

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

---

ИЗВЕСТИЯ  
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XL



---

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА — 1969

---

Редакционная коллегия:

Академик *А. Б. Сесерный* (ответственный редактор),  
член-корр. АН СССР *Э. Р. Муштаев*, доктор физ.-матем. наук *В. Б. Николов*,  
канд. физ.-мат. наук *П. П. Добропрасин* (заместитель ответственного редактора),  
канд. физ.-матем. наук *Л. С. Галкин* (ответственный секретарь)

НАБЛЮДЕНИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ 3С 273  
и 3С 279 НА ВОЛНЕ 8 мм

В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев

На волне 8,15 мм измерены плотности потоков радиоизлучения источников 3С 273  $[(58 \pm 3) \cdot 10^{-26} \text{ см/м}^2 \cdot \text{гц}]$  и 3С 279  $[(31 \pm 7) \cdot 10^{-26} \text{ см/м}^2 \cdot \text{гц}]$ . Наблюдения производились в октябре — ноябре 1967 г. на 22-метровом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

Сопоставление данных об излучении источника 3С 273, полученных в апреле 1965 г. [6] и октябре 1967 г., показывает, что плотность потока увеличилась примерно в 1,5 раза.

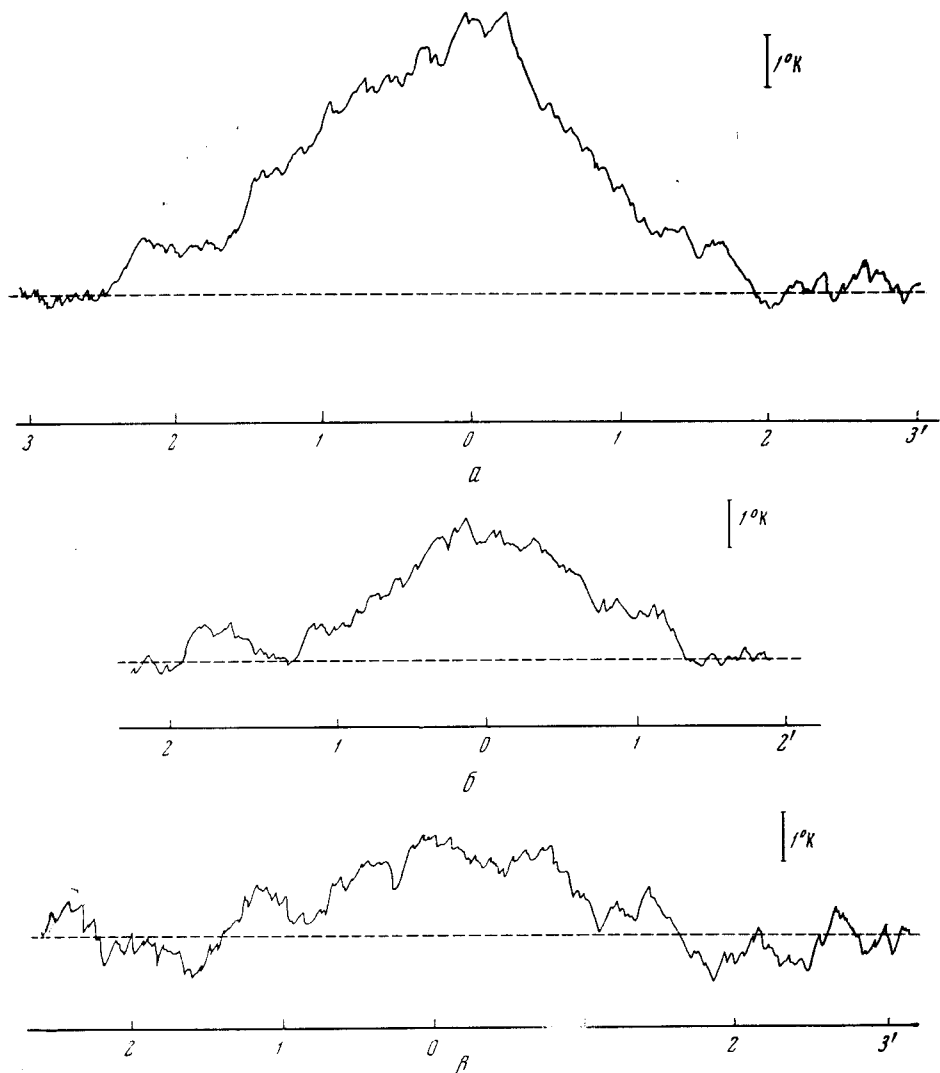
OBSERVATIONS OF RADIO EMISSION OF THE SOURCES 3C 273 and 3C 279 AT 8 mm, by *W. A. Efanov, I. G. Moiseev*. — The observations of the quasars 3C 273 and 3C 279 at 8 mm were carried out with the 22-meter radiotelescope of the Crimean Astrophysical Observatory in October — November 1967.

The flux density for the quasar 3C 273 is found to be  $58 \pm 3$  flux units and that of the quasar 3C 279 is  $31 \pm 7$ . During the period from April 1965 (Data from [6] are used for comparison) to October 1967 the flux density of the quasar 3C 273 increased by more than a factor of 1.5.

Дискретные радиоисточники 3С 273 и 3С 279, отождествленные с квазизвездными объектами, отличаются сложным спектром радиоизлучения, причем на некоторых длинах волн замечены значительные изменения потока во времени [1]. Особенно сильные колебания потока отмечены на волнах 2 см [2], 1,8 см [3], 3,4 мм [4] и 1 мм [5]. Однако в сравнительно широком интервале длин волн (от 1,8 см до 3,4 мм) источник 3С 279, насколько нам известно, не наблюдался, а для 3С 273 в литературе имеются данные о наблюдениях на волне 8 мм только в один период — в апреле 1965 г. [6], что недостаточно для суждения о его переменности на этой волне.

В октябре 1967 г. были начаты наблюдения этих радиоисточников на волне 8,15 мм на 22-метровом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Для наблюдений использовался радиометр модуляционного типа с шумовой температурой  $T_{\text{ш}} = 6000^\circ \text{ К}$ , полосой пропускания  $\Delta f = 30 \text{ Мгц}$  и флуктуационным порогом чувствительности  $2^\circ \text{ К}$  при  $\tau = 1^{\text{с}}$  [7].

С целью уменьшения влияния флуктуаций атмосферы применялся метод «диаграммной модуляции», для чего в фокальной плоскости антенны был расположен второй облучатель (опорный канал) [8]. Разнос между осями двух диаграмм направленности (основной и опорной) составлял  $7'$ . Паразитный сигнал, обусловленный некоторой асимметричностью двухтактного модулятора и неравенством потерь по основному и опорному каналам, устранялся включением генератора шума через направленный ответвитель в тракт основного канала. Это значительно повысило стабильность нуля радиометра.

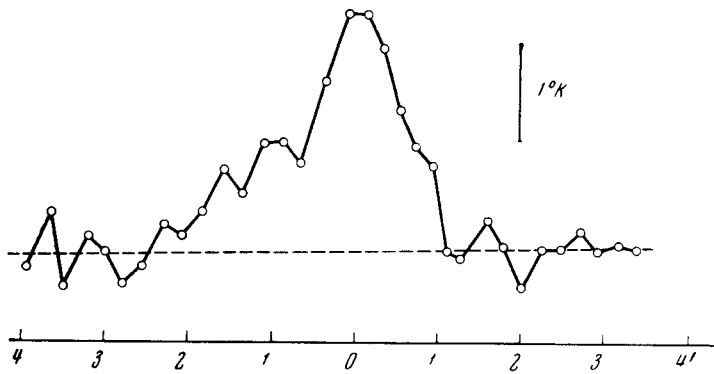


Фиг. 1. Запись единичного прохождения радиотелескопа  
 а — через Юпитер 27.X 1967 г.; б — через ЗС 273 27.X 1967 г.; в — через ЗС 279 15.XI 1967 г.;  
 при  $\tau = 64^s$

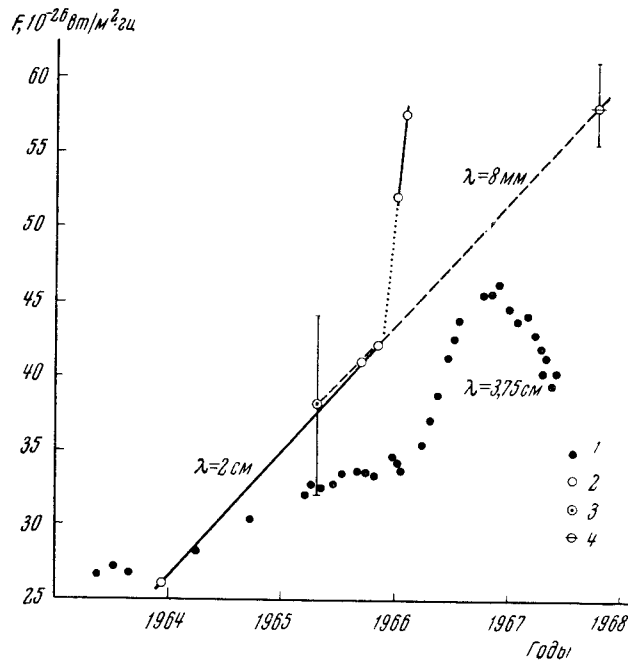
Сигнал на выходе радиометра регистрировался самописцем типа ЭПИ-09 при постоянной времени  $\tau = 64^s$ . Юстировка антенны и снятие ее основных параметров производились по наблюдениям радиоизлучения планет Венера и Юпитер, антенная температура от которых составляла приблизительно 23 и  $5,5^\circ \text{K}$  соответственно. Ширина диаграммы направленности, определенная из ряда наблюдений, была  $1',6$  в  $H$ -плоскости и  $1',7$  в  $E$ -плоскости. В качестве облучателя антенны использовался открытый конец волновода. Поток от радиоисточников находились сравнением их с потоком излучения от Юпитера, яркостная температура которого принималась равной  $144^\circ \text{K}$  [9]. Радиоисточники (эталонный и исследуемые) наблюдались путем сканирования их радиотелескопом по прямому восхождению  $\alpha$  и склонению  $\delta$ . Сканирование исследуемых источников осуществлялось по координатам  $\alpha_{1950} = 12^h 23^m 33^s,2$ ,  $\delta_{1950} = 02^\circ 19' 35''$  для ЗС 273 и  $\alpha_{1950} = 12^h 53^m 35^s$ ,  $\delta_{1950} = -15^\circ 31' 15''$  для ЗС 279 [10].

Для уменьшения влияния инерционности интегрирующего устройства радиометра были выбраны скорости сканирования: по  $\alpha$  —  $0,035^s/\text{сек}$ ,





Фиг. 2. Результат усреднения записей радиоизлучения источника 3С 279



Фиг. 3. Изменение плотности потока радиоизлучения источника 3С 273 во времени на волнах 3,75 и 2 см и 8 мм  
1 — данные работы [12]; 2 — [2], 3 — [6], 4 — настоящая работа ;

по  $\delta = 0,5'' / \text{сек}$ , что обеспечивается системой наведения радиотелескопа [11]. Запаздывание максимума и его уменьшение в зависимости от  $\tau$  и скорости сканирования проверялись экспериментально по записям радиоизлучения Юпитера и Венеры и для выбранного режима наблюдений оказались равными 25<sup>с</sup> и 17% соответственно, что учитывалось при обработке. Калибровка по Юпитеру производилась периодически во время цикла наблюдений. Поправка на поглощение из-за различия в зенитных расстояниях в разные моменты наблюдений радиоисточников 3С 273, 3С 279 и Юпитера вводилась для стандартной модели земной атмосферы с учетом замеряемой во время наблюдений влажности воздуха у поверхности Земли. Пример записи единичного прохождения Юпитера радиотелескопом приведен на фиг. 1, а. Наличие радиоизлучения от исследуемых источников 3С 273 и 3С 279 также отчетливо заметно при единичном прохождении. Такие записи для источников 3С 273 и 3С 279 показаны на фиг. 1, б, в.

Для уверенности в том, что сканирование источников осуществлялось по их действительному местоположению, в начале наблюдений путем усреднения нескольких записей уточнялась одна из координат (например,  $\delta$ ), а затем сканирование проводилось по другой координате при уточненной первой. Таким образом исключались систематические ошибки системы наведения, а также ошибки, связанные с неточностью юстировки электрической оси антенны.

С целью повышения точности определения потоков излучения проведено усреднение записей исследуемых источников. На фиг. 2 приведен результат усреднения семи записей источника ЗС 279, полученных 15 и 16.XI 1967 г. Плотность потока излучения источника, определенная по этим записям, оказалась равной  $(31 \pm 7) \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ . Для выяснения переменности его излучения на этой волне необходимы дальнейшие наблюдения.

