end{aligned}$$

где  $P_l^m(\vartheta)$  — нормированная присоединенная функция Лежандра.

Рассмотрим закон дифференциального вращения Говарда—Харви [18]:

$$\Omega(r, \vartheta)/2\pi = \Omega_0(r) + \Omega_1(r) \cos^2\vartheta + \Omega_2(r) \cos^4\vartheta \equiv \sum_{k=0}^2 \Omega_k(r) \cos^{2k}\vartheta. \quad (4)$$

Подставляя это выражение в (2), получим

$$\begin{aligned}\mathcal{R} &= \sum_{k=0}^2 \int_0^R \Omega_k(r) \rho_0 r^2 dr [ \{-a^2 + 2ab + [1-l(l+1) + \\ &+ k(2k+3)] b^2\} M_{k,l,m} - k(2k-1) b^2 M_{k-1,l,m} ],\end{aligned} \quad (5)$$

где

$$M_{k,l,m} = \int_0^\pi (\tilde{P}_l^m)^2 \cos^{2k}\theta \sin\theta d\theta.$$

При  $l \geq 1$

$$M_{k,l,m} \approx \frac{(2k-1)!!}{(2k)!!} \left[ 1 - \frac{m^2}{l(l+1)} \right]^k \quad (6)$$

— полином четной степени от переменной  $t = m/\sqrt{l(l+1)}$ . Для последующей обработки данных наблюдений нужно выразить  $M_{k,l,m}$  через полиномы Лежандра  $P_n(t)$ :

$$M_{0,l,m}(t) = P_0(t) \equiv 1; \quad M_{1,l,m}(t) = -(P_2 - P_0)/3;$$

$$M_{2,l,m}(t) = (2/35)P_4(t) - (4/21)P_2(t) + (2/15)P_0(t).$$

Для вычисления интегралов в (5) воспользуемся известными решениями для  $p$ -мод уравнений нерадиальных осцилляций в ВКБ-приближении [19]

$$a(r) = -\frac{C_1}{\rho_0^{1/2} c r k_r^{1/2}} (|1 - L_l^2/\omega^2|)^{1/2} \sin\left(\int_{r_t}^r k_r dr - \frac{\pi}{4}\right), \quad (7)$$

$$b(r) = \frac{C_1}{\rho_0^{1/2} \omega r k_r^{1/2}} (|1 - N^2/\omega^2|)^{1/2} \cos\left(\int_{r_t}^r k_r dr - \frac{\pi}{4}\right), \quad (8)$$

где  $C_1$  — константа, зависящая от амплитуды колебаний,  $c = (\gamma p_0/\rho_0)^{1/2}$  — скорость звука,  $L_l = \sqrt{l(l+1)}c/r$  — лэмбовская частота,  $N$  — частота плавучести Брунта—Вяйсяля,  $k_r = \frac{\omega}{c} (1 - L_l^2/\omega^2)^{1/2} (1 - N^2/\omega^2)^{1/2}$  — радиальное волновое число,  $r_t$  — радиус внутренней точки поворота акустической волны, где  $k_r = 0$  и  $\omega = L_l$ . Асимптотические форму-



лы (7), (8) применимы лишь при  $r \gg r_t$ . Вблизи точек поворота решение выражается через функции Эйри. Подставляя выражения для собственных функций в (5), употребляя асимптотические формулы А.А. Дородницына [20] для интегралов от функций Эйри и учитывая, что для рассматриваемых высокочастотных  $p$ -мод  $\omega^2 \gg c^2 r^2$  и  $\omega^2 \gg N^2$ , находим

$$\Re \approx -C_1^2 \sum_{k=0}^2 M_{k,l,m} \int_{r_t}^R \frac{1}{\omega c} (1 - L_l^2/\omega^2)^{-1/2} \Omega_k(r) dr.$$

Соответственно

$$J \approx C_1^2 \int_{r_t}^R \frac{1}{\omega c} (1 - L_l^2/\omega^2)^{-1/2} dr.$$

Окончательно асимптотическое выражение для вращательного расщепления собственных частот запишем в виде

$$\omega'/2\pi = -m \sum_{k=0}^2 \bar{\Omega}_k M_{k,l,m}, \quad (9)$$

или при  $l \gg 1$

$$\omega'/2\pi = -m \sum_{k=0}^2 \bar{B}_k P_{2k}(m/\sqrt{l(l+1)}). \quad (10)$$

Здесь введены обозначения

$$\bar{\Omega}_k = \frac{\int_{r_t}^R \frac{1}{c} (1 - L_l^2/\omega^2)^{-1/2} \Omega_k(r) dr}{\int_{r_t}^R \frac{1}{c} (1 - L_l^2/\omega^2)^{-1/2} dr}, \quad k=0, 1, 2, \quad (11)$$

$$\bar{B}_0 = \bar{\Omega}_0 + \frac{1}{3} \bar{\Omega}_1 + \frac{2}{15} \bar{\Omega}_2,$$

$$\bar{B}_1 = -\frac{1}{3} \bar{\Omega}_1 - \frac{4}{21} \bar{\Omega}_2, \quad \bar{B}_2 = \frac{2}{35} \bar{\Omega}_2. \quad (12)$$

Заметим, что  $\bar{\Omega}_k$  зависят от параметра  $L/\omega = \sqrt{l(l+1)}/\omega$ . Соотношения (9), (11) в частном случае сферического вращения  $\Omega(r, \theta) = \Omega_0(r)$  совпадают с выведенными Гафом [14] на основе лучевой теории. Формула, аналогичная (11), получена также в [21].

Таким образом, согласно (11) параметры расщепления частот акустических мод определяются как интегральные средние угловой скорости вращения по области распространения мод с весом, зависящим от скорости звука  $c$  и горизонтальной компоненты фазовой скорости колебаний  $v_t = \omega r/L$ . Область распространения вдоль радиуса определяется из условия  $v_t \leq c$  и ограничена снизу точкой поворота с  $r = r_t$ .

Результаты наблюдений в [8, 9] представлены не в том виде (10), который естественно вытекает из теории, а несколько по-иному:

$$\omega'/2\pi = L \sum_{k=1}^5 \bar{A}_k P_k(-m/L). \quad (13)$$



Нетрудно получить связь коэффициентов  $\bar{B}_k$  с  $\bar{A}_k$ :

$$\begin{aligned}\bar{B}_0 &= -\bar{A}_1 - 2/3 \bar{A}_3 - 8/15 \bar{A}_5, \\ \bar{B}_1 &= -5/3 \bar{A}_3 - 4/3 \bar{A}_5, \\ \bar{B}_2 &= -2/5 \bar{A}_5.\end{aligned}\tag{14}$$

Очевидно, с помощью линейных соотношений (12), (14) можно найти параметры  $\bar{\Omega}_k$ , через которые определяются зависимости  $\Omega_k(r)$  в законе вращения (4):

$$\begin{aligned}\bar{\Omega}_0 &= \bar{A}_1 + \bar{A}_2 + \bar{A}_3; \quad \bar{\Omega}_1 = -5 \bar{A}_3 - 14 \bar{A}_5; \\ \bar{\Omega}_2 &= 21 \bar{A}_5.\end{aligned}\tag{15}$$

Однако при этом суммируются дисперсии ошибок, получаемых из измерений величин  $\bar{A}_k$ . В результате  $\bar{\Omega}_k$  получаются с погрешностями, намного превышающими ошибки измерений  $\bar{A}_k$ . Поэтому в [22] было указано, что при первичной обработке наблюдений следует определять сразу коэффициенты  $\bar{B}_k$ , через которые непосредственно из соотношений типа (11) находятся параметры закона вращения в форме

$$\Omega(r, \theta)/2\pi = B_0(r) + B_1(r)P_2(\cos \theta) + B_2(r)P_4(\cos \theta).\tag{16}$$

Заметим, что  $\bar{A}_k$  в свою очередь являются интегральными средними величинами при задании  $\Omega(r, \theta)$  в виде

$$\Omega(r, \theta)/2\pi = [A_1(r)P_1^1(\cos \theta) - (2/3)A_3(r)P_3^1(\cos \theta) + (8/15)A_5(r)P_5^1(\cos \theta)]/\sin \theta.\tag{17}$$

Причем на поверхности Солнца по данным спектроскопических измерений [23]

$$A_1^s = 435 \text{ нГц}; \quad A_3^s = 21 \text{ нГц}; \quad A_5^s = -4 \text{ нГц}.\tag{18}$$

Таким образом, форма записи закона дифференциального вращения непосредственно связана со способом представления наблюдательных данных. Поэтому первичную обработку результатов наблюдений следует проводить так, чтобы затем получать закон вращения в желаемой форме без пересчета по соотношениям (12), (14), (15).

Ниже мы попытаемся определить зависимости от радиуса экваториальной угловой скорости  $\Omega_0(r)$  в законе вращения (4) по данным [2] и [9], применяя во втором случае первое соотношение из (15), а также найти параметры  $A_k(r)$ , ( $k = 1, 3, 5$ ) в (17) по данным [9].

## 2. Метод решения обратной задачи

Соотношения (11) представляют собой сингулярные интегральные уравнения для функций  $\Omega_k(r)$ , определяющих радиальную зависимость дифференциального вращения. Преобразуем их к виду, удобному для численных расчетов. Следуя [14], введем новые переменные

$$x = \sqrt{l(l+1)}/\omega \equiv L/\omega; \quad y = r/c.$$

С целью повышения точности ВКБ-приближения при малых  $l$  сделаем замену  $\sqrt{l(l+1)}$  на  $(l + 1/2)$  [15]. Так как для стандартной модели внутреннего строения Солнца переменная  $y$  является монотонно убывающей функцией радиуса, то ее можно принять за новую переменную интегрирования и привести (11) к стандартному уравнению Абеля

$$2 \int_x^b \frac{y \varphi(y) dy}{(y^2 - x^2)^{1/2}} = f(x),\tag{19}$$

где

$$\varphi(y) = 1/2 \Omega_k h, \quad h(y) = \frac{d \ln r}{d \ln y},\tag{20}$$



$$f(x) = \frac{b}{\bar{\Omega}_k} \int_x^b \frac{y h(y) dy}{(y^2 - x^2)^{1/2}}, \quad b = R/c(R). \quad (21)$$

Решив уравнение (19), при помощи (20) можно найти зависимость  $\Omega_k$  от  $u$  и  $r$ .

Входящий в правую часть (21) измеряемый параметр вращательного расщепления  $\bar{\Omega}_k$  определен для дискретных значений степеней сферических гармоник  $l$  и собственных частот  $\omega_{n,l}$ . Следовательно, переменная  $x$  также принимает дискретные значения. Для расчетов удобно рассматривать  $x$  как непрерывную величину и путем интерполяции доопределить  $\bar{\Omega}_k$  во всей области значений  $x$ . Как отмечено в [15], математическое обоснование единственности такого продолжения представляет общую проблему для асимптотических методов.

Для решения уравнения (19) воспользуемся формулой инверсии Абеля из [16], не требующей дифференцирования функции  $f(x)$  и обеспечивающей более высокую точность по сравнению с принятыми в [14, 15]:

$$\varphi(y) = \frac{1}{\pi} \left[ \frac{f(y) - f(b)}{(b^2 - y^2)^{1/2}} - \int_x^b \frac{x [f(x) - f(y)]}{(x^2 - y^2)^{3/2}} dx \right]. \quad (22)$$

Для вычисления интегралов с особенностью в (22) применим алгоритм [24] на основе кубических сглаживающих сплайнов.

Таким образом, задача восстановления радиальной зависимости угловой скорости сводится к построению сглаживающего сплайна  $S_k(x)$ , аппроксимирующего данные наблюдений  $\bar{\Omega}_k$ . Необходимо учитывать, что обычно при первичной обработке данные наблюдений усредняются сначала по всем наблюдаемым модам для каждой степени  $l$ , затем по группам мод с близкими  $l$ . В результате получаются значения  $\bar{\Omega}_k$ , средние по некоторым интервалам переменной  $x$ . Следовательно, сплайн необходимо строить не по значениям функции в некоторых узловых точках, а по ее локальным средним. Поскольку наблюдателями часто указываются не конкретные моды, по которым проводилось усреднение, а только интервал частот, то будем считать, что заданы интегральные средние вида

$$\langle S_k \rangle_i = \frac{1}{\Delta x_i} \int_{x_i - \frac{1}{2} \Delta x_i}^{x_i + \frac{1}{2} \Delta x_i} S_k(x) dx. \quad (23)$$

В соответствии с общей теорией [25] сплайн-функция  $S_k(x)$  находится из условия минимума регуляризирующего функционала

$$M_\alpha [S_k] = \alpha \int_a^b |S_k''(x)|^2 dx + \sum_{i=1}^N p_i [\langle S_k(x_i) \rangle - \bar{\Omega}_{k,i}]^2, \quad (24)$$

где  $\alpha$  — параметр сглаживания,  $p_i$  — весовые множители. Если допустить, что ошибки измерений не коррелированы, то следует принять  $p_i = 1/\sigma_i^2$  [24]. Как известно, сплайн однозначно определяется множеством его значений, принимаемых в узлах. Эти значения находятся из системы линейных уравнений, которая получается из условия минимума функционала (24).

Параметр  $\alpha$  характеризует гладкость сплайна [24, 25]. При  $\alpha = 0$  получается интерполяционный сплайн, для которого  $\langle S_k(x_i) \rangle = \bar{\Omega}_{k,i}$ . Однако такой сплайн имеет нефизические пилообразные производные, что сильно искажает решение уравнения Абеля. Кроме того, система линейных уравнений для значений сплайна в узлах оказывается плохо обусловленной, и поэтому ее решение неустойчиво к ошибкам измерений. При  $\alpha \rightarrow \infty$  сплайн вырождается в прямую линию (для всех  $x$   $S_k'' = 0$ ). Следовательно, параметр  $\alpha$  следует выбрать так, чтобы получить достаточно точное приближение к измеренным значениям и в то же время обеспечить устойчивость решения к ошибкам



измерений. Существуют различные способы выбора  $\alpha$ . Наиболее широко распространен выбор  $\alpha$  из критерия невязки [10, 24, 25] как корня уравнения

$$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} [\langle S_k^\alpha(x_i) \rangle - \bar{\Omega}_{k,i}]^2 = 1,$$

где  $S_k^\alpha(x)$  — сплайн для параметра сглаживания  $\alpha$ . Однако наши расчеты показали, что для данных наблюдений [2] критерий невязки выполняется лишь при  $\alpha \rightarrow \infty$ , т.е. для "слишком гладких" сплайнов, когда исчезают локальные детали функции  $\bar{\Omega}_k(x)$ . Поэтому мы применили другое правило, называемое критерием квазиоптимальности [10]: в качестве  $\alpha$  выбиралось наименьшее из значений  $\alpha > 0$ , реализующих локальный минимум функции

$$\Psi(\alpha) = \|\alpha (dS_k^\alpha/d\alpha)\|^2.$$

Приближенный анализ точности полученного решения проводился на основе "квази-реального эксперимента" [26], который заключается в следующем. Для полученного решения  $\Omega_k(r)$  по соотношениям (11) вычисляются точные выходные данные  $\bar{\Omega}_k(x_i)$  для модельного эксперимента. Затем к ним добавляется случайная погрешность с уровнем  $\sigma_i$ , и для полученных таким образом "квазиреальных данных" вновь находится решение. Данная процедура повторяется многократно для различных реализаций шумов, и получающиеся разбросы в решениях позволяют приближенно судить о погрешности решения обратной задачи.

Наряду с гладкими решениями, получаемыми с помощью сплайнов, мы рассматривали более грубые модели солнечного вращения, задаваемые в классе кусочно-постоянных функций. Такие модели впервые применялись в [11]. Они сопоставимы с имеющимися данными наблюдений и позволяют определить основные черты внутреннего вращения. Соотношения (11) в этом случае сводятся к переопределенной системе линейных уравнений, которая решается по методу наименьших квадратов. Для данных [9] этот метод оказался неустойчивым, и поэтому применялся регуляризованный метод наименьших квадратов [27] с выбором параметра регуляризации на основе критерия квазиоптимальности.

### 3. Результаты тестовых расчетов

Эффективность метода проверялась на модельных задачах. Для этого задавалась некоторая зависимость угловой скорости от радиуса, отражающая характерные черты предполагаемого реального вращения. Затем решалась прямая задача, т.е. определялись теоретические параметры вращательного расщепления частот. Этим параметрам приписывались ошибки реальных наблюдений, и решалась обратная задача. Сопоставление результатов с исходным профилем  $\Omega_0(r)$  позволило судить о пригодности данного метода.

Один набор искусственных данных, моделирующий наблюдения [2], опубликован в [14]. Зависимость  $\Omega_0(r)$  из [14] показана на рис. 1, *а* штрихпунктирной линией. Данные [14] рассчитаны на основе общего выражения (1) без использования ВКБ-приближения, поэтому решение обратной задачи для этих данных позволяет оценить применимость асимптотического подхода для обработки реальных данных. Данные [14] показаны на рис. 1, *б* вверху в зависимости от радиусов точек поворота, при которых происходит отражение акустических колебаний во внутренних слоях Солнца. Они вычислены для наблюдаемых мод из уравнения  $r_t/c(r_t) = L/\omega$ . Горизонтальные отрезки прямых показывают интервалы усреднения при первичной обработке наблюдений в [2]; вертикальные — ошибки, выведенные из реальных измерений. Сплошная линия — сглаживающий сплайн, построенный по этим данным при значении параметра  $\alpha$ , найденном для реальных данных [2]. Сплошная линия на рис. 1, *а* показывает восстановленную зависимость угловой скорости от радиуса, а штриховые линии — границы разброса



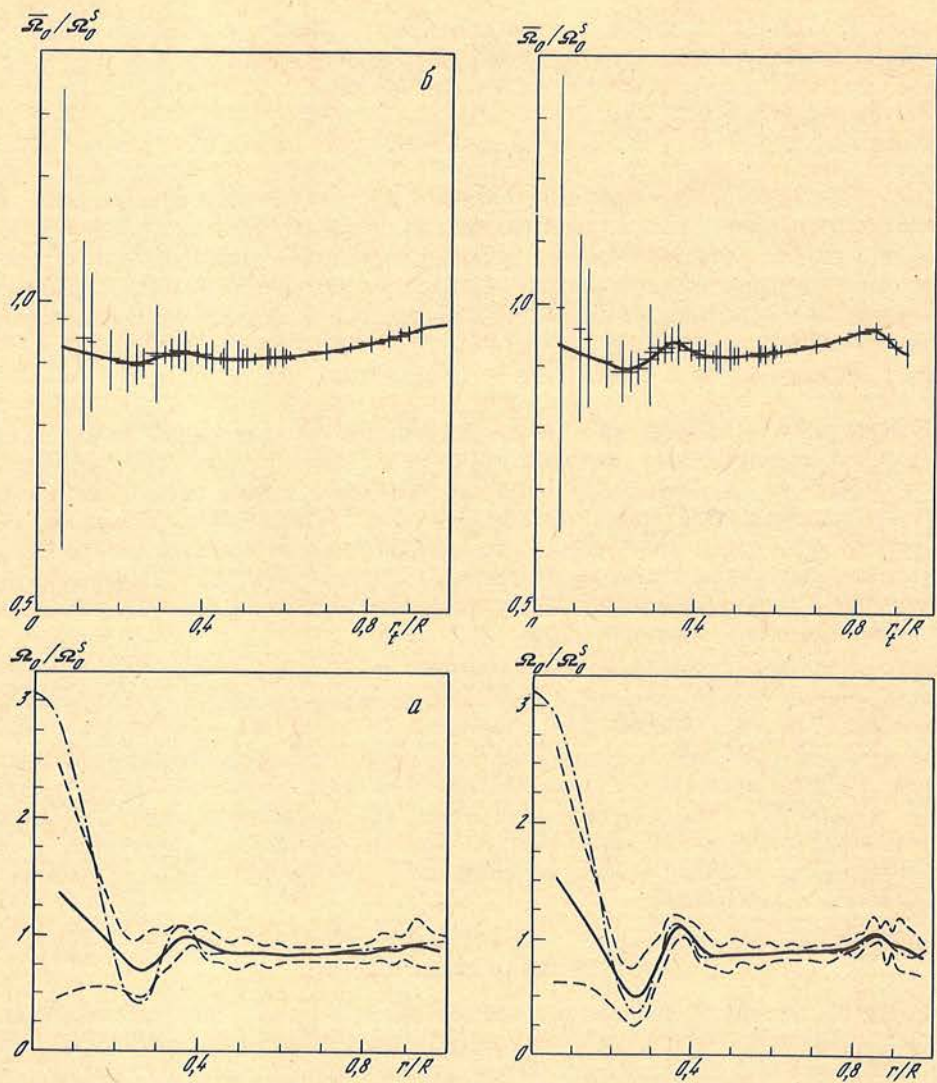


Рис. 1. Результаты определения экваториальной угловой скорости  $\Omega_0(r)$  (а) по модельным данным [14] (б)  
 $r_f$  — радиусы точек поворота акустических мод,  $\Omega_0^S = 462$  нГц — угловая скорость на поверхности Солнца

Рис. 2. То же, что на рис. 1, для модельной угловой скорости с вариациями в конвективной зоне

значений угловой скорости, полученные в результате "квазиреального эксперимента" по 20 различным реализациям шумов. Как видно, решение обратной задачи хорошо передает (хотя и с заметным сглаживанием) основные черты исходного закона вращения.