В результате усреднения пяти записей (за 26 и 27.X 1967 г.) источника ЗС 273 плотность потока его излучения оказалась равной  $(58 \pm 3) \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ . Сравнивая полученное нами значение плотности потока с измерениями, проведенными в апреле 1965 г. В. Костенко и Л. Матвеевко [6] (они получили плотность потока излучения от ЗС 273, равную  $(38 \pm 6) \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ ), можно видеть, что поток за период между этими наблюдениями увеличился почти в 1,5 раза.

Известно, что радиоисточник ЗС 273 состоит из двух компонент — А и В, причем компонента В, отождествленная с квазизвездным объектом, имеет плоский спектр на сантиметровых волнах [1]. Согласно результатам работы [6], спектр остается плоским вплоть до волны 8 мм. Поэтому представляет интерес сравнить характер изменения плотности потока излучения ЗС 273 на волне 8 мм с изменением его излучения на волнах 2 и 3,75 см, где есть данные за большой промежуток времени. На фиг. 3 приведены кривые изменения во времени плотности потока излучения ЗС 273 на этих волнах. Для построения графика на волне 3,75 см использованы данные наблюдений на 85-футовом радиотелескопе Мичиганского университета, приведенные в [12]; график изменения плотности потока на волне 2 см взят из работы К. Паулини-Тоз и К. Келлермана [2]; данные о плотности излучения потока на волне 8 мм за апрель 1965 г. привлечены из [6]. Полученное нами значение плотности потока излучения на волне 8 мм в октябре 1967 г. показывает, что излучение ЗС 273 возрастало за период с апреля 1965 г. по октябрь 1967 г. таким же образом, как оно увеличивалось на волне 2 см в период с 1963 г. по 1965 г. Отсутствие систематических наблюдений на волне 8 мм не дает возможности более детально судить о характере изменения излучения за этот период, в который, например, на волне 3,75 см, как это видно из графика, произошло резкое, но сравнительно кратковременное увеличение плотности потока излучения ЗС 273, которое могло произойти и на волне 8 мм.

13 декабря 1967 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. К. I. Kellerman. *Astrophys. J.*, 1966, **146**, N 3, 621.
2. К. Pauliny-Toth, К. I. Kellerman. *Astrophys. J.*, 1966, **146**, N 3, 621.
3. W. Dent, F. Haddock. *Nature*, 1965, 295, 487.
4. E. Epstein. *Astrophys. J.*, 1965, **142**, 1285.
5. F. J. Low. *Astrophys. J.*, 1965, **142**, 1287.
6. В. Н. Костенко, Л. П. Матвеевко. *Астрон. ж.*, 1966, **43**, 2.
7. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1958, **38**, 149.
8. И. Г. Моисеев. *Изв. вузов. Радиофизика*, 1958, **1**, № 3.
9. D. Thornton, W. Welch. *Icarus*, 1963, **2**, № 3, 228.
10. G. Day, A. Shimmins. R. Ekers, D. Cole. *Austral. J. Phys.*, 1966, **19**, 35.
11. В. Н. Иванов, И. Г. Моисеев, Ю. Г. Мошин. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1968, **38**, 141.
12. L. C. Green. *Sky and Telescope*, 1967, **34**, № 2, 84.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВСПЫШЕК  
ЗВЕЗД ТИПА UV Cet

*Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов*

Проведен статистический анализ свыше 90 фотоэлектрических световых кривых вспышек звезд типа UV Cet, зарегистрированных разными наблюдателями.

Подтверждена переменность вспышечной активности этих звезд (табл. 2). Составлена сводка фотометрических данных для большинства указанных событий (табл. 3): амплитуды в максимуме блеска, количество излученной энергии за время вспышки и скорость увеличения мощности излучения перед максимумом, продолжительность возгорания и продолжительность затухания вспышек, отношение скорости нарастания блеска вспышки к скорости его убывания вблизи максимума, особенности световых кривых.

Энергия излучения за время одной вспышки в синей области спектра составляет  $3 \cdot 10^{31 \pm 2}$  эрг, причем больше половины вспышек излучают  $10^{31 \pm 1}$  эрг. Характерные скорости увеличения мощности вспышки  $10^{27} - 3 \cdot 10^{28}$  эрг/сек<sup>2</sup>. Обнаружена слабая зависимость энергии излучения и скорости увеличения мощности вспышки от светимости звезды: чем ярче звезда, тем в среднем более мощные и более медленные вспышки происходят на ней. Для половины вспышек время возгорания составляет 10—30 сек и для 90% вспышек равно 3—100 сек. Время затухания вспышек в 10—100 раз превышает время возгорания; однако скорость увеличения блеска вспышки непосредственно перед максимумом, как правило, лишь в 2—3 раза превышает скорость убывания блеска непосредственно после максимума. Вторичные максимумы блеска сильных вспышек проходят обычно через 6—10 мин после главных максимумов. Излучение зарегистрированных вспышек составляет 0,1—1% энергии излучения спокойной звезды. Кратко обсуждаются различные критерии вспышечной активности звезд типа UV Cet.

STATISTICAL CHARACTERISTICS OF FLARES OF UV CET-TYPE STARS, by R. E. Gersberg and P. F. Chugainov. — The statistical analysis of more than 90 photoelectric light curves of the flares of UV Cet-type stars recorded by different observers has been carried out.

The time changes of the flare activity of these stars have been confirmed (table 2). The summary of the following photometric data for considered flares is made (table 3): amplitudes at maximum light, energies radiated during the flare, rates of increase of energy output before the maximum, times of flare growth and flare decay, ratios of the rate of flare growth to that of flare decay near the maximum of flare, some properties of the light curves. The energy radiated by a flare in the blue region is equal to  $3 \times 10^{31 \pm 2}$  ergs and more than half of flares considered radiate  $10^{31 \pm 1}$  ergs. The characteristic rates of increase of energy output of flares are found to be  $10^{27} - 3 \times 10^{28}$  ergs/sec<sup>2</sup>. A weak dependence of the energy of flare and the rate of increase of energy output before the maximum on the luminosity of the UV Cet-type star is revealed: the brighter the star, the greater are mean energy and duration of the flare occurring on the star. The time of flare growth is 10 - 30 sec for the half of flares and is 3 - 100 sec for 90% of flares. The time of flare decay is 10 - 100 times as large as that of flare growth, but, as a rule, the rate of increase of energy output just before the maximum is only 2 - 3 times as large as the rate of decrease of energy output immediately after the maximum. Secondary maxima of strong flares usually arise 6-10 minutes later than do the main ones. The recorded flares radiate 0.1 - 1% of the energy of the quiet star radiation. Different criteria of the flare activity are briefly discussed.

Выполненные в последние годы многочисленные фотоэлектрические наблюдения вспышек звезд типа UV Cet позволяют заново оценить

некоторые статистические характеристики этих вспышек. В прежних исследованиях подобного рода Пти [1—4] и Осканян [5, 6] использовали практически только визуальные наблюдения. К сожалению, этот классический метод исследования переменных звезд в приложении к быстрым и большим по амплитуде колебаниям блеска звезд типа UV Cet может давать существенно ошибочные результаты. Это обстоятельство четко обнаруживается, например, при сопоставлении визуальных наблюдений вспышек UV Cet, выполненных осенью 1965 г. группой опытных наблюдателей в Одессе [7], с одновременной фотоэлектрической регистрацией блеска этой звезды, проводившейся одним из нас (П. Ч.) в Крыму. В табл. 1 приведены вспышки UV Cet, происходившие в моменты времени, когда наблюдения велись на обеих обсерваториях. Из данных таблицы следует, что при визуальных наблюдениях многие малые вспышки оказываются пропущенными, а почти все амплитуды всплесков яркости, зарегистрированных визуально, существенно завышены. По-видимому, с последним обстоятельством можно увязать и тот факт, что Осканян [8] оценил визуально амплитуду вспышки UV Cet 25.IX 1952 г.  $\Delta m_{\text{виз}} > 6^m$ , но среди многих десятков вспышек этой звезды, наблюдавшихся за последние 15 лет фотоэлектрически, нет ни одной с  $\Delta m > 3^m$ .

Таблица 1

Дата 1965 г.	У. Т.	$\Delta m_{\text{виз}}$ [7]	$\Delta m_V$ (фотоэлектрические наблюдения в Крыму)	Дата 1965 г.	У. Т.	$\Delta m_{\text{виз}}$ [7]	$\Delta m_V$ (фотоэлектрические наблюдения в Крыму)
19.IX	21 <sup>h</sup> 03 <sup>m</sup>		0,9	26.IX	00 <sup>h</sup> 47 <sup>m</sup>	4,0	$\geq 1,5$
20.IX	00 18	2,1	1,0	28.IX	00 11		0,4
	00 52		0,35		21 09	2,1	1,15
22.IX	22 59		0,4	1.X	21 12	2,3	1,4
23.IX	23 46	1,1	0,65	2.X	21 57		0,4
24.IX	00 32	2,9	1,9		23 54	4,2	1,7

Поскольку систематические расхождения данных визуальных и фотоэлектрических наблюдений могут быть обусловлены различными причинами, не поддающимися точному учету (усталость глаза, эффект Пуркинье, ограниченность диапазона яркостей стандартов фотометрической шкалы в поле зрения), то для получения статистических характеристик вспышек нецелесообразно объединять эти разнородные данные. Поэтому приведенные ниже результаты основаны исключительно на фотоэлектрических наблюдениях.

#### Частота вспышек звезд типа UV Cet

В табл. 2 собраны сведения о вспышечной активности звезд типа UV Cet, полученные в результате специально поставленных патрульных фотоэлектрических наблюдений. При рассмотрении этой таблицы следует иметь в виду, что, во-первых, близкие по времени всплески яркости UV Cet создают некоторую неопределенность при подсчете вспышек, так как не всегда удается отличить вторичный всплеск на нисходящей ветви кривой блеска от новой вспышки (см., например, кривые блеска UV Cet 26.IX 1965 г. [11] и 19.X 1966 г. [12]). Во-вторых, в эту таблицу не включено пять вспышек AD Leo, зарегистрированных в ходе наблюдений, о которых нет исчерпывающих сведений [14, 23—26]. Во всяком случае, все эти наблюдения были непродолжительными — не более нескольких

Таблица 2

Период наблюдений	Телескоп	Спектральная область (тип фильтра)	Общее время пат-рутирования, часы	Число зарегистрированных вспышек	Время патрулирования на одну вспышку, часы	Наблюдатель
UV Ceti						
15.IX—10.XI 1952 г.	12" рефрактор	Без фильтра	94	2	47	Рок [9]
13—19.X 1963 г.	64-см менисковый телескоп	V	25	3	8,4	Чугайнов [10]
29.IX—11.XII 1964 г.	То же	V	47	4	12	»
18.IX—2.X 1965 г.	»	V	70	17	4,1	Чугайнов [10, 11]
10—21.X 1966 г.	70-см рефлектор	H $\beta$	49	12	4,1	Чугайнов [10, 12]
5—22.X 1966 г.	16" рефлектор	V	24	3	8,0	Экстин [13]
30.IX—8.X 1967 г.	64-см менисковый телескоп	V	35	8	4,4	Чугайнов [10]
		$\Sigma$ *	337	47	7,2	
YZ CMi						
1958—1960 гг.	12" рефлектор	CG 3385	88	4	22	Рок [14]
7—17.II 1964 г.	64-см менисковый телескоп	V	19	1	19	Чугайнов [10]
26.II—21.III 1965 г.	То же	V	17	0		»
25.I—20.III 1966 г.	16" рефлектор	B	73	9	8,1	Эндрюс, Преториус [15]
1—17.II 1967 г.	64-см менисковый телескоп	V	49	2	24	Чугайнов [10]
		$\Sigma$	246	16	15	
AD Leo						
18.XII 1960 г. — 11.V 1961 г.	50- и 20-см рефлекторы	U, B	54	1	54	Чугайнов [16]
10.I—6.V 1962 г.	50" и 20-см рефлекторы	U, B	28	2	14	»
21.III—4.VI 1965 г.	64-см менисковый телескоп	B	33	5	6,6	Чугайнов [17]
12.II—8.V 1966 г.	То же	B, H $\beta$	51	1	51	Чугайнов (не опубликовано)
12.II—28.II 1966 г.	13" рефлектор	Без фильтра	34	1	34	Кумсишвили, Абуладзе [18]
19.III—5.IV 1967 г.	70-см рефлектор	H $\beta$	48	0		Чугайнов (не опубликовано)
		$\Sigma$ *	242	10	24	
V1216 Sgr						
26.VI—26.VII 1966 г.	16" и 60" рефлекторы	B	115	10	11	Эндрюс, Экстин, Баглер, Бриерс [19]
12.VII—23.VII 1966 г.	64-см менисковый телескоп	V	20	0		Чугайнов [10]
		$\Sigma$ *	120	10	12	

\* При подсчете величин в этой строке принято во внимание, что наблюдения на двух обсерваториях частично перекрываются.