Как уже отмечалось, для теорий солнечного динамо большой интерес представляет величина градиента угловой скорости в конвективной зоне. Для изучения разрешающей способности метода в этой области в рассмотренный выше модельный закон вращения добавлено возмущение при  $r \geq 0,8 R$  в виде отрезка синусоиды с амплитудой  $0,1 \Omega_0^S$ . Результаты расчетов (рис. 2) показывают, что ошибки определения угловой скорости слишком велики, чтобы можно было сделать уверенные выводы о градиенте



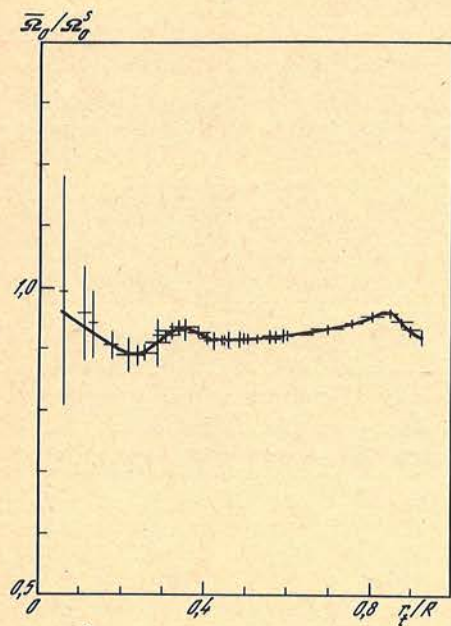


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но ошибки измерений уменьшены в 2 раза

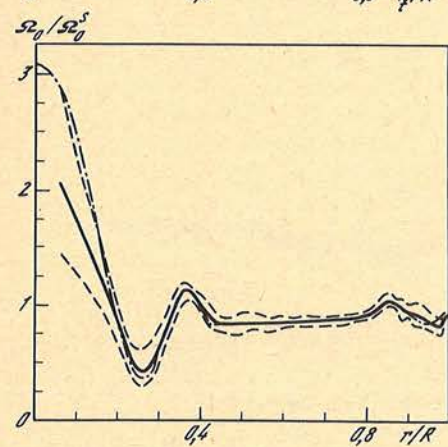
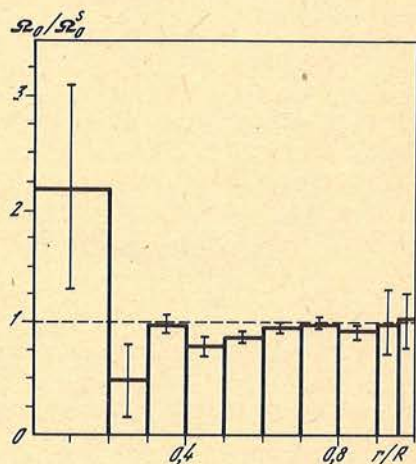


Рис. 4. Результаты определения экваториальной угловой скорости в классе кусочно-постоянных функций по данным Дюваля и Харви [2]. Вертикальные отрезки показывают разбросы, получающиеся при добавлении шума



угловой скорости. При уменьшении ошибок измерений в 2 раза качество восстановления  $\Omega_0(r)$  существенно улучшается (рис. 3), однако неопределенность в верхней части конвективной зоны все еще велика. Вероятно, ее можно уменьшить, если привлечь данные для мод с высокими  $l > 100$ , точки поворота которых лежат близко к поверхности Солнца. Соответствующие наблюдения уже выполнены в нескольких обсерваториях, но точность этих данных также еще недостаточна для уверенных выводов о ходе угловой скорости (см. обзор [6]).

Таким образом, результаты численного моделирования показывают пригодность рассмотренного метода для восстановления зависимости угловой скорости от радиуса. Для типичных ошибок измерений наибольшая неопределенность решения получается в верхней части конвективной оболочки и в центральном ядре.



#### 4. Результаты обработки наблюдений

Данные Дюваля и Харви [2]. Эти данные представляют собой средние значения вращательного расщепления акустических мод секториальных колебаний ( $m = \pm l$ ) в интервале частот 2,1–3,7 мГц для  $l$  от 1 до 100. Усреднение проводилось по всем наблюдаемым модам с одинаковыми степенями  $l$ . Всего представлено 37 значений  $\bar{\omega}'$ , полученных по 180 модам.

Из (6) следует, что для секториальных гармоник с  $m = \pm l$  все величины  $M_{k,l,m} \approx 0$ , кроме случая  $k=0: M_{0,l,m} \equiv 1$ . Поэтому расщепление частот для этих мод зависит в основном от экваториальной угловой скорости  $\Omega_0(r)$ , хотя при малых  $l$ , как видно из (6), зависимость вращения от широты может оказывать определенное влияние. Но здесь оно не учитывалось.

На рис. 4 показаны результаты определения внутреннего вращения в классе кусочно-постоянных функций. Они хорошо согласуются с аналогичными расчетами, выполненными в [11, 12], но без применения ВКБ-приближения и с учетом вклада каждой из 180 наблюдаемых мод. Мы же использовали только средние характеристики ( $x_i, \Delta x_i$ ) для каждой из 37 групп колебаний. Однако ошибки, полученные в квазиреальном экспе-

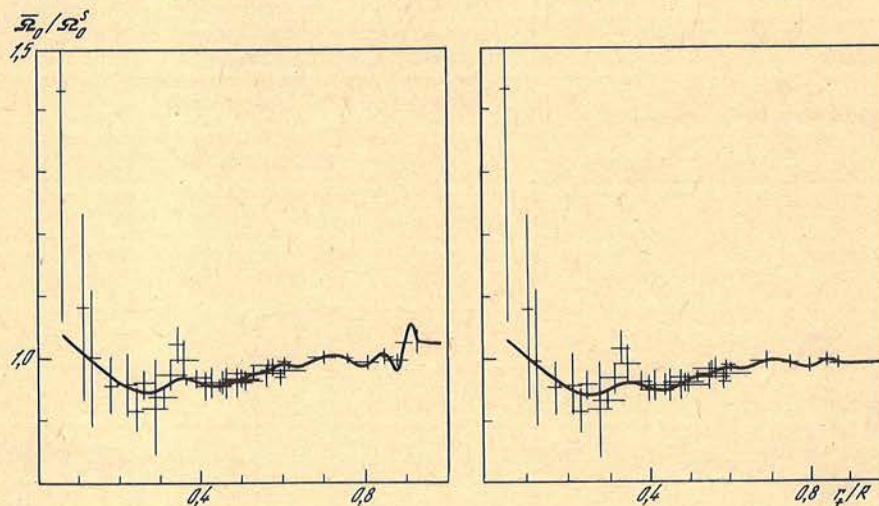


Рис. 5. То же, что на рис. 1, по данным Дюваля и Харви [2]

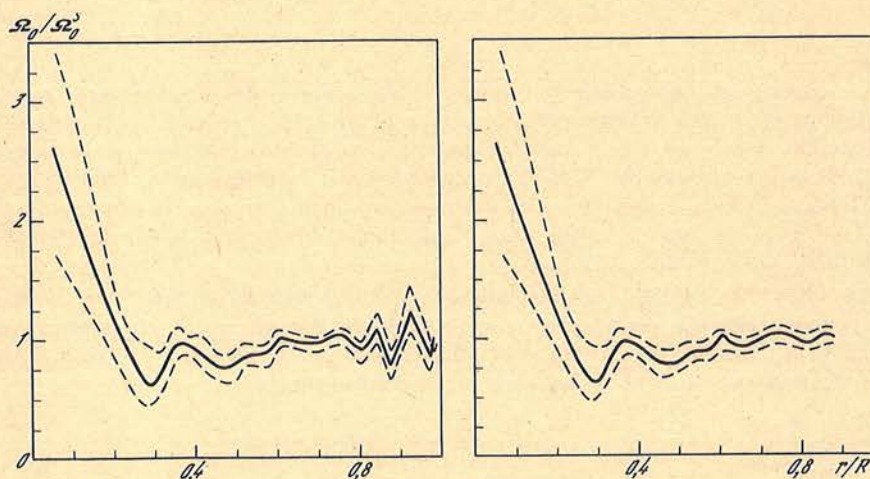


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но из данных исключены значения  $\bar{\Omega}_0$  при  $l = 90$  и  $100$



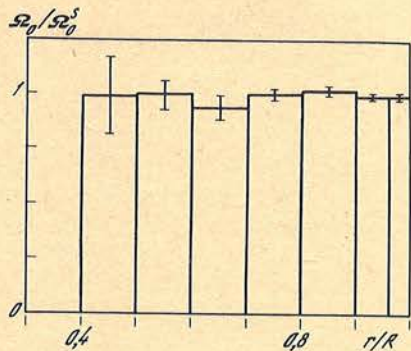


Рис. 7. То же, что на рис. 4, по данным Брауна и Морроу [9]

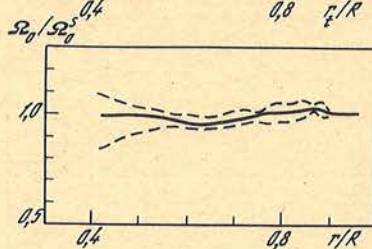
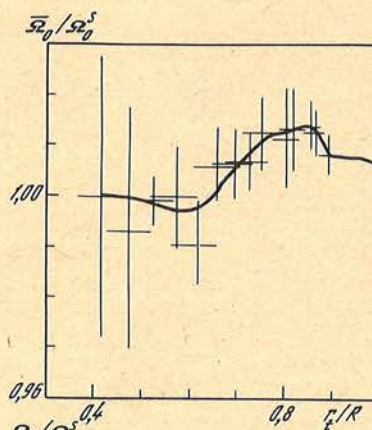


Рис. 8. То же, что на рис. 5, по данным Брауна и Морроу [9]

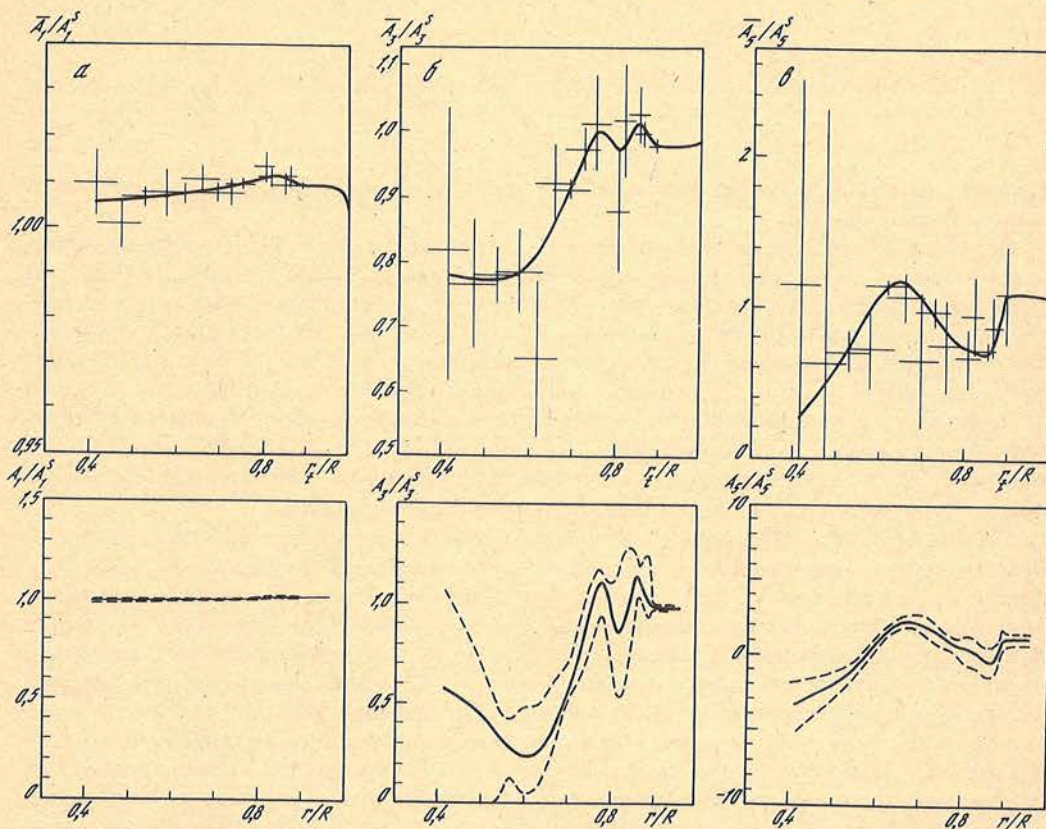


Рис. 9. Результаты определения параметров  $A_1$  (а),  $A_3$  (б) и  $A_5$  (в) в законе вращения (17) по данным Брауна и Морроу [9]  
 Обозначения те же, что на рис. 1.  $A_1^S = 435$  нГц,  $A_3^S = 21$  нГц,  $A_5^S = -4$  нГц — значения на поверхности Солнца



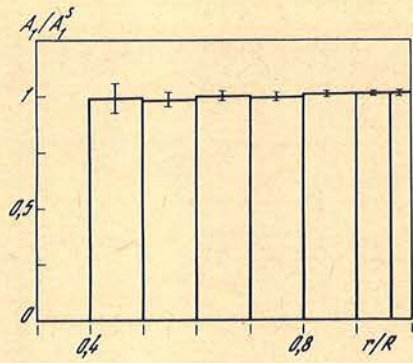
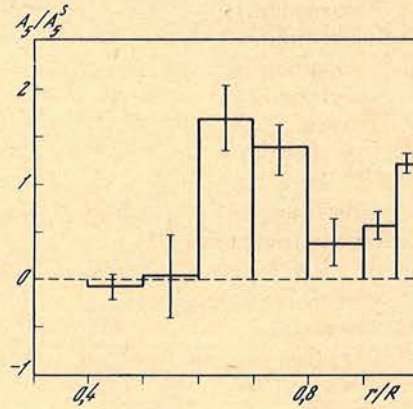
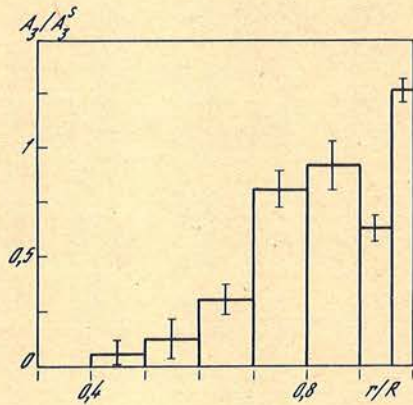


Рис. 10. То же, что на рис. 9, в классе кусочно-постоянных функций



рименте, заметно больше представленных в [11, 12], особенно при  $r/R \geq 0,9$ , но близки к найденным Гуди [28].

Результаты определения  $\Omega_0(r)$  путем инверсии Абеля с помощью сплайнов приведены на рис. 5. Они качественно согласуются с предыдущими. Однако обращают на себя внимание резкие вариации угловой скорости в конвективной зоне, которые превосходят по величине случайные ошибки. Как видно на верхней части рис. 5, эти вариации обусловлены главным образом двумя значениями  $\bar{\Omega}_0$  для  $l = 90$  и  $100$  (крайние точки справа). В [11] уже обращалось внимание на сильное отличие этих двух величин от остальных, связанное, вероятно, с систематическими ошибками. Обработка наблюдений [9] (см. ниже), подтверждает это предположение. Если исключить указанные два значения  $\bar{\Omega}_0$ , то поведение  $\Omega_0(r)$  оказывается достаточно плавным (рис. 6): мелко-масштабные вариации при  $r/R \geq 0,5$  находятся в пределах ошибок.

**Данные Брауна и Морроу [9].** Результаты обработки наблюдений этими авторами представлены в виде средних по некоторым группам мод коэффициентов  $\bar{A}_k$  ряда (13). Данные охватывают моды колебаний в интервале  $l$  от 15 до 99, которые разбиты на 14 групп, состоящих из всех наблюдаемых колебаний в частотном диапазоне 2,5–3,5 мГц для трех последовательных значений  $l$ . Эти данные, помимо экваториального вращения, позволяют найти изменения с глубиной широтного дифференциального вращения.

Экваториальное вращение изучалось нами путем решения обратной задачи для величин  $\bar{\Omega}_0 = \bar{A}_1 + \bar{A}_3 + \bar{A}_5$ , ошибки которых вычислялись как суммы ошибок соответствующих  $\bar{A}_k$ . Результаты представлены на рис. 7 и 8. По сравнению с предыдущими они показывают существенно более плавный ход  $\Omega_0(r)$  без резких изменений в конвективной зоне. Однако имеется качественное согласие: угловая скорость постепенно уменьшается вглубь до  $r/R \approx 0,5 \div 0,6$  и дальше растет. Не исключено, что более плавная зависимость  $\Omega_0(r)$  по данным [9] связана с большими интервалами усреднения данных.



Аналогичная обработка, выполненная по отдельности для коэффициентов  $\bar{A}_1$ ,  $\bar{A}_3$  и  $\bar{A}_5$ , дает параметры закона вращения (17) (рис. 9 и 10). Невысокая точность измерения величин  $\bar{A}_3$  и  $\bar{A}_5$  пока не позволяет сделать уверенные выводы об изменении с глубиной широтного дифференциального вращения. Тем не менее четко прослеживается уменьшение параметра  $\bar{A}_3$  при переходе от конвективной зоны к лучистой ( $r/R \approx 0,7$ ), что означает более слабое изменение угловой скорости с широтой в глубоких слоях.

### 5. Обсуждение результатов и выводы

Для определения внутреннего вращения по расщеплению частот собственных колебаний применялось ВКБ-приближение. При этом для зависимости угловой скорости от радиуса получилось интегральное уравнение Абеля. Оно решалось по формуле абелевой инверсии без дифференцирования правой части. Результаты наблюдений аппроксимировались по переменной  $(l + \frac{1}{2})/\omega$  сглаживающими кубическими сплайнами.

На основе тестовых расчетов показана эффективность данного подхода. Найдено, что уменьшение ошибок измерений в 2 раза позволит существенно повысить достоверность определения угловой скорости, особенно в центральном ядре и внешней части конвективной оболочки.

По данным Дюваля и Харви [2] уточнена зависимость угловой скорости вращения на экваторе от радиуса, найденная ранее в [11] в классе кусочно-постоянных функций. Подтверждено быстрое вращение солнечного ядра. В области  $r/R \leq 0,3$  угловая скорость возрастает к центру с характерным градиентом  $(7 \pm 3) \times 10^{-3}$  нГц/км. При  $r \approx 0,06R$   $\Omega_0/\Omega_0^s = 2,7 \pm 0,8$ . Самая центральная область Солнца недоступна изучению с помощью  $p$ -мод. Достоверность минимума угловой скорости в районе  $r/R \approx 0,3$  получалась существенно ниже, чем было указано в [11]. В верхней части конвективной зоны найдены мелкомасштабные вариации угловой скорости. Но они, вероятно, вызваны большими систематическими ошибками измерений [2] для мод с  $l = 90$  и  $100$ , так как расчеты по данным [9] не показывают аналогичных вариаций. Вследствие этого пока нельзя сделать определенных выводов о величине и знаке градиента угловой скорости в конвективной зоне — важнейшем параметре теорий солнечного динамо.