Таблица 2 (окончание)

Период наблюдений	Телескоп	Спектральный об- ласть (или фильтр)	Общее время пат- рулирования, часы	Число зарегистри- рованных вспышек	Время патрулиро- вания на одну вспышку, часы	Наблюдатель
DO Ser						
17.VIII—19.VIII 1965 г.	64-см меншековий телескоп	<i>B</i>	5	0		Чугайнов
8.VIII—26.IX 1966 г.	То же	$H_{\beta}$	33	0		Чугайнов
		$\Sigma$	38	0	>38	
EV Lac						
27.VI—24.XI 1960 г.	20-см рефлектор	<i>B, V</i>	113	4	28	Чугайнов [20]
15.VI—6.XI 1961 г.	То же	<i>B</i>	236	6	39	Чугайнов [21]
6.VI—30.IX 1962 г.	20-см рефлектор, 64-см меншековий телескоп	<i>B, V</i>	159	4	40	Чугайнов [16]
11.VI—23.IX 1963 г.	64-см меншековий телескоп	<i>B, V</i>	100	1	100	»
1.VIII—13.VIII 1964 г.	То же	<i>V</i>	27	0		»
11.VI—5.X 1965 г.	»	$H_{\beta}$	97	2	47	Чугайнов (не опубликовано)
		$\Sigma$	732	17	43	
EQ Peg						
1954 г.	12" рефрактор		27	1	27	Рок [22]

часов каждое, так что с учетом пяти событий среднее время патрулирования на одну вспышку AD Leo несколько уменьшилось бы. Несмотря на эти неопределенности, данные табл. 2 качественно подтверждают известный факт: средняя вспышечная активность звезд типа UV Cet, определяемая как средняя длительность патрулирования на одну вспышку, заметно отличается от звезды к звезде.

Данные табл. 2 свидетельствуют также о переменности вспышечной активности звезд типа UV Cet. Однако при количественных оценках этого эффекта следует иметь в виду два осложняющих дело обстоятельства. Во-первых, различия в проникающей силе использованных телескопов могут приводить к какому-то изменению вспышечной активности звезд. Так, при наблюдениях UV Cet в 1952 г. на 12" рефракторе на одну вспышку пришлось 47 час. патрулирования, а при наблюдениях той же звезды в 1966 г. на 70-см рефлекторе с узкополосным фильтром, центрированным на линию  $H_{\beta}$ , на каждую вспышку пришлось только 4,4 часа патрулирования. Но это увеличение числа зарегистрированных вспышек нельзя объяснить только тем, что, когда наблюдения ведутся в свете линии  $H_{\beta}$ , возрастает вероятность обнаружения слабых вспышек. Действительно, наблюдения в 1966 г. на 16" рефлекторе, — т. е. на аппаратуре примерно такой же проникающей силы, какая использовалась в 1952 г., дали в среднем одну вспышку за 8 час. патрулирования. Во-вторых, как показали Эндрюс [15, 19] и Чугайнов [27], по-видимому, существует некоторая периодичность вспышек YZ CMi, V1216 Sgr и UV Cet. Если это действительно так, что систематическое движение момента времени, наиболее благоприятного для появления вспышки, относительно местной

Таблица 3

Дата	Мощность мгнущего излучения в Гц	Средняя спектральная область	$\Delta m$	$I_{\lambda}$ , лгг	$\frac{dI}{dt}$ , лгг/сек.	$\Delta t$ , сек.	$V$ , сек.	$\frac{V}{\Delta t}$	$\tau$	Получить	Примечания
17.IX 1952 г.	$9^{h,4,0,3}$	Без фильтра	$1^{m,9}$			15	480	0,031		[9]	Слабая вспышка за 5 сек. перед главным максимумом
29.X	6 39,0	F	0,96	$1,3 \cdot 10^{31}$	$3,5 \cdot 10^{27}$	15	120	,12		[9]	
13.X 1963 г.	22 09,6	F	0,52	$1,8 \cdot 10^{30}$	$2,8 \cdot 10^{27}$	18	1400	,013	0,12	[10]	
16.X	21 46,9	F	$>1,5$	$9,5 \cdot 10^{30}$	$8,4 \cdot 10^{27}$	10	240	,042	,25	[10]	
19.X	23 03,0	F	4,0	$2,8 \cdot 10^{30}$	$5,3 \cdot 10^{27}$	$>25$	180	$>$	,27	[10]	
30.IX 1964 г.	1 49,5	F	0,40	$2,6 \cdot 10^{29}$	$1,8 \cdot 10^{27}$	13	300	,043	,70	[10]	
4.X	21 37,8	F	0,35	$1,8 \cdot 10^{29}$	$6,9 \cdot 10^{27}$	11	60	,18	,97	[10]	
6.X	22 33,1	F	1,42	$7,9 \cdot 10^{30}$	$7,1 \cdot 10^{27}$	2,5	30	,08	,11	[10]	
9.X	21 02,6	F	0,40	$5,2 \cdot 10^{29}$	$1,2 \cdot 10^{27}$	17	720	,024	,24	[10]	
18.IX 1965 г.	21 15,8	F	0,66	$8,3 \cdot 10^{30}$	$2,1 \cdot 10^{27}$	17	150	,011	,87	[10]	
18.IX	22 43,2	F	0,93	$2,2 \cdot 10^{30}$	$8,6 \cdot 10^{27}$	18	720	,025	,058	[10]	
19.IX	21 02,6	F	1,04	$2,3 \cdot 10^{30}$	$6,4 \cdot 10^{27}$	7	300	,020	,36	[10]	
20.IX	0 17,8	F	0,32	$8,6 \cdot 10^{30}$	$4,0 \cdot 10^{27}$	11	420	,026	,71	[10, 11]	
20.IX	0 52,5	F	0,38	$4,5 \cdot 10^{30}$	$1,0 \cdot 10^{27}$	4	120	,033	,10	[10, 11]	
22.IX	22 59,3	F	0,66	$3,1 \cdot 10^{30}$	$6,2 \cdot 10^{27}$	17	180	,10	,24	[10, 11]	
23.IX	23 45,5	F	1,9	$3,8 \cdot 10^{31}$	$7,1 \cdot 10^{27}$	6	360	,016	,052	[10, 11]	
24.IX	0 31,8	F	$>1,5$			30	3000	,010	,20	[10, 11]	Небольшой ( $0^{m,5}$ ) вторич- ный максимум через 8 мин. после главного максимума
26.IX	0 47,0	F	0,32	$2,2 \cdot 10^{31}$	$1,0 \cdot 10^{28}$	$\approx 13$	2100	,006	,091	[10, 11]	Возможно, вторичный мак- симум предыдущей вспыш- ки
26.IX	1 26,6	F	0,40	$6,6 \cdot 10^{29}$	$2,6 \cdot 10^{27}$	6	420	,014	,53	[10, 11]	Возможно, имел место мод- ельный подъем блеска на $0^{m,05}$ за 3 мин. до главного максимума
28.IX	0 41,2	F		$3,3 \cdot 10^{29}$	$2,0 \cdot 10^{27}$	10	70	,14	,68	[10]	

Таблица 3 (продолжение)

Дата	Момент максимума блеска, У.Т.	Светофильтр или спектральная область	$\Delta m$	$L$ , $\text{опе}$	$\frac{dI}{dt}$ , $\text{опе/сек}^2$	$\Delta t_+$ , сек	$\Delta t$ , сек	$\frac{\Delta t_+}{\Delta t_-}$	$\tau\beta$	Источник	Примечания
28.IX 1965 г.	21 <sup>h</sup> 09 <sup>m</sup> 00	V	1 <sup>m</sup> 15	$1,0 \cdot 10^{31}$	$4,7 \cdot 10^{27}$	18	1300	0,014	0,20	[10]	Через 7 мин. после главного максимума — резкий всплеск, похожий на отдельную вспышку
30.IX	23 39,5	V	0,28	$4,0 \cdot 10^{29}$	$8,6 \cdot 10^{26}$	17	60	,28	1,0	[10]	
1.X	0 46,7	V	0,28	$1,0 \cdot 10^{31}$	$1,4 \cdot 10^{28}$	10	960	,010	0,45	[10]	
1.X	21 12,4	V	1,4	$1,4 \cdot 10^{30}$	$4,3 \cdot 10^{27}$	5	270	,018	,09	[10]	
2.X	21 57,1	V	0,43	$1,5 \cdot 10^{31}$	$9,5 \cdot 10^{27}$	20	1200	0,16	,15	[10]	
2.X	23 53,7	V	1,8	$6,8 \cdot 10^{30}$	$1,3 \cdot 10^{26}$	100	2700	,037	,91	[10]	
10.X 1966 г.	21 08,4	$H_{\beta}$	1,8	$2,3 \cdot 10^{30}$			>1200		,22	[12]	В лучах $H_{\beta}$ на восходящей ветви кривой блеска замечена задержка; в визуальной области спектра на месте этой задержки и через 1,5 мин. после главного максимума — вторичные всплески яркости
		Континуум у $H_{\beta}$	0,75	$1,0 \cdot 10^{31}$						[13]	
		V									
11.X	21 29,5	V	0,48	$1,4 \cdot 10^{30}$	$1,0 \cdot 10^{26}$	60	90	,056	,60	[13]	
16.X	19 37,1	$H_{\beta}$	1,2	$3,4 \cdot 10^{29}$			1100			[12]	Заметная задержка на восходящей ветви кривой блеска
17.X	21 20,2	Континуум у $H_{\beta}$	1,7	$2,8 \cdot 10^{29}$	$1,1 \cdot 10^{27}$	10	240	,042	,56	[12]	
19.X	18 46,7	$H_{\beta}$	1,6	$1,4 \cdot 10^{30}$	$1,2 \cdot 10^{27}$	8	1300	,006	,36	[12]	
19.X	22 40,8	$H_{\beta}$	0,70	$1,2 \cdot 10^{29}$	$5,0 \cdot 10^{26}$	5	240	,021	,28	[12]	
19.X	23 05,1	$H_{\beta}$	0,51	$1,0 \cdot 10^{29}$	$5,7 \cdot 10^{26}$	3	300	,010		[12]	
19.X	23 14,6	$H_{\beta}$	2,8	$2,0 \cdot 10^{30}$	$1,4 \cdot 10^{27}$	25	1400	,017		[12]	Резкий вторичный максимум через 9 мин. после главного
20.X	21 14,3	Континуум у $H_{\beta}$	1,7	$5,3 \cdot 10^{29}$	$1,3 \cdot 10^{27}$	8	>960	<,01	,32	[12]	
		$H_{\beta}$		$1,6 \cdot 10^{30}$							



Таблица 3 (продолжение)

Дата	Момент максимума блеска, U. T.	Светофильтр или спектральная область	$\Delta m$	$L$ , $erg$	$\frac{dI}{dt}$ , $erg/sec^2$	$\Delta t_+$ , сек	$\Delta t_-$ , сек	$\frac{\Delta t_+}{\Delta t_-}$	$\tau\beta$	Источник	Примечания
20.X.1966 г.	$21^h 31^m 2$	$H_{\beta}$ Континуум у $H_{\beta}$	$1^{m7}$	$3,4 \cdot 10^{30}$ $2,2 \cdot 10^{30}$	$8,8 \cdot 10^{26}$	12	1700	0,007		[12]	Эта большая вспышка началась в момент, когда предыдущая еще совсем угасла. Через 12 мин. после главного максимума наблюдался широкий вторичный максимум большой амплитуды
21.X	20 41,6	$H_{\beta}$	0,72	$8,5 \cdot 10^{28}$	$3,0 \cdot 10^{26}$	9	150	,060		[12]	
21.X	21 38,0	$H_{\beta}$	0,58	$2,9 \cdot 10^{29}$	$6,6 \cdot 10^{25}$	30	420	,071	0,09	[12]	
21.X	22 29,6	$H_{\beta}$	0,88	$8,0 \cdot 10^{28}$	$7,0 \cdot 10^{26}$	5	180	,028	,46	[12]	
1.X.1967 г.	0 25,0	V	0,36	$9,4 \cdot 10^{28}$	$5,9 \cdot 10^{27}$	7	30	,058	,8 :	[13]	
1.X	0 38,2	V	0,70	$1,4 \cdot 10^{30}$	$4,2 \cdot 10^{27}$	46	120	,13	4,0	[10]	
1.X	23 23,3	V	0,53	$3,0 \cdot 10^{30}$	$1,0 \cdot 10^{27}$	28	480	,058	0,26	[10]	За минуту до максимума началась слабая ( $0^{m,1}$ ) предвспышка
3.X	23 27,0	V	1,73	$1,3 \cdot 10^{31}$	$3,4 \cdot 10^{27}$	52	600	,087	1,4	[10]	
4.X	23 41,0	V	4,00	$2,2 \cdot 10^{30}$	$6,1 \cdot 10^{27}$	11	300	,037	0,53	[10]	
6.X	0 05,8	V	0,75	$2,8 \cdot 10^{31}$	$2,2 \cdot 10^{27}$	20	1500	,013		[10]	Сильный вторичный максимум через 10 мин. после первого максимума
6.X	21 49,8	V	0,50	$2,0 \cdot 10^{30}$	$1,5 \cdot 10^{27}$	17	480	,035	,48	[10]	
8.X	20 30,2	V	1,76	$1,6 \cdot 10^{31}$	$1,4 \cdot 10^{28}$	13	900	,014	,22	[10]	Кратковременное ослабление блеска вблизи максимума
3.XI 1958 г.	~10 20	CG 3385 $\lambda_{эфф} = 5100 \text{ \AA}$	3,5		YZ CM1	30	1100	,028	,48	[14]	
13.XII	42 03		8	90	,09	,32	[14]				
30.XII	11 16,6		300				[14]				
1.I.1959 г.	7 17,5						[14]				

Таблица 3 (продолжение)

Дата	Момент максимума блеска, U. T.	Светофильтр или спектральная область	$\Delta m$	$L, \text{erg}$	$\frac{dI}{dt}, \text{erg/cm}^2$	$\Delta M_+, \text{сек}$	$\Delta M_-, \text{сек}$	$\frac{\Delta M_+}{\Delta M_-}$	$\tau\beta$	Источники	Примечания
17.11 1964 г.	21 <sup>h</sup> 57 <sup>m</sup> 6	V	0 <sup>m</sup> 71	$4,6 \cdot 10^{31}$	$1,4 \cdot 10^{28}$	36	540	0,067	0,38	[10]	Через 5,5 мин. после главного максимума — вторичный максимум большой амплитуды с симметричным контуром
21.11 1966 г.	18 32	B	1,0	$6,5 \cdot 10^{31}$	$3,9 \cdot 10^{27}$	70	720	,10	,63	[15]	
24.11	19 29	B	0,9	$5,9 \cdot 10^{31}$	$3,8 \cdot 10^{27}$	60	900	,067	,37	[15]	За 3,5 мин. до максимума блеска началась «предвышка» с амплитудой 0 <sup>m</sup> 4; после главного максимума имели место два вторичных максимума блеска
4.111	21 35	B	1,0	$6,6 \cdot 10^{31}$	$3,6 \cdot 10^{27}$	80	1200	,067	,56	[15]	Вторичный слабый всплеск через 7 мин. после главного
10.111	18 24,5	B	0,5	$5,3 \cdot 10^{30}$	$7,2 \cdot 10^{27}$	12	240	,050	,32	[15]	
14.111	18 55	B	0,3	$9,7 \cdot 10^{30}$	$1,2 \cdot 10^{27}$	60	420	,14	,33	[15]	Через 6 мин. после главного максимума наблюдается вторичный максимум блеска с симметричным контуром и большой амплитудой
15.111	20 34,5	B	0,7	$6,5 \cdot 10^{30}$	$1,4 \cdot 10^{28}$	15	300	,050	,36	[15]	
16.111	18 11	B	0,9	$4,3 \cdot 10^{30}$	$2,2 \cdot 10^{28}$	10	60	,17	,51	[15]	Цепочкой провал на вошедшей ветви световой кривой и затихая ступенчатая после главного максимума
17.111	19 40	B	0,3	$5,3 \cdot 10^{30}$	$2,5 \cdot 10^{27}$	30	240	,12	,51	[15]	
19.111	18 44	B	0,9	$7,5 \cdot 10^{30}$	$1,7 \cdot 10^{28}$	12	420	,029	,51	[15]	Два ступенчатых пика для вторичных максимумов малой амплитуды
8—9.11 1967 г.	0 00,6	V	1,1	$5,6 \cdot 10^{32}$	$4,0 \cdot 10^{27}$	150	3900	,038	,33	[10]	
17.11 1967 г.	22 54,8	V	0,47	$9,0 \cdot 10^{31}$	$5,6 \cdot 10^{27}$	40	1300	,032	,31	[10]	
30.IV 1949 г.	41 00 (P. S. T.)	Без фильтра	0,20		AD Leo	540	2400	,22	,25	[23]	
25.11 1952 г.	12 33 (E. S. T.)	»	0,25			44	360	,12	,50	[25]	

Т а б л и ц а 3 (продолжение)

Дата	Момент максимума блеска, У. Т.	Светофильтр или спектральная область	$\Delta m$	$L$ , гг	$\frac{dL}{dt}$ , гг <sup>2</sup> /сек <sup>2</sup>	$\Delta t_{+}$ , сек	$\Delta t_{-}$ , сек	$\frac{\Delta L_{+}}{\Delta L_{-}}$	$\tau\beta$	Источник	Примечания
44.II 1958 г.	6 <sup>h</sup> 35 <sup>m</sup> 06		0,21	$1,6 \cdot 10^{31}$ $6,5 \cdot 10^{30}$ $3 \cdot 10^{31}$	$5,0 \cdot 10^{27}$	6	360	0,017	0,08	[14]	Возможно, имела место слабая «предвспышка»; вторичный максимум $\Delta m = 0^m,15$
9.III 1959 г.	6 22	B V U V	0,32	$1,6 \cdot 10^{31}$ $6,5 \cdot 10^{30}$ $3 \cdot 10^{31}$	$5,0 \cdot 10^{27}$	40	240	,17		[24]	
43.IV	4 22	V	0,65	$1,4 \cdot 10^{33}$			2100			[26]	Глубокий и резкий провал на восходящей ветви световой кривой и заметный вторичный максимум после главного
5.IV 1960 г.	21 23,8	U	0,58	$1,3 \cdot 10^{31}$	$3,9 \cdot 10^{27}$	18	540	,033	,06	[16]	Симметричный вторичный максимум
24.IV 1962 г.	20 44,9	B	0,40	$1,5 \cdot 10^{31}$	$1,3 \cdot 10^{28}$	24	240	,10	,52	[16]	
1.V	19 23,4	U	0,54	$4,2 \cdot 10^{30}$	$5,3 \cdot 10^{27}$	12	360	,033	,43	[16]	
24.III 1965 г.	21 00,3	B	0,20	$1,0 \cdot 10^{31}$	$6,7 \cdot 10^{27}$	20	150	,13		[17]	
25.IV	18 09,8	B	0,30	$3,3 \cdot 10^{31}$	$7,4 \cdot 10^{27}$	30	600	,050	,49	[17]	Резкий провал световой кривой сразу после главного максимума, затем погасание
13.V	21 02,7	B	1,6	$4,2 \cdot 10^{32}$	$2,6 \cdot 10^{28}$	80	900	,039	,61	[17]	Слабо выраженный вторичный максимум
16.V	20 44,7	B	0,17	$6,4 \cdot 10^{30}$	$7,6 \cdot 10^{27}$	15	150	,10	,16	[17]	
18.V	20 02,6	B	1,75	$1,2 \cdot 10^{33}$	$4,5 \cdot 10^{28}$	60	6000	,040	4,0	[17]	Через 10 мин. после главного максимума блеска — вторичный максимум большой амплитуды и симметричного вида
20.II 1966 г. 8.V	21 30,8 20 44,9	Без фильтра $\Pi_{\beta}$ Коплингуум у $H_{\beta}$	0,93 0,81 0,50	$4,8 \cdot 10^{31}$ $8,3 \cdot 10^{30}$	$3,0 \cdot 10^{27}$ $4,6 \cdot 10^{27}$	50 30	840 600	,06 ,05	0,41 ,13	[18]	
49.VII 1960 г.	23 30,5	B	2,3	$1,4 \cdot 10^{33}$	$4,5 \cdot 10^{28}$	80	3600	0,22	,22	[20]	«Предвспышка»: за 1,5 мин. до резкого всплеска яркости блеск звезды плавно возрос на $m,3$

Таблица 3 (окончание)

Дата	Может максимум блеска, U.T.	Светофильтр или спектральная область	$\Delta m$	$L$ , $\text{лг}$	$\frac{dL}{dt}$ , $\text{лг/сек}$	$\Delta t$ , сек	$\Delta t$ , сек	$\Delta t_+$ , сек	$\Delta t_-$ , сек	$\frac{\Delta t_+}{\Delta t_-}$	$\tau\beta$	Источник	Примечания
18.VIII 1960 г.	22)29 <sup>m3</sup>	B V	$\geq 2^{m3}$	$3,2 \cdot 10^{33}$ $1,5 \cdot 10^{33}$	$1,2 \cdot 10^{28}$ $5,7 \cdot 10^{27}$	300	3000	0,10	0,10		0,28	[20]	«Предвспышка»: за 15 мин. до главного максимума начался плавный подъем блеска до $\Delta m = 0^{m3}$
21.IX	23 01,0	B	0,90	$3,8 \cdot 10^{31}$	$9,3 \cdot 10^{28}$	7	300	,023	,50		,50	[20]	
21.IX	23 28,7	B	1,2	$6,3 \cdot 10^{31}$	$5,9 \cdot 10^{28}$	18	900	,020	,55		,55	[20]	
7.VIII 1961 г.	20 28,5	B	0,68	$1,9 \cdot 10^{32}$	$4,4 \cdot 10^{27}$	100	2400	,042	,33		,33	[21]	
4.IX	20 40,9	B	0,62	$5,1 \cdot 10^{31}$	$7,8 \cdot 10^{27}$	50	600	,083	,48		,48	[21]	
6.IX	18 23,3	B	0,72	$5,4 \cdot 10^{31}$	$9,3 \cdot 10^{27}$	50	420	,12	,37		,37	[21]	
14.IX	22 35,0	B	0,81	$7,1 \cdot 10^{31}$	$2,2 \cdot 10^{28}$	25	420	,060	,24		,24	[21]	Небольшой вторичный максимум
4.X	17 17,3	B	0,54	$1,3 \cdot 10^{31}$	$4,0 \cdot 10^{28}$	8	180	,044	,20		,20	[21]	
17.X	16 48,2	B	0,81	$8,5 \cdot 10^{31}$	$1,6 \cdot 10^{28}$	35	600	,058	,30		,30	[21]	
6.VII 1962 г.	22 26,4	B	0,70	$1,1 \cdot 10^{32}$	$3,8 \cdot 10^{27}$	420	720	,17	,17		,17	[16]	За 10 мин. до главного максимума началась плавный подъем блеска до $0^{m4}$ ; на восходящей ветви небольшой провал
31.VII	21 16,7	B V	1,5	$2,8 \cdot 10^{32}$	$2,3 \cdot 10^{28}$	65	4200	,054	,42		,42	[16]	
10.VIII	20 31,0	B	0,50	$1,3 \cdot 10^{32}$	$8,4 \cdot 10^{27}$	15	480	,031	,20		,20	[16]	
27.VIII	21 42,5	V	1,1	$7,9 \cdot 10^{31}$	$> 6,5 \cdot 10^{28}$	45	3000	,015	,15		,15	[16]	
13.VIII 1963 г.	23 18,0	B V	0,52 1,4	$4,2 \cdot 10^{31}$ $9,3 \cdot 10^{32}$	$3,9 \cdot 10^{28}$ $5,6 \cdot 10^{28}$	300	4800	,062	,18		,18	[16]	Возможно, за 15 мин. до главного максимума началась «предвспышка», достигающая $0^{m,06}$
12.VII 1965 г.	0 12,8	Континуум у H $\beta$	0,22	$1,0 \cdot 10^{31}$	$2,3 \cdot 10^{25}$	500	1600	,31	,46		,46		
20.VIII	21 10,2	H $\beta$ Континуум у H $\beta$	0,85	$1,3 \cdot 10^{31}$ $6,4 \cdot 10^{30}$	$2,1 \cdot 10^{27}$ $5,1 \cdot 10^{26}$	30	960	0,031	0,26		0,26		

полночи может дать сезонный эффект в наблюдаемой вспышечной активности звезды. Возможно, именно таким образом можно объяснить то обстоятельство, что в 1963 г. во время кооперативных наблюдений блеска UV Cet с 9 по 27.X патрульные станции Смитсоновского института за 55,5 часа зарегистрировали 14 всплесков яркости [28], а в Абастуманской астрофизической обсерватории за 9 час. наблюдений, которые почти (или совсем) не пересекались с наблюдениями на патрульных станциях, не было обнаружено ни одной вспышки [29]. Впрочем, не исключено, что в этих фотографических исследованиях решающее значение имело более низкое временное разрешение наблюдений в Абастумани.