Данные Брауна и Морроу [9] позволяют определить как угловую скорость вращения на экваторе при  $0,4 \leq r/R \leq 0,9$ , так и характер изменения с глубиной широтного дифференциального вращения. Вращение на экваторе качественно согласуется с найденными по данным [2]. Но зависимость от радиуса более плавная, что может быть связано с большими интервалами усреднения результатов измерений при первичной обработке. Широтное дифференциальное вращение в лучистой зоне существенно слабее, чем на поверхности и в конвективной зоне.

В [29] показано, что широтное дифференциальное вращение в лучистой зоне может быть неустойчивым. Критерий неустойчивости Кельвина—Гельмгольца для параметров  $\bar{A}_k$  имеет вид

$$A_1/A_1^s - 1,16A_3/A_3^s - 1,1A_5/A_5^s < 0.$$

Для найденных нами зависимостей он выполняется в слоях, примыкающих к конвективной зоне ( $0,6 < r/R < 0,7$ ).

Неопределенность восстановления внутреннего вращения может быть уменьшена, если при первичной обработке моды колебаний группировать не отдельно по параметрам  $\omega$  и  $l$ , а по их отношению  $(l + \frac{1}{2})/\omega$ . Отметим также, что асимптотический подход позволяет находить угловую скорость внутреннего вращения не только в параметрической форме (4), (16) или (17), но и в общем виде  $\Omega(r, \theta)$ , если измерять вращательное расщепление частот в зависимости от двух переменных  $(l + \frac{1}{2})/\omega$  и  $(l + \frac{1}{2})/m$ . Задача обращения в этом случае сводится к решению двумерного уравнения Абеля.

Автор выражает благодарность В.Я. Арсенину и Ю.П. Попову за полезное обсуждение.

Апрель 1987 г.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Claverie A., Isaak G.R., McLeod C.P. et al. // Nature. 1981. Vol. 293. P. 443.
2. Duvall T.L.Jr., Harvey J.W. // Ibid. 1984. Vol. 310. P. 19–22.
3. Brown T.M. // Seismology of the Sun and the distant stars // Ed. D.O. Gough. Dordrecht: Reidel, 1986. P. 199–214.
4. Gough D.O. // Solar Phys. 1985. Vol. 100. P. 65–99.
5. Toomre J. // Solar seismology from space / Ed. R. Ulrich. Pasadena: Jet Propulsion Laboratory, 1984. P. 7–39.
6. Hill F. // Internal solar angular velocity: theory and observation / Ed. B.D. Durney, S. Sofia. Dordrecht: Reidel, 1987.
7. Оль А.И., Оль Г.И., Рузмайкин А.А. и др. // Прогнозы солнечной активности и наблюдения солнечных активных явлений. Тез. докл. на симпозиуме КАПГ / Под ред. Ю.В. Витинского. Л.: Наука, 1987. С. 11–12.
8. Duvall T.L.Jr., Harvey J.W., Pomerantz M.A. // Nature. 1986. Vol. 321, N 6069. P. 500–501.
9. Brown T.M., Morrow C.A. // Astrophys. J. Lett. 1987. Vol. 314. P. L21–L26.
10. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 288 с.
11. Duvall T.L.Jr., Dziembowski W., Goody P.R. et al. // Nature. 1984. Vol. 310. P. 22–25.
12. Leibacher J. // Theoretical problems in stellar stability and oscillations / Eds. M. Gabriel and A. Noels. Liege: Univ. Liege, 1984. P. 298–301.
13. Вандакургов Ю.В. // Астрон. журн. 1967. Т. 44, вып. 4. С. 786–804.
14. Gough D.O. // Phil. Trans. Roy. Soc. London A. 1984. Vol. 314. P. 27–38.
15. Бродский М.А., Воронцов С.В. // Письма в Астрон. журн. 1987. Т. 13, № 5. С. 438–443.
16. Deutsch M., Beniaminy I. // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 41, N 1. P. 27–28.
17. Hansen C.J., Cox J.P., van Horn H.M. // Astrophys. J. 1977. Vol. 217. P. 151–159.
18. Howard R., Harvey J.W. // Solar Phys. 1970. Vol. 12. P. 23–51.
19. Unno W., Osaki Y., Ando H., Shibahashi H. Non-radial oscillations of stars. Tokyo: Univ. Tokyo Press, 1979.
20. Дородницын А.А. // Успехи мат. наук. 1952. Т. 7, вып. 6 (52). С. 3–96.
21. Lee U., Shibahashi H. // Publ. Astron. Soc. Japan. 1986. Vol. 38, N 5. P. 787–792.
22. Durney B.R., Goody P.R., Hill F. On the expansion of the rotational eigen-frequencies in Legendre polynomials, Prepr. N 0069. Tucson: Nat. Opt. Astron. Observ., 1987.
23. Snodgrass H.B. // Solar Phys. 1985. Vol. 94. P. 13–32.
24. Воскобойников Ю.Е., Преображенский Н.Г., Седельников А.И. Математическая обработка эксперимента в молекулярной газодинамике. Новосибирск: Наука, 1984. 240 с.
25. Марчук Г.И. Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1977. С. 142–160.
26. Тихонов А.Н. // Современные проблемы математической физики и вычислительной математики. М.: Наука, 1982. С. 292–301.
27. Тихонов А.Н. // Докл. АН СССР. 1985. Т. 280. С. 559–562.
28. Goody P.R. // Seismology of the Sun and the distant stars / Ed. D.O. Gough. Dordrecht: Reidel, 1986. P. 237–241.
29. Dziembowski W., Kosovichev A.G. // Acta Astron. 1987. Vol. 37.

УДК 522.61

### СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОВРЕМЕННЫХ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Б. Букач

Предложена новая методика по определению числа градаций  $m$ , укладываемых в полосу погрешностей реального светоприемника. На основании этой методики выведены формулы для отыскания  $m$  при воздействии различных факторов: шумов приборов, их квантовой эффективности, времени разрешения, точности измерений и др. С помощью этих формул определяются информационные характеристики, позволяющие сравнивать различные типы светоприемников. Приведены сравнительные информационные характеристики для ПЭС-матрицы, диссектора, ФЭУ и гибридного прибора (диссектор и ЭОП), работающего в режиме счета квантов.

COMPARISON CHARACTERISTICS OF CONVENTIONAL LIGHT DETECTORS, by A.B. Bukach. — A new method for a determination of the number of  $m$ -gradations that are contained into the error bar of real light detector is described. Based on the method in question the formulae for a determination have been deduced with the account on the following parameters: instrumental noise, quantum



efficiency, time resolution, the accuracy of measurements, etc. These formulae allow us to compare different types of light detectors. Comparison characteristics for CCD array, dissectors, photomultipliers and a hybrid device (dissector with image tube) operating in a quantum counting mode are described.

В настоящее время началось интенсивное применение в астрофизических исследованиях двумерных фотоприемников-диссекторов, ПЗС- и фотодиодных матриц, гибридных приборов на основе ЭОП и др. В связи с этим достаточно сложной становится задача сравнения их эксплуатационных характеристик и выбор оптимальных фотоприемников для данного эксперимента. Какими же достоинствами обладают современные приемники излучения, кроме очевидных, т.е. многоканальности, панорамности, высокого пространственного разрешения? Нашей задачей как раз и является найти метод сравнения отдельных фотоприемников между собой и с существующими ранее. С помощью таких широко используемых обобщенных характеристик, как отношение сигнал/шум, ДКВ [1], порог чувствительности, минимум погрешности и т.д., нельзя однозначно охарактеризовать различные приборы, отличающиеся по принципу действия. Известно, что по ряду причин практически не нашли широкого применения информационные критерии, достаточно объективные и независимые от способов реализации аппаратуры [2].

Оценим эффективность нескольких фотоприемников, рассматривая всего один элемент разложения. В матрице это одна ячейка, у диссектора — одно из положений щели, а для ФЭУ предположим, что у него перед фотокатодом расположена соответствующая щель. Рассмотрим случай, когда приборы работают в режиме счета фотонов.

Пусть имеется идеальный фотоприемник, полностью преобразующий каждый квант света в импульсы фототока  $N_{\text{вых}}$ . Проведем с помощью этого прибора ряд измерений высокостабильного источника света, средняя интенсивность  $\bar{N}_{\text{вх}}$  которого, например, составляет 100 квантов света в секунду. На выходе прибора мы будем регистрировать в каждые отдельные моменты времени число импульсов, изменяющихся в пределах от 90 до 110, если разброс значений не превышает среднеквадратичное отклонение  $\pm \sigma(N_{\text{вых}}) = \pm 10$ . При заданном коэффициенте доверительной вероятности  $K = 1$  следующее значение измеряемой величины (увеличилась яркость источника) можно отличить от предыдущего лишь в том случае, когда среднее значение равно 121 кванту/с. Между этими средними значениями входной величины  $N_{\text{вх}}$  получается некоторый промежуток, или ступенька  $\Delta i$ , равная в нашем примере 21 (рис. 1). Протяженность ступеньки  $\Delta i$  между двумя произвольными, но различаемыми интенсивностями света  $\bar{N}_i$  и  $\bar{N}_{i+1}$  определим как алгебраическую сумму дисперсий  $D(\bar{N}_i)$  и  $D(\bar{N}_{i+1})$ , т.е.  $\Delta i = K[\sqrt{D(\bar{N}_i)} + \sqrt{D(\bar{N}_{i+1})}]$ . В частном случае, когда отсчеты подчиняются закону Пуассона,  $\Delta i = K(\sqrt{\bar{N}_i} + \sqrt{\bar{N}_{i+1}}) = 2K\sqrt{\bar{N}_i} + K^2$ . Эти ступеньки принято называть градациями [2, 8–11, 13]. Величина ступенек зависит от значений входной интенсивности света  $N_{\text{вх}}$ , величины ошибки  $\sigma(N_{\text{вых}})$ , уровня шума (кривая 2 на рис. 1) и других факторов. Видно (см. рис. 1), что, например, при наличии шумов протяженность ступеньки увеличивается, и тогда число градаций в заданном интервале будет меньше. Естественно, что с увеличением  $N$  протяженность ступеньки растет, но относительная среднеквадратичная ошибка текущего измерения  $\delta(\bar{N}_i)$  уменьшается ( $i = 1 \div \infty$ ). Если известно число ступеней или градаций, вписывающихся в полосу погрешностей измерительного прибора, то можно уже достаточно просто использовать информационные критерии для сравнительной оценки фотоприемников [8, 9].