### Сводка фотоэлектрических наблюдений вспышек звезд типа UV Cet

В табл. 3 собраны сведения о вспышках звезд типа UV Cet, зарегистрированных фотоэлектрически различными наблюдателями. В первых графах таблицы указаны дата вспышки и момент максимума блеска, использованный светофильтр или спектральная область, в которой производились наблюдения, и амплитуда вспышки в звездных величинах. В пятой графе даны оценки общей энергии, излученной во время вспышки в соответствующей области спектра. Все эти оценки получены нами в предположении, что излучение вспышек изотропно. Энергия излучения вспышек, зарегистрированных в фиолетовой ( $U$ ), синей ( $B$ ) и визуальной ( $V$ ) областях спектра, вычислялась с помощью соотношения

$$L_{U, B, V} \equiv \int l_{U, B, V}(t) dt = 4\pi r^2 \cdot 10^{-0,4m_{U, B, V}} \cdot P_{U, B, V} \int i_{U, B, V}(t) dt, \quad (1)$$

где  $r$  — расстояние до звезды,  $m_{U, B, V}$  — ее видимая звездная величина,  $P_{U, B, V}$  — поток энергии от звезды нулевой величины на границе земной атмосферы,  $l_{U, B, V}$  — мощность излучения вспышки и  $i_{U, B, V}$  — избыточное излучение звезды во время вспышки, измеренное в единицах нормального блеска звезды. Согласно [11, 17, 30],  $P_U = 2,4 \cdot 10^{-6}$ ,  $P_B = 6,3 \cdot 10^{-6}$  и  $P_V = 3,3 \cdot 10^{-6}$  эрг/см<sup>2</sup> · сек. Эквивалентные ширины интерференционных фильтров  $\lambda_{4861}$  и  $\lambda_{4990}$ , с которыми велись наблюдения в Крыму, составляют 72 Å. В этих интервалах длин волн звезда M4 V нулевой величины ( $m_V = 0$ ) дает, согласно [31], на границе земной атмосферы поток

$$P_{\lambda_{4861}} \approx P_{\lambda_{4990}} \approx 1,8 \cdot 10^{-7} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек.}$$

Использованные нами данные о расстояниях до звезд типа UV Cet, их звездные величины и вычисленные абсолютные светимости приведены в табл. 4. Параллаксы звезд взяты из [32, 33], звездные величины  $U$ ,  $B$  и  $V$  — из [34—36]. Величины  $V$  и  $B$  звезды UV Cet приведены согласно наблюдениям, выполненным в Крыму в сентябре 1967 г.

В шестой графе табл. 3 приведены величины  $\overline{dl}/dt_+$ , которые характеризуют среднюю скорость возрастания мощности вспышки на восходящей ветви кривой блеска и определялись как избыточная мощность излучения звезды в момент максимума вспышки, деленная на время нарастания блеска:

$$\frac{\overline{dl}}{dt_+} \approx \frac{l_{\text{макс}}}{\Delta t_+}. \quad (2)$$

В седьмой и восьмой графах приведены продолжительности нарастания и угасания блеска вспышки — величины  $\Delta t_+$  и  $\Delta t_-$  соответственно. При измерениях  $\Delta t_+$  учитывался лишь резкий подъем к максимуму яркости, а медленные «предвспышки» отмечены лишь в примечаниях. Величины  $\Delta t_-$  могут быть систематически занижены (до 20—30%), так как

Таблица 4

Звезда	$\pi''$	$m_j$			$4\pi r^2 \Pi_j \cdot 10^{-0,4 m_j}$ , <i>эрг/сек</i>			
		V	B	U	V	B	U	H $\beta$
UV Cet	0,363	12, <sup>m</sup> 1*	14, <sup>m</sup> 0*		4,5 · 10 <sup>28</sup>	1,5 · 10 <sup>28</sup>		2,5 · 10 <sup>27</sup>
YZ CMi	0,163	11,4	13,0		4,2 · 10 <sup>29</sup>	1,8 · 10 <sup>29</sup>		
AD Leo	0,213	9,4	11,0	12,0	1,5 · 10 <sup>30</sup>	6,7 · 10 <sup>29</sup>	1,0 · 10 <sup>29</sup>	8,0 · 10 <sup>28</sup>
EV Lac	0,197	10,1	11,5		9,4 · 10 <sup>29</sup>	5,0 · 10 <sup>29</sup>		5,2 · 10 <sup>28</sup>

\* Суммарный блеск системы L726-8 AB.

возвращение блеска звезды к нормальному уровню после вспышки происходит, как правило, очень плавно.

В девятой графе дано отношение  $\Delta t_+ / \Delta t_-$ , а в десятой — величина  $\tau\beta$ , равная отношению времени нарастания избыточного потока излучения вспышки от  $\frac{1}{e} i_{\max}$  до  $i_{\max}$  ( $\tau$ ) ко времени его уменьшения от  $i_{\max}$  до  $\frac{1}{e} i_{\max}$  ( $1/\beta$ ).

В одиннадцатой графе даны ссылки на работы, в которых содержится описание вспышек, в двенадцатой — примечания, касающиеся в основном особенностей световых кривых вспышек.

### Энергия излучения вспышек звезд типа UV Cet

На фиг. 1 по данным табл. 3 построены гистограммы распределения по энергиям излучения вспышек звезд типа UV Cet.

На фиг. 1, а дано распределение  $N(\lg L_V)$  для вспышек UV Cet. Вспышка 10.X 1966 г. наблюдалась в области H $\beta$  в Крыму и в визуальной области спектра — в Южной Африке; из сопоставления этих двух фотоэлектрических записей можно получить

$$L_V(\text{UV Cet}) = 1,5 L_{H\beta}(\text{UV Cet}), \quad (3)$$

и это соотношение использовалось для оценки величин  $L_V$  всех вспышек UV Cet, которые регистрировались с узкополосным фильтром, центрированным на линию H $\beta$ . Штриховкой на фиг. 1, а представлены вспышки, наблюдавшиеся в визуальной области спектра; вспышки, для которых величины  $L_V$  получены с помощью соотношения (3), даны без штриховки.

На фиг. 1, б в и г штриховкой даны гистограммы величин  $\lg L_B$  для тех вспышек YZ CMi, AD Leo и EV Lac, которые были зарегистрированы в синей области спектра. Для вспышек, наблюдавшихся в других спектральных областях, величины  $L_B$  были оценены с помощью соотношений типа (3). Так, для вспышки AD Leo 9.III 1959 г. Эйбелл получил кривые блеска во всех трех областях  $UBV$ , и эти наблюдения позволяют найти следующие соотношения:

$$L_B(\text{AD Leo}) = 2,5 L_V(\text{AD Leo}) = 0,53 L_U(\text{AD Leo}). \quad (4)$$

С помощью (3) и (4) оценены  $L_B$  для четырех вспышек AD Leo (см. фиг. 1, в). Пять вспышек EV Lac наблюдались в Крыму в областях B и V; эти наблюдения дают

$$L_B(\text{EV Lac}) = (2,1 \pm 0,3) L_V(\text{EV Lac}). \quad (5)$$

Далее, вспышка EV Lac 20.VIII 1966 г. регистрировалась с помощью двух узкополосных фильтров; эти наблюдения позволяют найти следую-

щее соотношение:

$$L_{H\beta}(\text{EV Lac}) = 2,1 L_{\text{конт. } H\beta}(\text{EV Lac}) \quad (6)$$

(которое практически совпадает с отношением  $L_{H\beta}/L_{\text{конт. } H\beta}$ , вычисленным по вспышке AD Leo 8.V 1966 г., и не противоречит соотношению

$$L_{H\beta}(\text{UV Cet}) = (2,9 \pm 1,0) L_{\text{конт. } H\beta}(\text{UV Cet}), \quad (7)$$

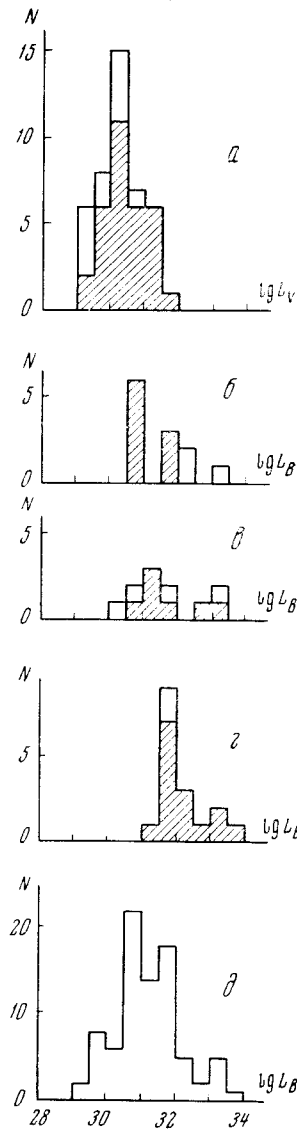
найденному по четырем вспышкам UV Cet). Используя (3), (5) и (6), мы оценили  $L_B$  двух вспышек EV Lac, зарегистрировавшихся с узкополосными фильтрами (фиг. 1, *а*). Наконец, для оценки  $L_B$  трех вспышек YZ CMi, наблюдавшихся в полосе *V*, мы использовали среднее из (4) и (5) соотношение

$$L_B/L_V \approx 2,3 \quad (8)$$

(фиг. 1 *б*). Следует отметить, что все соответствующие отношения типа  $L_i/L_j$ , вычисленные нами по данным табл. 3 для разных вспышек одной и той же звезды и даже для разных вспыхивающих звезд, совпадают с точностью до множителя 3. Это обстоятельство и позволяет при указанных выше оценках  $L_i$  с точностью до полупорядка величины считать отношения  $L_i : L_j : L_k : \dots$  постоянными для всех вспышек звезд типа UV Cet.

Из рассмотрения фиг. 1, *а* следует, что распределение зарегистрированных вспышек UV Cet по  $L_V$  охватывает значительный диапазон величины  $L_V$  и имеет максимум при  $L_V \approx 2 \cdot 10^{30}$  эрг. Вспышки, наблюдавшиеся с узкополосным фильтром, центрированным на линию  $H\beta$ , в среднем имеют меньшую светимость. Не исключено, что этот эффект обусловлен ошибкой численного множителя в (3), но более правдоподобной представляется физическая причина этого эффекта: при наблюдениях в эмиссионных линиях удастся зарегистрировать менее мощные вспышки, чем те, которые обнаруживаются при широкополосных наблюдениях. По-видимому, тот же эффект отражен и на фиг. 1, *б*: в полосе *B* вспышки более заметны, чем в полосе *V*, так что вспышки, зарегистрированные в визуальной области спектра, оказываются в среднем более мощными, чем вспышки, в синей области.

Число отмеченных вспышек YZ CMi, AD Leo и EV Lac в 3—4 раза меньше числа вспышек UV Cet. Поэтому гистограммы на фиг. 1, *б*, *в* и *г*



Фиг. 1. Распределение вспышек звезд типа UV Cet по энергиям излучения

*а* — 43 вспышки, UV Cet; *б* — 12 вспышек, YZ CMi; *в* — 11 вспышек, AD Leo; *г* — 17 вспышек, EV Lac; *д* — 83 вспышки, по всем звездам типа UV Cet

существенно беднее и дают менее надежные характеристики, чем гистограмма фиг. 1, а. Тем не менее необходимо отметить еще две особенности этих гистограмм. Во-первых, левое крыло гистограммы 1, а простирается в сторону существенно меньших энергий, чем на гистограммах 1, б, в, г. Естественно это объяснить влиянием наблюдательной селекции: светимость YZ CMi, AD Leo и EV Lac существенно больше, чем UV Cet, поэтому вспышки малых энергий незаметны на фоне их излучения, но у UV Cet они достаточно интенсивны для регистрации. Во-вторых, фиг. 1 свидетельствует, что наибольшая энергия излучения вспышек звезд типа UV Cet возрастает с увеличением светимости этих звезд. Действительно, правые крылья гистограмм 1, б, в, г простираются существенно дальше, чем гистограммы 1, а.

На фиг. 1, д дано распределение  $\lg L_B$  для всех 83 вспышек звезд типа UV Cet. При построении этой гистограммы оценки  $L_B$  для вспышек UV Cet выполнены с помощью соотношений (3) и (8). Использование (8) для оценок  $L_B(\text{UV Cet})$ , по-видимому, дает систематически завышенное значение этой величины, поскольку отношения  $i_V/i_B (\approx 0,5)$ , измеренные во время двух вспышек UV Cet, оказываются в 1,5—2 раза больше, чем соответствующие средние отношения для восьми вспышек других звезд типа UV Cet: AD Leo, EV Lac, YZ CMi и H II 1306 (0,24—0,30). Исправление этой возможной систематической ошибки сдвинуло бы левое крыло гистограммы 1, д на одно деление влево и несколько понизило бы ее максимум.

Из рассмотрения фиг. 1 следует, что зарегистрированные вспышки звезд типа UV Cet излучают в синей области спектра от  $3 \cdot 10^{29}$  до  $3 \cdot 10^{33}$  эрг, причем больше половины наблюдавшихся вспышек имели энергию излучения  $L_B = 3 \cdot 10^{30} \div 10^{32}$  эрг (с учетом возможной систематической ошибки в оценках  $L_B(\text{UV Cet})$  эти пределы расширяются до  $10^{29} \div 3 \cdot 10^{33}$  и  $10^{30} \div 10^{32}$  эрг соответственно). Необходимо, однако, подчеркнуть, что поскольку эффект наблюдательной селекции зависит от светимости звезды, то суммарная гистограмма 1, д для вспышек звезд разной светимости искажена этим эффектом весьма сложным образом.