Однако не всегда можно легко определить математическое выражение, позволяющее найти число градаций, вписывающихся в полосу погрешностей реального прибора с учетом темновых токов, квантовой эффективности фотоприемника, "мертвого" времени аппаратуры и других факторов, а также в случае, когда закон распределения отсчетов неизвестен. Именно сложность расчетных формул для определения числа градаций и сдерживает использование информационных критериев.

Нами предлагается новый подход к определению числа градаций. Суть этого ме-



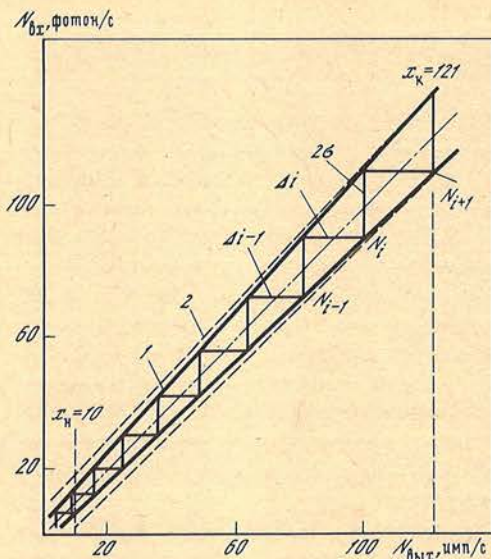


Рис. 1. Полоса погрешностей фотоприемника  
1 — при отсутствии помех, 2 — при уровне шума  $n_{\text{ш}} = 50$  имп/с

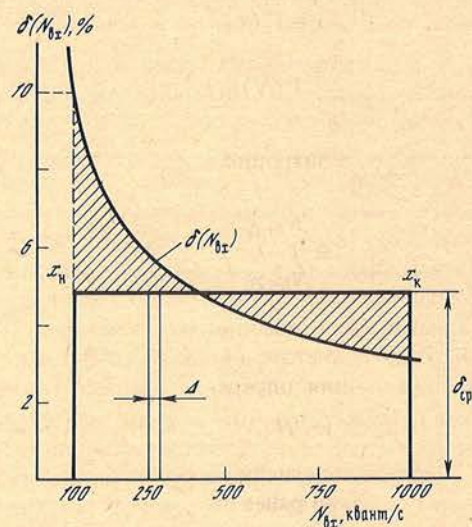


Рис. 2. Зависимость относительной среднеквадратичной ошибки  $\delta(N_{\text{вх}})$  от падающего на фотоприемник светового потока  $N_{\text{вх}}$

тогда расчета заключается в замене реальной полосы погрешностей некоторой эквивалентной, но имеющей то же значение энтропии, т.е. вносящей такое же дезинформационное действие [2, 3]. Это делается с целью упрощения процедуры определения числа градаций и более полной характеристики прибора во всем динамическом диапазоне работы. В результате мы получаем возможность рассматривать любые погрешности с произвольным законом распределения, что чаще всего и встречается на практике.

Рассмотрим кратко суть предлагаемого метода определения градаций. С заданным коэффициентом доверительной вероятности  $K$  результат отдельного измерения  $N_i$  находится в интервале

$$\bar{N}_i - K\sigma(\bar{N}_i) < N_i < \bar{N}_i + K\sigma(\bar{N}_i). \quad (1)$$

С учетом коэффициента  $K$  относительная среднеквадратичная ошибка регистрации равна  $\frac{1}{K} \delta(N_i) = \frac{\sigma(N_i)}{N_i}$ . На основании известного определения интеграла найдем площадь  $S_\delta$ , ограниченную относительной среднеквадратичной ошибкой  $\delta(N_i)$ , т.е. полуширину полосы погрешностей из (рис. 2).

$$S_\delta = \int_{x_n}^{x_k} \frac{1}{K} \delta(N_i) dN. \quad (2)$$

За  $x_n$  и  $x_k$  примем значение верхней и нижней границы динамического диапазона приемника излучения. Пользуясь известной теоремой Шеннона [2–4], заменим полосу погрешностей с произвольным законом распределения равномерной, но имеющей то же значение энтропии, т.е. прямоугольником, имеющим ту же площадь, что и под кривой, ограниченной  $\delta(N_{\text{вх}})$ . Тогда относительная среднеквадратичная ошибка одного измерения (см. рис. 2) равна

$$\delta_{\text{ср}} = S_\delta / (x_k - x_n). \quad (3)$$



Исходная энтропия для полосы погрешностей с равномерным законом распределения, т.е.  $P(N) = 1/(x_K - x_H)$ , равна [2]

$$H(N) = \int_{x_H}^{x_K} P(N) \ln P(N) dN = \ln(x_K - x_H). \quad (4)$$

Условная же энтропия для равномерного закона распределения может быть получена из [2]:

$$H\left(\frac{N}{N_i}\right) = \int_{N_i - \Delta}^{N_i + \Delta} \frac{1}{2\Delta} \ln \frac{1}{2\Delta} dN = \ln 2\Delta, \quad (5)$$

где  $\Delta = 1/\delta_{\text{ср}}$  — абсолютная погрешность единичного измерения.

Тогда с учетом (4) и (5) количество информации, зарегистрированное в результате измерения, определим так [2]:

$$q = H(N) - H(N/N_i) = \ln(x_K - x_H)/2\Delta = \ln m. \quad (6)$$

Окончательно число градаций  $m$ , различаемое в любой полосе погрешностей, найдем, применив ранее полученные соотношения (2) и (3):

$$m = \frac{x_K - x_H}{2\Delta} = \frac{1}{2K} \int_{x_H}^{x_K} \delta(N_i) dN. \quad (7)$$

Таким образом, мы получили выражение, отличающееся от известных формул по определению градаций достаточной простотой. В соответствии с (7) чем больше площадь, ограниченная кривой относительной среднеквадратичной ошибки  $\delta(N_i)$ , тем больше  $m$ . Шумы светоприемника, его "мертвое" время (в случае ФЭУ и диссектора) уменьшают динамический диапазон прибора, а значит, и уменьшают площадь, ограниченную кривой  $\delta(N_i)$ , что ведет к уменьшению  $m$ . Таким образом, чтобы определить  $m$ , необходимо отыскать математическое выражение для  $\delta(N_i)$  с учетом интересных экспериментатора факторов и проинтегрировать его. Затем найти определенный интеграл, взяв вместо  $x_H$  и  $x_K$  верхнюю и нижнюю границу интересующего динамического диапазона, и получить  $m$ .

Приведем несколько примеров определения  $m$ . Воспользуемся найденным выражением (7) для определения числа градаций, которое можно было бы зарегистрировать с идеальным приемником света. Для закона Пуассона, которому подчиняются отсчеты на выходе светоприемника, погрешность  $\delta(N_i) = \frac{1}{\sqrt{n_{\text{вх}} t_3}}$ , и тогда

$$m_{\text{и}} = \int_{x_H}^{x_K} \frac{1}{\sqrt{n_{\text{вх}} t_3}} dn_{\text{вх}} (\sqrt{t_3}/K) (\sqrt{x_K - x_H}), \quad (8)$$

где  $n_{\text{вх}}$  — число квантов света в единицу времени, а  $t_3$  — время экспозиции. Если нижняя граница динамического диапазона равна нулю,  $x_H = 0$ , а верхняя  $x_K = n_{\text{вх}}$ , то

$$m_{\text{и}} = (\sqrt{t_3}/K) \sqrt{n_{\text{вх}}}. \quad (9)$$

Отсюда следует, что максимально различимое число градаций равно среднеквадратичному отклонению входной величины. Этот результат вполне закономерен и практически очевиден. Соотношение (9) при  $K = 1$  было получено В.В. Артемьевым [5] и У.К. Вейсманом [6]. Для вывода этого соотношения ими применялась другая методика, которая не позволила обобщить полученный результат на исследование реальных светоприемников. На выходе реального прибора регистрируется  $N_{\text{вых}}$  импульсов за время экспозиции  $t_3$ . Количество зарегистрированных импульсов на фоне собственных шумов  $n_{\text{ш}}$  определяется из [7]:

$$N_{\text{вых}} = (\epsilon_{\lambda} n_{\text{вх}} + n_{\text{ш}}) t_3, \quad (10)$$



где  $\epsilon_\lambda$  — интегральный квантовый выход светочувствительной поверхности. Относительную среднеквадратичную ошибку измерения выходной величины  $N_{\text{вых}}$  найдем при условии, что закон распределения неизвестен, тогда

$$\delta(N_{\text{вых}}) = \frac{1}{\sqrt{(\epsilon_\lambda n_{\text{вх}} + n_{\text{ш}}) t_3}} \quad (11)$$

Здесь нужно подчеркнуть, что соотношение (11) не следует путать с обычно используемой формулой [7] для определения среднеквадратичной ошибки, т.е.  $\delta(N_{\text{вх}})$ . Подставив  $\delta(N_{\text{вых}})$  в (7) и проинтегрировав, окончательно получим при  $x_{\text{н}} = 0$  и  $x_{\text{к}} = n_{\text{вх}}$

$$m_{\text{ш}} = \frac{\sqrt{t_3}}{K} (\sqrt{\epsilon_\lambda n_{\text{вх}} + n_{\text{ш}}} - \sqrt{n_{\text{ш}}}) \quad (12)$$

Когда используется ПЗС-матрица, у которой существуют только шумы считывания, то в (10) и (11)  $n_{\text{ш}}$  не зависит от  $t_3$ . В этом случае число градаций  $m_{\text{м}}$  для такой матрицы определяется из

$$m_{\text{м}} = \frac{1}{K} (\sqrt{t_3 \epsilon_\lambda n_{\text{вх}} + n_{\text{ш}}} - \sqrt{n_{\text{ш}}})$$

Для примера, приведенного на рис. 1 и в соответствии с (12), число градаций уменьшилось с  $m_{\text{н}} = 7,8$  до  $m_{\text{ш}} = 5,3$  при уровне шума  $n_{\text{ш}} = 50$  имп/с  $\epsilon_\lambda = 1$  в динамическом диапазоне от  $x_{\text{к}} = 121$  до  $x_{\text{н}} = 10$ .

Используя соотношение (12) для определения градаций на уровне шума, легко можно найти информационный порог чувствительности прибора. Определим его как число фотонов, необходимых для передачи первой градации, т.е. когда  $m = 1$ . Решив уравнение (12) относительно  $n_{\text{вх}}$ , найдем число фотонов на входе светоприемника, при котором на выходе можно получить сигнал, т.е. различить одну первую градацию:

$$n_{\text{п}} = \frac{K}{\epsilon_\lambda t_3} (K + 2\sqrt{n_{\text{ш}} t_3}) \quad (13)$$

Если определить ошибку и отношение сигнал/шум для числа фотонов, равного информационному порогу чувствительности, то они соответственно равны  $\delta(N_{\text{вх}}) \geq 70\%$ ,  $R \leq 1,41$ . Информационный порог чувствительности представлен на рис. 3 для  $\epsilon_\lambda = 0,2$  и  $\epsilon_\lambda = 0,4$  при  $t_3 = 1$  и  $K = 1$ . Для ПЗС-матрицы, установленной на ЗТШ с  $n_{\text{ш}} = 12$  электронов он равен 20 фотон/с-элемент. Применение ПЗС-матрицы с  $n_{\text{ш}} = 180$  электронов для достижения того же порога требует увеличения экспозиции в 12 раз. Таким образом, с помощью полученного соотношения (13) всегда можно сравнить приборы по своей предельной обнаружительной способности. Из рис. 3 видно, что диссектор имеет весьма низкий порог  $n_{\text{п}}$  из-за того, что у него собственные шумы очень маленькие (0,1 имп/с-элемент). Такие количественные оценки приборов могут быть весьма эффективны и при отборе нескольких экземпляров светоприемников из некоторого их числа.

Основной недостаток измерительной аппаратуры, работающей по методу счета фотонов, заключается в наличии просчетов импульсов, возникающих из-за конечного времени разрешения аппаратуры  $\tau$  ("мертвое" время). С учетом  $\tau$  число зарегистрированных импульсов на выходе аппаратуры равно

$$N_{\text{вых}} = t_3 (\epsilon_\lambda n_{\text{вх}} + n_{\text{ш}}) [1 - \tau (\epsilon_\lambda n_{\text{вх}} + n_{\text{ш}})] \quad (14)$$

а относительную среднеквадратичную ошибку найдем из соотношения

$$\delta_0 = \frac{1}{\sqrt{t_3 (\epsilon_\lambda n_{\text{вх}} + n_{\text{ш}})}} - \frac{\tau (\sqrt{\epsilon_\lambda n_{\text{вх}} + n_{\text{ш}}})}{[1 - \tau (\epsilon_\lambda n_{\text{вх}} + n_{\text{ш}})] \sqrt{t_3}} \quad (15)$$



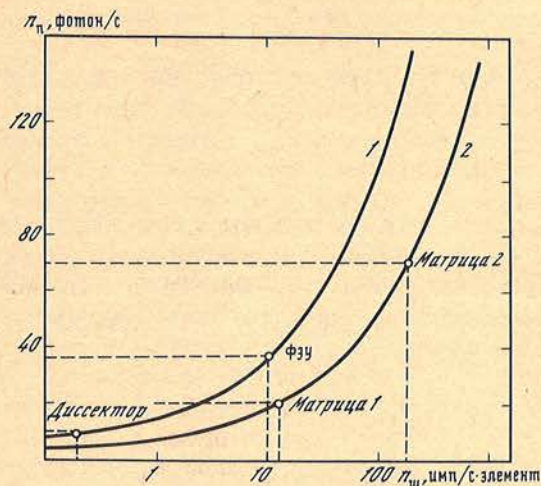


Рис. 3. Информационный порог чувствительности  $n_n$  для двух значений квантовой эффективности  $\epsilon_\lambda = 0,2$  (1) и  $\epsilon_\lambda = 0,4$  (2)

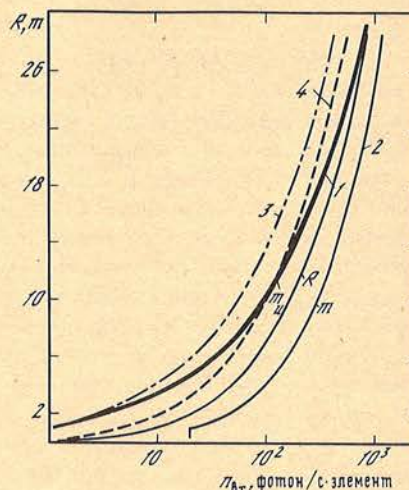


Рис. 4. Зависимость числа градаций  $m$  (кривые 1-4 и  $m_u$ ) и отношения сигнал/шум  $R$  (кривые 1 и  $R$ ) от величины входного светового потока

Зависимости  $R$  и  $m$  рассчитаны для уровня шума  $n_{ш} = 100$  имп/с, 1 — при отсутствии шумов. Число градаций (кривая 4) рассчитано при уровне шума, равном 20 имп/с

Здесь уменьшение  $\delta_0$  происходит за счет того, что  $n_{вх}$  увеличивается, а рост  $n_{вх}$  ограничивает  $\tau$ . Число градаций  $m_0$  определим по предложенной нами методике расчета, используя выражения (7) и (15):

$$m_0 = \frac{2\sqrt{t_3}}{K} \left\{ \sqrt{\epsilon_\lambda n_{вх} - n_{ш}} - \sqrt{n_{ш}} + \frac{1}{4\sqrt{\tau}} \ln \frac{[1 - \sqrt{\tau}(\epsilon_\lambda n_{вх} + n_{ш})] (1 + \sqrt{\tau n_{вх}})}{[1 + \sqrt{\tau}(\epsilon_\lambda n_{вх} + n_{ш})] (1 - \sqrt{\tau n_{вх}})} \right\}. \quad (16)$$

Полученные соотношения (12) и (16) позволяют определить  $m_0$  в зависимости от пяти параметров. В области небольших интенсивностей, где влияние  $\tau$  очень мало, численно  $m_{ш}$  равно  $m_0$ .

Прежде чем указать на преимущества предлагаемой методики оценки фотоприемников, рассмотрим основные отличия от ранее используемых формул. На рис. 4 приведено число градаций, рассчитанное по (9) и (12), при  $\epsilon_\lambda = 1$ ,  $K = 1$ ,  $t_3 = 1$  и  $n_{ш} = 100$  имп/с (кривые 1, 2). Из анализа этих графиков видно, что с ростом  $n_{вх}$  число градаций приближается к идеальному. Это связано с тем, что при маленьких входных интенсивностях влияние шума велико, а затем сводится практически к нулю.

Идеальное число градаций, рассчитанное по формулам, используемым С.В. Гуревичем [8], Б.О. Карапетяном и В.С. Осканяном [9], Р. Калитисом и Д.Л. Ралисом [10] и другими, представлено кривой 3. В начале диапазона оно мало отличается от числа градаций, рассчитанных по нашим формулам, а с ростом  $n_{вх}$  это отличие составляет 1,41 раза. Это различие связано с тем, что полоса погрешностей у этих авторов определяется величиной  $\pm K\sigma/\sqrt{2}$  [8]. Но в соответствии с теорией П.В. Новицкого [2] полосы погрешностей с точки зрения правильного учета дезинформационного действия помех должны соответствовать  $\pm K\sigma$ . То же самое относится и к числу градаций, определенному в полосе погрешностей с шумами (кривая 4) [9]. Таким образом, соотношения (9), (12) и (16) более точно описывают процесс измерения световых потоков ввиду большего приближения к реальной полосе и,



главное, позволяют учитывать погрешности измерений при любом законе распределения.

Интересно сравнить такую широко применяемую характеристику, как отношение сигнала к шуму  $-R, с m$  (см. рис. 4). В нашем случае, при отсутствии шума максимально достижимое число градаций  $m_n$  полностью совпадает с  $R_n$  (кривая 1), так как при отсутствии  $n_{ш}$  выражение для  $R_n$  и  $m_n$  одинаковы. При одинаковом уровне шума  $n_{ш} = 100$  имп/с и  $K = 1$  в начале диапазона отношение сигнала к шуму (кривая 2) меньше, чем число градаций (кривая 1) примерно в 2 раза, но в дальнейшем приближается к  $m$ . Это означает, что в области наиболее сильного влияния шумов отношение сигнал/шум численно примерно в 1,5–2 раза ниже, чем число градаций. Таким образом, такая характеристика, как отношение сигнала к шуму практически совпадает с числом градаций, рассчитанным по формуле (12), учитывающей только  $n_{ш}$ . Хотя совпадение  $R$  и  $m$  чисто условное, тем не менее это обстоятельство позволяет широко использовать вместо  $R$  и  $R_n$  число градаций, но при этом учитывать не только  $n_{ш}$ , но и другие факторы.

Рассмотрим для примера одну из множества информационных характеристик — информационный коэффициент полезного действия  $\eta$  [2]. Информационный КПД — это наглядный относительный показатель, пригодный для сравнения самых разнообразных измерений независимо от принципа действия прибора:

$$\eta_n = \lg m / \lg m_n. \quad (17)$$

Таким образом, информационный КПД характеризует количество информации, реально получаемой в результате измерений ( $\lg m$ ), к предельно возможному количеству информации ( $\lg m_n$ ). На рис. 5 представлен  $\eta_n$  для ПЗС-матрицы при различном уровне шума, квантовой эффективности и времени накопления. Максимально достижимое значение информационного КПД, равное 94% (кривая 1), ставит матрицу в ряд самых эффективных измерительных приборов. Для ФЭУ и диссектора максимальный  $\eta_n$  равен 88%. Из рис. 5 видно, что значительные уровни шума ( $n_{ш} = 100$  электрон/с.элемент, кривая 4) больше влияют на информационный КПД матрицы, чем более низкая эффективность (кривая 3). Если ПЗС-матрица не имеет других шумов, кроме шумов считывания, то ее эффективность значительно повышается. Это видно из сравнения матрицы рис. 5, шумы которой зависят от  $t_3$  (кривая 2), и другого типа матрицы, шумы которой зависят от времени экспозиции (штриховая кривая).