### Нарастание мощности излучения вспышек перед максимумом блеска

На фиг. 2 по данным табл. 3 построены гистограммы распределения вспышек звезд типа UV Cet по величине  $\lg \overline{dl}/dt_+$ . Как и на фиг. 1, штриховкой отмечены те вспышки, для которых величины  $i_{\text{макс}}$ , использованные при оценке  $\overline{dl}/dt_+$  взяты из наблюдений в соответствующем спектральном интервале. Остальные вспышки, для которых  $i_{\text{макс}}$  получены пересчетом с использованием наблюдений в других спектральных областях, даны без штриховки. Указанный пересчет производился по известным из наблюдений отношениям величин  $i_{\text{макс}}$ . Так, комбинация крымских и южноафриканских наблюдений вспышек UV Cet осенью 1966 г. дает

$$i_{H\beta}^{\text{макс}}(\text{UV Cet}) = (3,6 \pm 0,9) i_V^{\text{макс}}(\text{UV Cet}). \quad (9)$$

Это соотношение использовано при построении фиг. 2, а. Далее, согласно наблюдениям Эндрюса<sup>1</sup>, для вспышки YZ CMi 1.III 1966 г. имело место соотношение

$$i_V^{\text{макс}}(\text{YZ CMi}) = 0,24 i_B^{\text{макс}}(\text{YZ CMi}). \quad (10)$$

<sup>1</sup> Частное сообщение.



Оно было использовано при построении фиг. 2, б. Согласно наблюдениям Джонсона и Митчелла [37],

$$i_V^{\text{макс}}(\text{H II 1306}) \approx 9,0 i_B^{\text{макс}}(\text{H II 1306}). \quad (11)$$

Примерно такое же соотношение можно получить с помощью менее уверенной экстраполяции наблюдаемой Эйбеллом [24] вспышки AD Leo 9.III 1959 г. Из наблюдений [24] и [26] следует также

$$i_V^{\text{макс}}(\text{AD Leo}) = (0,25 \pm 0,01) i_B^{\text{макс}}(\text{AD Leo}). \quad (12)$$

Соотношения (11), (12) и (9) были использованы при построении фиг. 2, в. Наконец, при построении гистограммы 2, г использовано соотношение (9) и соотношение

$$i_V^{\text{макс}}(\text{EV Lac}) = (0,22 \pm 0,01) i_B^{\text{макс}}(\text{EV Lac}), \quad (13)$$

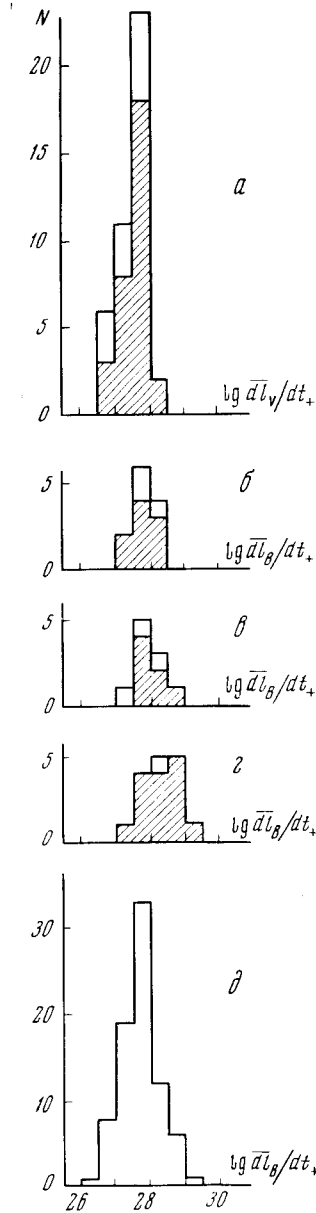
которое получено по четырем вспышкам EV Lac и практически совпадает с (10) и (12).

На гистограмме 2, д дано распределение 80 вспышек звезд типа UV Cet по величинам  $\lg \bar{d}l_B/dt_+$ . При построении этой сводной гистограммы использовано соотношение (9) и соотношение

$$i_V^{\text{макс}}(\text{UV Cet}) = 0,50 i_B^{\text{макс}}(\text{UV Cet}), \quad (14)$$

которое найдено по крымским наблюдениям вспышки 13.X 1963 г. и заметно отличается от (10), (12) и (13).

Из рассмотрения фиг. 2 следует, что распределение величин  $\bar{d}l/dt_+$  во вспышках звезд типа UV Cet гораздо более компактно, чем распределение величин  $L$ : если у одной и той же звезды обнаруживаются вспышки, различающиеся по энергии излучения в 100—1000 раз, то скорости нарастания мощности вспышек отличаются, как правило, не более чем в 10—30 раз. Далее, на фиг. 2, как и на фиг. 1, заметен систематический сдвиг гистограмм вправо по мере перехода от UV Cet к EV Lac. Это изменение средней скорости нарастания мощности вспышек можно связать либо непосредственно с увеличением абсолютной светимости звезд, на которых возникают вспышки, либо с увеличением средней энергии вспышек, как это отмечалось при рассмотрении фиг. 1.



Фиг. 2. Распределение вспышек звезд типа UV Cet по скоростям увеличения мощности излучения

a — 42 вспышки, UV Cet; б — 12 вспышек, YZ CM; в — 10 вспышек, AD Leo; г — 16 вспышек, EV Lac; д — 80 вспышек, по всем звездам типа UV Cet

В поисках решения этой дилеммы мы вычислили коэффициенты корреляции  $\rho$  величин  $(\lg L, \lg \overline{dI/dt_+})$ . Результаты вычислений таковы:

Звезда	Число вспышек	Область	$\rho$
UV Cet	23	V	+0,42
UV Cet	11	H $\beta$	-0,04
YZ CMi	12	B, V	-0,35
AD Leo	7	B	+0,90
EV Lac	15	B	+0,40

Полученные коэффициенты корреляции не позволяют сделать каких-либо однозначных выводов.

#### Продолжительность возгорания вспышек

В табл. 5 приведено распределение вспышек звезд типа UV Cet по продолжительности возгорания. При составлении этой таблицы не сделано каких-либо попыток учесть возможные различия продолжительности возгорания вспышек в разных спектральных областях.

Таблица 5

$\lg \Delta t_+$	0,0—0,5	0,5—1,0	1,0—1,5	1,5—2,0	2,0—2,5	2,5—3,0
UV Cet	2	13	27	3		
YZ CMi		1	6	6	1	
AD Leo		1	7	5		1
EV Lac		2	4	7	3	1
90 вспышек звезд типа UV Cet	2	17	44	21	4	2

Из данных таблицы следует, что для половины вспышек  $\Delta t_+ = 10 \div 30$  сек. и для 90% вспышек  $\Delta t_+ = 3 \div 100$  сек. При переходе от UV Cet к EV Lac намечается систематическое возрастание средней величины  $\Delta t_+$ .

#### Отношение времени возгорания вспышек ко времени затухания

В табл. 6 дано распределение вспышек звезд типа UV Cet по величинам  $\Delta t_+/\Delta t_-$  — отношению времени возгорания ко времени затухания вспышки. Из данных таблицы следует, что для вспышек UV Cet наиболее вероятно отношение  $\Delta t_+/\Delta t_- = 0,01 \div 0,1$ ; вспышки других звезд этого типа развиваются несколько медленнее, и для них наиболее вероятно отношение  $\Delta t_+/\Delta t_- = 0,03 \div 0,1$ .

Величина  $\tau\beta$  физически близка к отношению  $\Delta t_+/\Delta t_-$ : произведение  $\tau\beta$  равно отношению времени нарастания избыточного излучения от  $\frac{1}{e} i_{\max}$  до  $i_{\max}$  ко времени его спадания от  $i_{\max}$  до  $\frac{1}{e} i_{\max}$ . Поскольку восходящая ветвь световой кривой, как правило, неотличима от прямой линии, то величина  $\tau$  пропорциональна  $\Delta t_+$ ; на нисходящей же ветви часто

обнаруживаются резкие уменьшения скорости затухания вспышки, интервалы почти постоянной яркости («ступеньки») и вторичные максимумы блеска, так что между  $1/\beta$  и  $\Delta t_-$  нет однозначной связи. В табл. 7 приведено распределение вспышек по величинам  $\tau\beta$ . Из данных таблицы следует, что, как правило, — более чем в половине случаев — скорость угасания вспышки сразу после главного максимума блеска лишь в 2—3 раза меньше скорости нарастания блеска непосредственно перед этим максимумом. Возможный физический смысл этого факта наблюдений был рассмотрен в рамках небулярной модели вспышки в [38].

В заключение отметим еще следующие результаты рассмотрения данных табл. 3.

Во-первых, установить какие-либо четкие соотношения между формой световой кривой и количественными характеристиками вспышки не удается. Как правило, на световых кривых сильных и продолжительных

Таблица 6

$\lg \frac{\Delta t_+}{\Delta t_-}$	$-2,5 \div -2,0$	$-2,0 \div -1,5$	$-1,5 \div -1,0$	$-1,0 \div -0,5$
UV Cet	7	17	15	6
YZ CMi		2	9	3
AD Leo		2	7	5
EV Lac		6	7	4
90 вспышек звезд типа UV Cet	7	27	38	18

Таблица 7

$\lg \tau\beta$	$-1,5 \div -1,0$	$-1,0 \div -0,5$	$-0,5 \div -0,0$
UV Cet	6	14	19
YZ CMi		1	13
AD Leo	2	3	7
EV Lac		8	7
80 вспышек звезд типа UV Cet	8	26	46

вспышек обнаруживается больше деталей, чем на световых кривых слабых и непродолжительных вспышек; однако это различие может быть обусловлено не физическими различиями вспышек, а инструментальными эффектами.

Во-вторых, характерный интервал времени между главным и вторичным максимумами вспышек всех рассмотренных звезд типа UV Cet составляет около 8 мин., что согласуется с наблюдениями Эндрюса [19], который для четырех вспышек YZ CMi со вторичными максимумами блеска нашел этот интервал равным 6 мин.

В-третьих, пользуясь данными табл. 3, следует еще раз обсудить вопрос об оценке уровня вспышечной активности звезд типа UV Cet. Выше, при рассмотрении данных табл. 2, в качестве меры вспышечной активности использовалась средняя длительность фотоэлектрического патрулирования на одну вспышку. С учетом полученных выше энергетических оценок в качестве критериев уровня вспышечной активности можно рассмотреть, например, энергию, выделяемую в среднем одной

вспышкой за некоторый период наблюдений, или отношение энергии излучения вспышек за некоторый интервал времени к излучению спокойной звезды за то же время. Очевидно, оценки уровня вспышечной активности по таким «энергетическим» критериям, как и по использованному выше «частотному» критерию, сильно зависят от применяемого при наблюдениях телескопа, от эффективной длины волны и ширины исследуемой области спектра. В табл. 8 приведено сопоставление оценок вспышечной активности UV Cet в течение четырех сезонов, когда наблюдения велись в одинаковых условиях, что исключает влияние перечисленных инструментальных эффектов. Обращает на себя внимание совпадение различных оценок вспышечной активности UV Cet для двух последних сезонов.

Когда настоящая работа была близка к окончанию, нам стало известно об исследованиях вспыхивающих звезд, выполненных на обсерватории

Таблица 8

Сезон наблюдений	Число зарегистрированных вспышек	Среднее время патрулирования на одну вспышку, часы	Средняя энергия излучения вспышки в области V, $10^{30}$ эрг	Отношение энергии излучения вспышек в области V к излучению звезды в той же области за весь период наблюдений
1963 г.	3	8,4	9,3	0,0060
1964 г.	4	12	3,2	0,0014
1965 г.	17	4,1	9,0	0,012
1967 г.	8	4,4	8,3	0,012

Мак-Доналд (США) Кункелем [36]. В течение 1965—1966 гг. свыше 260 час. он вел фотоэлектрическое патрулирование блеска 16 dM-звезд и у 11 объектов зарегистрировал около 120 вспышек. В любезно присланной нам диссертации [36], к сожалению, не содержатся кривые блеска всех вспышек, поэтому мы не имеем возможности включить этот обширный ряд однородных наблюдений в нашу статистику, но можем сравнить лишь общие выводы. Как и мы, Кункель находит, что у слабых по светимости UV Cet-звезд вспышки развиваются в среднем быстрее, чем у более ярких. Основная часть наблюдений [36] выполнена в ультрафиолете, где порог обнаружения вспышек гораздо ниже, чем в B- и V-областях, поэтому частота вспышек, зарегистрированных Кункелем, во много раз выше, чем по данным других наблюдателей, использовавших в основном синюю и визуальную области спектра. Как и мы, Кункель [36] подсчитывает энергетические характеристики уровня вспышечной активности звезд и находит, что энергия излучения вспышек звезд AD Leo, YZ CMi и Wolf 359 составляет от 0,1 до 1% энергии излучения этих звезд, что близко к величинам в последней графе табл. 8. Новым в работе [36] является вывод о том, что число вспышек каждой звезды растет примерно экспоненциально с уменьшением их мощности в максимуме блеска, так что основная доля излучения вспышек звезды приходится на слабые вспышки. Последнее заключение может быть справедливо лишь при условии, что число вспышек, недоступных для регистрации при существующей точности наблюдений, намного превышает число регистрируемых вспышек.