Для сравнения фотоприемников вне зависимости от времени экспозиции и коэффициента  $K$  введем некоторую характеристику (градационный критерий), равную

$$\Gamma_K = (m/m_n)^2. \quad (18)$$

Определенная таким образом величина  $\Gamma_K$  позволяет сравнивать реально достижимое число градаций различаемых светоприемников по сравнению с максимально возможным и равным 1. Рассмотрим основное отличие  $\Gamma_K$  от ДКВ (действующий квантовый выход), определяемое как квадрат отношений сигнала к шуму на входе и выходе прибора. Численно в области малых интенсивностей ДКВ дает большее значение, чем  $\Gamma_K$ . В области же больших потоков и без учета влияния  $\tau$  эти характеристики практически совпадают. В целом характеристики ДКВ и градационный критерий не исключают друг друга, а, наоборот, дополняют. Наиболее часто ДКВ используется при сравнительной оценке приборов тогда, когда известны только величины отношения сигнала к шуму на входе и выходе.

Градационный критерий требует знания о фотоприемнике больших данных, и поэтому его целесообразно использовать при отборе различных экземпляров фотоприемников, для сравнительной оценки информационных свойств приборов и в других случаях.

На рис. 6 представлен градационный критерий для нескольких светоприемников, характеризующий чувствительность одного элемента разложения (щель перед ФЭУ, один элемент в диссекторе и ПЗС-матрице). Если ФЭУ и диссектор используются



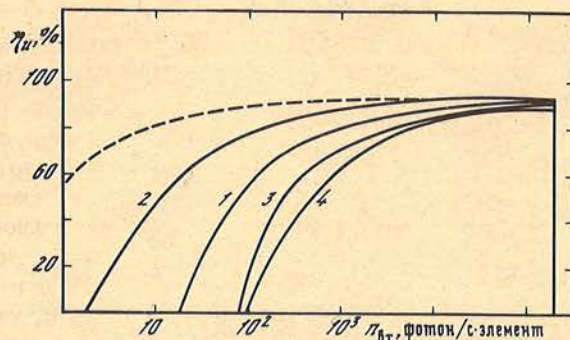


Рис. 5. Информационный коэффициент полезного действия для ПЗС-матрицы при различных параметрах

- 1 -  $\epsilon_\lambda = 0,4$ ,  $n_{\text{ш}} = 12$ ,  $t_3 = 1$  с;  
 2 -  $\epsilon_\lambda = 0,4$ ,  $n_{\text{ш}} = 12$ ,  $t_3 = 100$  с;  
 3 -  $\epsilon_\lambda = 0,3$ ,  $n_{\text{ш}} = 12$ ,  $t_3 = 1$  с;  
 4 -  $\epsilon_\lambda = 0,4$ ,  $n_{\text{ш}} = 300$ ,  $t_3 = 1$  с (штриховая кривая для  $n_M$ )

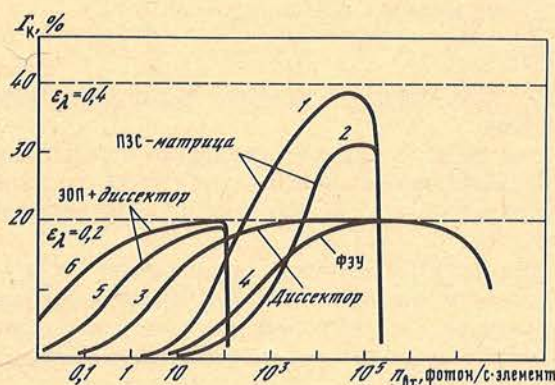


Рис. 6. Градационный критерий в зависимости от падающего светового потока  
 Кривая 1 - при  $n_{\text{ш}} = 12$  электронов, 2 -  $n_{\text{ш}} = 180$  электронов, диссектора - при  $n_{\text{ш}} = 0,1$  имп/с (3);  
 ФЭУ - при  $n_{\text{ш}} = 10$  имп/с (4) и гибридного прибора ЭОП с диссектором при  $n_{\text{ш}} = 0,01$  имп/с (5);  
 $n_{\text{ш}} = 0,001$  имп/с (6)

с импульсным усилителем с временем разрешения  $\tau = 50$  нс, то, как следует из расчетов, до интенсивностей  $10^6$  фотон/с.элемент  $\Gamma_K$  еще близок к  $\epsilon_\lambda$ , а затем сильно падает. В этом случае динамический диапазон диссектора, сочлененного с однокаскадным ЭОП (кривая 2), примерно в 100 раз больше, чем у ФЭУ. Это достигается за счет низкого уровня шума у диссектора (порядка 0,1 имп/с.элемент). Так, например, при наблюдениях профиля  $H_\alpha$  в спектре 28 Суз с диссектором в фокусе куде 2,6 м телескопа за 5 мин в континууме в среднем накапливается 3500 импульсов [12].

ПЗС-матрица, установленная на ЗТШ с шумами переноса 12 электронов и с  $\epsilon_\lambda = 0,4$  в динамическом диапазоне от 100 до  $2 \cdot 10^5$  фотон/с.элемент имеет  $\Gamma_K$  от 15 до 38%, т.е. это самый эффективный светоприемник, известный до сих пор. При тех же данных, но с шумами в 180 электронов ПЗС-матрица уже имеет от 2,5 до 33%. Видно, что шумы оказывают очень сильное влияние. Для системы, реализующей счет фотонов, т.е. когда диссектор состыкован с трехкаскадным ЭОП,  $\Gamma_K$  не превышает  $\epsilon_\lambda$  фотокатода ЭОП (см. рис. 6). Динамический диапазон сдвинут в область очень малых интенсивностей, но ограничен сверху. Это ограничение определяется, во-первых, быстродействием применяемой ЭВМ, а во-вторых, временем по-



Таблица 1

Фотоприемник	$n_{вх}$ , тах, фотон/элемент	$m_{ср}$	Число элементов	$H$ при $n=1$ бит/элемент	$H$ , бит
ФЭУ	$4 \cdot 10^6$	879	1	9,78	9,78
Диссектор	$4 \cdot 10^6$	882	$250 \times 60$	9,78	9,78
ЭОП + диссектор	$5 \cdot 10^5$	199	$250 \times 60$	7,64	$5,7 \cdot 10^4$
ПЗС-матрица	$2 \cdot 10^5$	270	$385 \times 576$	8,08	$1,8 \cdot 10^6$

слесвечения люминофора ЭОП. Поэтому использование данных приборов может быть только для наблюдения очень слабых объектов.

Все приведенные расчеты проводились для одноэлементных фотоприемников с помощью полученных соотношений (12) и (16), проведем некоторые оценки двумерных приемников излучения. Представляется интересным определить максимально возможное количество информации (информационную емкость) [11] различных приборов. Предположим, что в среднем число градаций  $m_{ср}$  для всех ячеек матрицы одинаково. Такое же  $m_{ср}$  можно найти и для диссектора. Тогда информационная емкость  $H$  двумерного фотоприемника определяется из

$$H = n \cdot \lg_2 m_{ср}, \text{ бит}, \quad (19)$$

где  $n$  — число ячеек в ПЗС-матрице или общее число независимых положений щели на фотокатоде диссектора.

В таблице приведены расчеты информационной емкости  $H$  для ФЭУ и диссектора при  $\epsilon_\lambda = 0,2$ ,  $\tau = 50$  нс и темновых токов 10 имп/с на элемент и 0,1 имп/с на элемент соответственно. Число градаций у ПЗС-матрицы определялось при условии  $\epsilon_\lambda = 0,4$ , а  $n_{ш} = 12$  электронов.

Из таблицы видно, что ПЗС-матрица максимально может дать примерно в 200 тыс. раз больше бит информации, чем ФЭУ. Применение диссектора без буферного ЭОП менее эффективно, но при стыковке с однокаскадным ЭОП [12] и использовании послесвечения на 50% дают уже выигрыш в информационной емкости почти в  $10^4$  раз.

В заключение отметим, что предложена новая методика определения эффективности приемников излучения, основанная на аппарате теории информации и математической статистики. Она позволяет более эффективно, чем до этого было известно, определять количество информации, реально регистрируемое фотоприемником, при любых погрешностях с произвольным законом распределения. Это обстоятельство, а также полученные соотношения дают возможность проводить как априорные оценки разрабатываемых астрофизических приборов, так и апостериорно оценивать результаты наблюдений. В последние годы особенно возрос интерес к таким оценкам в связи с использованием ЭВМ при проведении наблюдений, когда знание количества информации на входе приемника изображения становится необходимым.

Автор искренне признателен Б.О. Карапетяну и Р. Калитису за очень ценное обсуждение проблемы градационного критерия.

Апрель 1987 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Телевизионная астрономия / Под ред. В.Б. Никонова. М.: Наука, 1984. 272 с.
2. Новицкий П.В. Основы информационной теории измерительных устройств. М.: Энергия, 1968. 248 с.
3. Бриллюэн Л. Научная неопределенность и информация. М.: Мир, 1966. 271 с.
4. Шеннон К. Работы по теории информации и кибернетики. М.: Изд-во иностр. лит., 1963. 830 с.
5. Артемьев В.В. Применение информации для характеристик радиометрической аппаратуры // ПТЭ. 1962. № 5.



6. Вейсман У.К. О путях повышения точности фотоэлектрического измерения блеска звезд // Публ. Тартус. астрофиз. обс. 1971. Т. 39.
7. Методы исследования переменных звезд / Под ред. В.Б. Никонова. М.: Наука, 1974. 334 с.
8. Гуревич С.Б. Эффективность и чувствительность телевизионных систем. М.: Энергия, 1964. 344 с.
9. Карапетян Б.О., Осканян В.С. Определение числа градаций сигнала при наличии аддитивных помех // Опт.-мех. пром-сть. 1976. № 11.
10. Калитис Р., Ралис Д.Н. Информационный критерий качества фотоприемников, работающих в режиме счета фотонов // Бюл. Вильнюс. обс. 1978. № 48.
11. Карапетян Б.О., Осканян В.С. Информационные критерии оценки эффективности астрофизических наблюдений // Докл. АН АрмССР. 1978. Т. XVII, № 5.
12. Букач А.Б., Ильин И.В., Тарасов А.Г., Щербаков А.Г. Спектрометр на базе диссектора с ЭОП // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1987. Т. 76. С. 192.
13. Букач А.Б., Границкий Л.В., Букач Н.И. К вопросу об определении числа градаций, различаемых ИИС. – Деп. в ВИНТИ. 1981. № 17. 29 с.