Мы благодарны А. И. Леушиной за помощь в подготовке рукописи к печати.

Ноябрь 1967 г.

## Л и т е р а т у р а

1. M. P e t i t. J. Observateurs, 1955, 38, 354.
  2. М. П т и. Переменные звезды, 1957, 12, 4.
  3. M. P e t i t. Contr. oss. astrofisico Asiago, 1958, N 95, 29; Acta astronomica Sinica, 1958, 6, N 2, 199.
  4. M. P e t i t. J. Observateurs, 1961, 44, 11.
  5. В. О с к а н я н. Нестационарные звезды. Ереван, 1957.
  6. V. O s k a n j a n. Publ. obs. astr. Beograd, 1964, N 10.
  7. Ю. Е. М и г а ч. Астрон. цirk., 1965, № 345.
  8. IAU Card, N 1376.
  9. P. E. R o q u e s. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1953, 65, 19.
  10. П. Ф. Ч у г а й н о в. Наст. том, стр. 26.
  11. P. E. Г е р ш б е р г, П. Ф. Ч у г а й н о в. Астрон. ж., 1967, 44, 260.
  12. П. Ф. Ч у г а й н о в. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 38, 200.
  13. J. P. E k s t e e n, A. D. A n d r e w s. Monthly Notices Astron. Soc. South. Africa, 1966, 25, 167.
  14. P. E. R o q u e s. Astrophys. J., 1961, 133, 914.
  15. A. D. A n d r e w s. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1966, 78, 324.
  16. П. Ф. Ч у г а й н о в. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 215.
  17. P. E. Г е р ш б е р г, П. Ф. Ч у г а й н о в. Астрон. ж., 1966, 43, 1168.
  18. Я. И. К у м с и ш в и л и, О. П. А б у л а д з е. Астрон. цirk., 1966, № 370.
  19. A. D. A n d r e w s. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1966, 78, 542.
  20. П. Ф. Ч у г а й н о в. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 171.
  21. П. Ф. Ч у г а й н о в. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 150.
  22. P. E. R o q u e s. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1954, 66, 256.
  23. K. S. G o r d o n, G. E. K r o n. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1949, 61, 210.
  24. G. O. A b e l l. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1959, 71, 517.
  25. W. L i l l e r. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1952, 64, 129.
  26. D. E n g e l k e m e i r. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1959, 71, 522.
  27. П. Ф. Ч у г а й н о в. Proc. 4 th Colloquim on the variabli stars. Budapest, 1968.
  28. L. H. S o l o m o n. Smithsonian astrophys. obs. Special report, 1966, N 210.
  29. Л. Н. М о с п и д з е, А. Д. Ч у а д з е. Бюлл. Абастуманской астрофиз. obs., 1965, 32, 21.
  30. T. A. M a t t h e w s, A. R. S a n d a g e. Astrophys. J., 1963, 138, 30.
  31. R. V. W i l l i s t r o p. Mem. Roy. Astron. Soc., 1965, 69, pt. 3, 83.
  32. L. F. J e n k i n s. General Catalogue of Trigonometric Stellar Paralaxes, 1952.
  33. L. F. J e n k i n s. Suppl. General Catalogue of Trigonometric Stellar Paralaxes, 1963.
  34. H. L. J o h n s o n, W. W. M o r g a n. Astrophys. J., 1953, 117, 313.
  35. В. Б. Н и к о н о в, С. В. Н е к р а с о в а, Н. С. П о л о с у х и н а, Д. Н. Р а ч к о в с к и й, К. К. Ч у в а е в. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1957, 17, 42.
  36. W. E. K u n k e l. An optical study of stellar flares. Dissertation. Austin, Texas, 1967.
  37. H. L. J o h n s o n, R. I. M i t c h e l l. Astrophys. J., 1958, 128, 31.
  38. P. E. Г е р ш б е р г. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 36, 216.
-

**ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД.  
V. РЕЗУЛЬТАТЫ УЧАСТИЯ В КООПЕРАТИВНЫХ ПРОГРАММАХ  
1963—1967 гг.**

*П. Ф. Чугайнов*

Во время фотоэлектрических наблюдений вспыхивающих звезд, выполненных одновременно с радионаблюдениями в обсерватории Джодрелл Бэнк в 1963—1967 гг., зарегистрировано 47 вспышек. Моменты начала и конца наблюдений, моменты максимумов вспышек и их амплитуды содержатся в таблицах, а световые кривые вспышек — на фигуре.

PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF FLARE STARS. V. RESULTS OF PARTICIPATION IN CO-OPERATIVE PROGRAMMES IN 1963—1967, by *P. F. Chugainov*. — 47 flares were recorded during the photoelectric observations made simultaneously with radio observations at Jodrell Bank Observatory in 1963—1967. The time of the start and end of observations, the time of flare maxima and their amplitudes are compiled in the table. The light curves of flares are given in the figure.

С октября 1963 г. Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР принимает участие в кооперативных программах одновременных оптических и радионаблюдений вспыхивающих звезд. Организатором этих совместных наблюдений является профессор Б. Ловелл. Им ведутся радионаблюдения в обсерватории Джодрелл Бэнк (Англия). Оптические наблюдения проводятся также советскими обсерваториями в Абастумани и Одессе, несколькими станциями Смитсоновской астрофизической обсерватории (США) и Бойденской обсерваторией в Южной Африке.

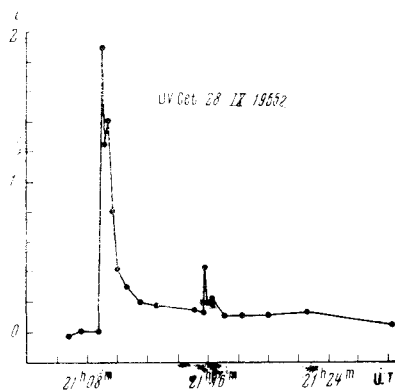
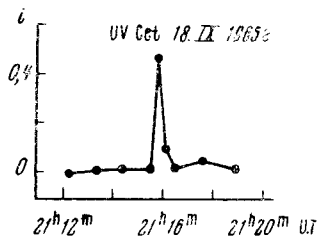
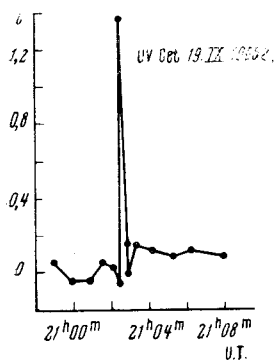
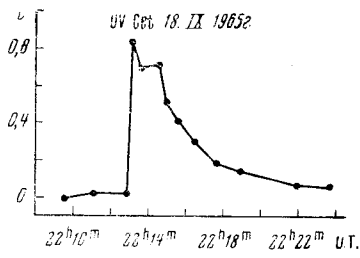
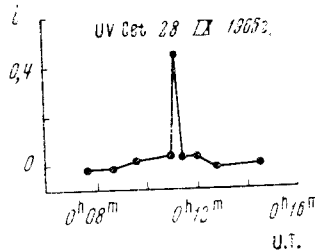
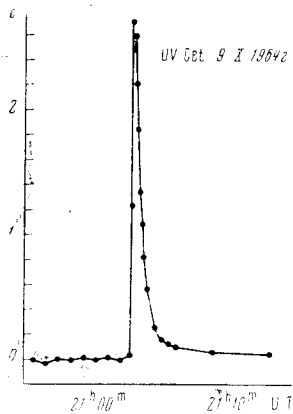
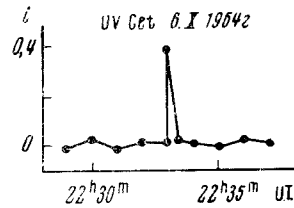
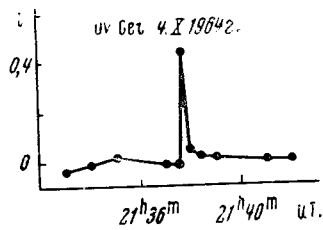
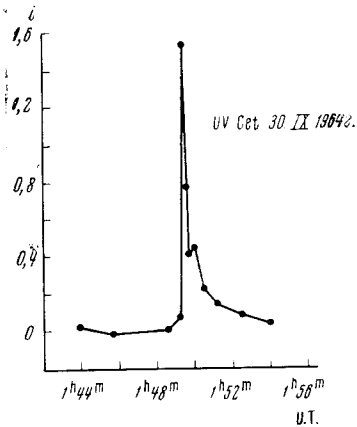
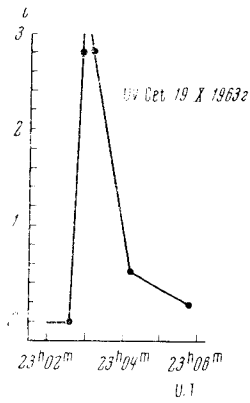
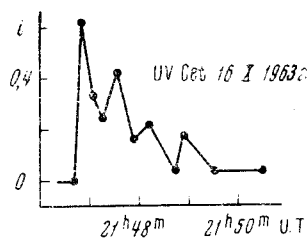
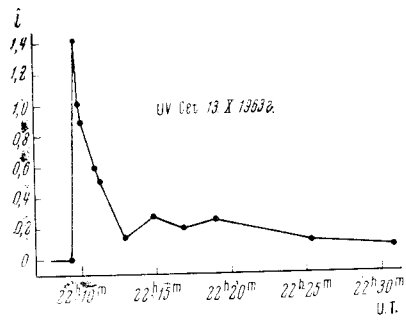
Наши наблюдения были получены с фотоэлектрическими фотометрами, установленными на 64-см менисковом телескопе и 70-см отражательном телескопе АЗТ-8. На 64-см телескопе наблюдения проводились с желтым фильтром. Фотометрическая система близка к V (подробнее см. [1]). На телескопе АЗТ-8 применялись интерференционные фильтры с эффективными длинами волн 4861 и 4990 Å (подробнее см. [2]).

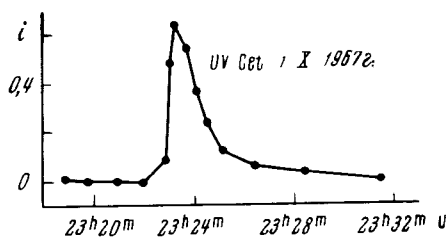
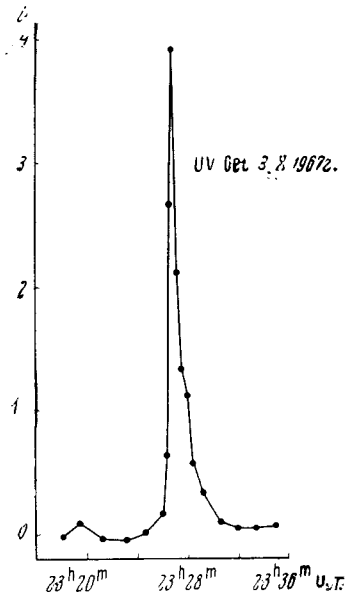
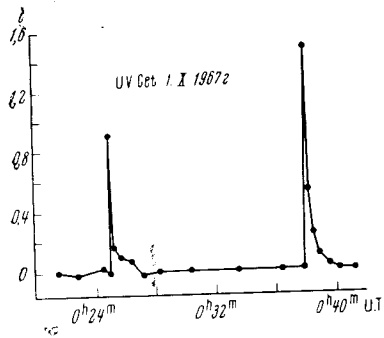
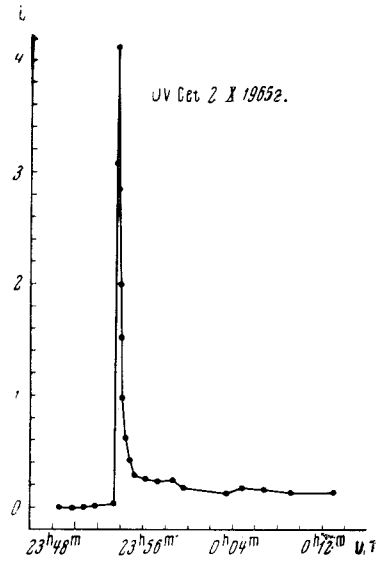
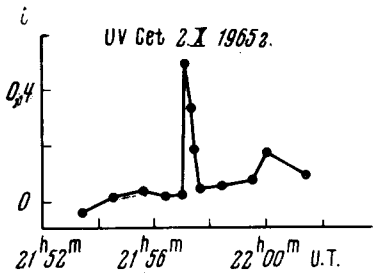
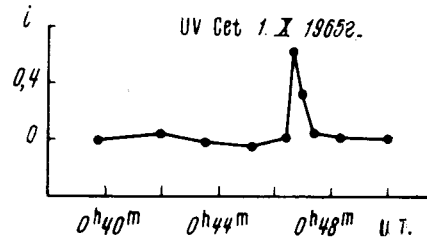
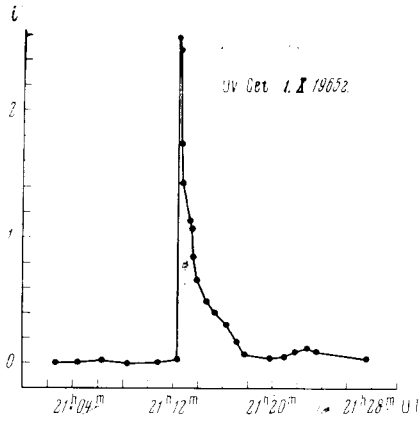
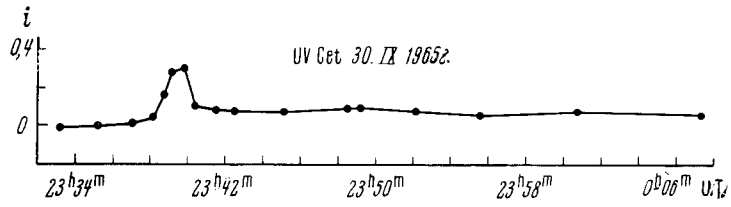
Ниже приведены сводные данные наблюдений. В таблице указаны: звезда, даты, моменты начала и конца наблюдений, моменты максимумов вспышек (время всемирное) и их амплитуды.

Световые кривые вспышек даны на фигуре. Как и ранее, определялась величина избыточного излучения вспышки

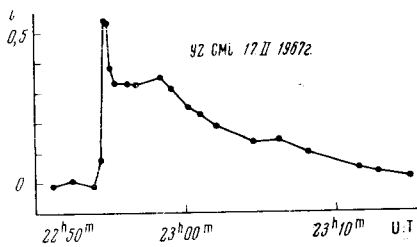
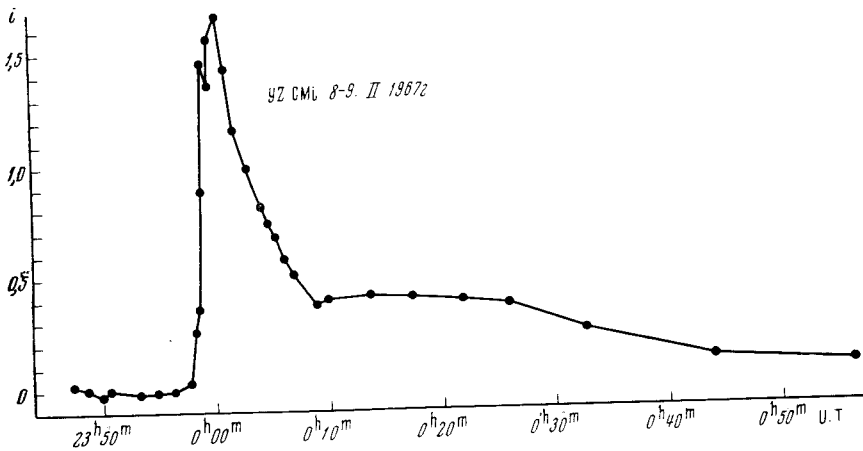
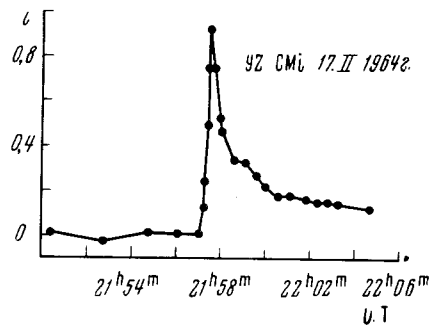
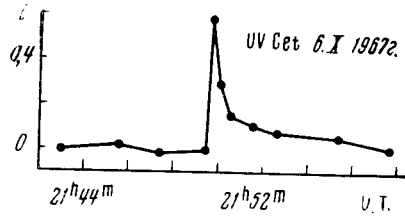
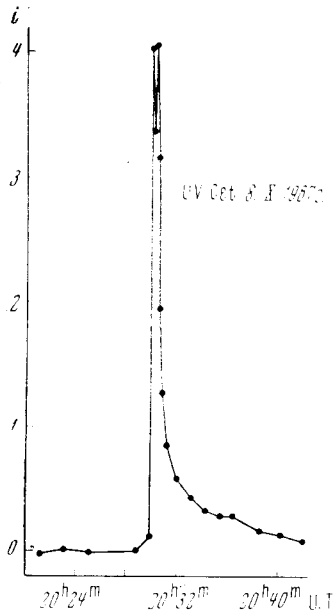
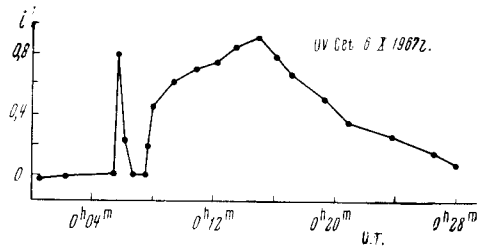
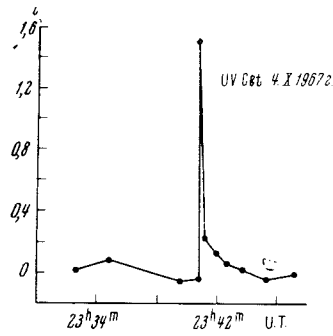
$$i_{\text{всп}} = \frac{P_{\text{всп}}}{P_{\text{норм}}} - 1,$$

где  $P_{\text{всп}}$ ,  $P_{\text{норм}}$  — потоки от звезды во время вспышки и в нормальном состоянии. Световые кривые вспышек UV Cet 20, 22, 23, 24, 26. IX 1965 г. и всех вспышек UV Cet, наблюдавшихся в октябре 1966 г., даны в [2,3]. Ошибки определения величины  $i = \pm 2 \div 3\%$ . Точность моментов времени около 1 мин.









Таблица

Дата	Время начала и конца наблюдений, У. Т.	Время максимум кир. У. Т.	$\Delta m^e$	Дата	Время начала и конца наблюдений, У. Т.	Время максимум кир. У. Т.	$\Delta m^e$	Дата	Время начала и конца наблюдений, У. Т.	Время максимум кир. У. Т.	$\Delta m^e$
UV Cet											
13-14.X.1963 г.	20 <sup>h</sup> 55 <sup>m</sup> 22 <sup>h</sup> 44 <sup>m</sup>	22 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup>	1 <sup>m</sup> 0	29-30.IX.1964 г.	20 <sup>h</sup> 57 <sup>m</sup> 1 <sup>h</sup> 54 <sup>m</sup>	1 <sup>h</sup> 49 <sup>m</sup>	1 <sup>m</sup> 0	18-19.IX.1965 г.	21 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup> -2 <sup>h</sup> 15 <sup>m</sup>	21 <sup>h</sup> 16 <sup>m</sup>	0 <sup>m</sup> 4
14-15.X	19 53-0 54			2-3.X	23 32-1 35			19-20.IX	21 00-2 10	22 13	0,7
15-16.X	20 35-23 07			4-5.X	20 40-1 46	21 38	0,4			21 03	0,9
16-17.X	20 00-0 54	21 47	0,5	6-7.X	20 48-1 45	22 33	0,4			0 18	1,0
17-18.X	20 22-23 38			9-10.X	20 54-22 25	21 03	1,4			0 52	0,3
19-20.X	20 48-23 43	23 03	1,5	11-12.X	20 30-1 35			20-21.IX	21 05-2 13		
	YZ CMi			12-13.X	20 20-1 30			21-22.IX	21 03-2 00		
7-8.II.1964 г.	18 50-23 33			13-14.X	20 18-1 25			22-23.IX	20 55-2 06	22 59	0,1
11-12.II	47 35-20 47							23-24.IX	21 03-2 00	23 46	0,7
15-16.II	47 39-0 00									0 32	1,9
17-18.II	18 30-22 13	21 58	0,7					24-25.IX	20 49-2 05		
	EV Lac			3-4.XII.1964 г.	19 52-22 00			25-26.IX	20 54-1 35	0 47	1,5
1-2.VIII.1964 г.	22 22-1 09			10-11.XII	16 49-22 00			26-27.IX	20 50-22 50		
2-3.VIII	21 40-1 45			11-12.XII	16 26-22 00			27-28.IX	20 55-2 00	0 11	0,4
5-6.VIII	21 56-1 45							28-29.IX	21 06-2 00	21 09	1,1
6-7.VIII	22 44-1 45							29-30.IX	21 24-1 50		
8-9.VIII	21 57-1 20							30.IX-1.X	21 05-1 31	23 39	0,3
9-10.VIII	21 00-1 20									0 47	0,3
11-12.VIII	21 43-1 00							1-2.X	20 55-2 48	21 42	1,4
13-14.VIII	21 41-1 20							2-3.X	21 50-0 38	21 57	0,4
										23 54	1,8
YZ CMi											
				26-27.II.1965 г.	17 20-18 15						
				1-2.III	16 50-23 03						
				3-4.III	17 34-18 35						
				4-5.III	16 53-18 21						
				5-6.III	17 00-18 00						
				7-8.III	20 22-22 00						
					17 00-18 02						
					19 04-19 26						
				21-22.III	17 30-20 36						

Окончание

Дата	Время начала и конца наблюдений, У. Т.	Время максимума, У. Т.	$\Delta m^*$	Дата	Время начала и конца наблюдений, У. Т.	Время максимума, У. Т.	$\Delta m^*$	Дата	Время начала и конца наблюдений, У. Т.	Время максимума, У. Т.	$\Delta m^*$
<b>AD Leo</b>											
12-13.II 1966 г.	18 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> -2 <sup>h</sup> 5 <sup>m</sup>			10-11.X 1966 г.	UV Cet*	19 <sup>h</sup> 05 <sup>m</sup> 22 <sup>s</sup> 15 <sup>m</sup>	1 <sup>m</sup> 8	3-4.II	19 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup> -0 <sup>h</sup> 50 <sup>m</sup>		
13-14.II	17 42-22 42			12-13.X	19 00-1 00	21 <sup>h</sup> 08 <sup>m</sup>		8-9.II	17 00-1 00	0 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup>	1 <sup>m</sup> 1
14-15.II	18 44-19 50			13-14.X	19 38-0 30			10-11.II	17 02-19 02		
15-16.II	19 23-22 34			16-17.X	18 00-23 35	19 37	1,2	13-14.II	19 20-22 57		
18-19.II	17 37-23 02			17-18.X	17 55-0 05	21 20	1,7	15-16.II	16 52-20 55		
25-26.II	23 17-0 20			18-19.X	18 00-0 20			16-17.II	16 45-0 00		
26-27.II	22 57-2 16			19-20.X	18 00-23 55	18 47	1,6	17-18.II	16 52-23 15	22 55	0,5
	17 37-21 30					22 41	0,7				
<b>V4216 Sgr</b>											
12-13.VII 1966 г.	20 20-23 00			20-21.X	17 45-0 00	23 05	0,5	30.IX-1.X 1967 г.	UV Cet	20 09-0 43	0 25
13-14.VII	20 00-21 45					23 15	2,8	1-2.X	20 41-0 32	0 38	0,7
	22 21-23 06					21 14	1,7	2-3.X	19 56-1 42	23 23	0,5
19-20.VII	21 00-23 35					21 31	1,5	3-4.X	19 53-1 16	23 27	1,7
20-21.VII	19 15-22 41			21-22.X	19 13-0 05	21 43	0,9	4-5.X	19 59-22 00	23 41	1,0
	22 56-23 10					20 42	0,7	5-6.X	22 42-23 57		
21-22.VII	19 31-22 26					21 38	0,6	5-6.X	19 49-0 27	0 06	0,7
	22 42-23 27					22 30	0,9	6-7.X	19 35-23 53	21 50	0,5
22-23.VII	21 10-23 33			1-2.II 1967 г.	YZ CMi			8-9.X	19 30-23 13	20 30	1,8
23-24.VII	19 37-22 43			2-3.II	18 20-0 52						
					19 00-0 35						

\* Для периода наблюдений UV Cet в октябре 1966 г. даны амплитуды изменения блеска в фильтре  $\lambda 861$ . Характеристики фильтра см. в [2].

Сопоставление световых кривых вспышек с данными радионаблюдений было сделано в [4]. В [2] рассмотрены результаты наблюдений с интерференционными фильтрами. Общее обсуждение результатов фотоэлектрических наблюдений дано в [5].

Ноябрь 1967 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. П. Ф. Ч у г а й н о в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 33, 215.
2. П. Ф. Ч у г а й н о в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 200.
3. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Ч у г а й н о в. Астрон. ж., 1967, 44, 260.
4. V. Lovell, P. F. Chugainov. Nature, 1964, 203, 1213.
5. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Ч у г а й н о в. Наст. том, стр. 7.

**ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД.**

**VI. ФОТОМЕТРИЯ ВСПЫШЕК EV Lac  
В ЧЕТЫРЕХ УЧАСТКАХ СПЕКТРА:  $U$ ,  $H_{\beta}$ ,  $G$ ,  $V$**

*П. Ф. Чугайнов*

За 66 час. фотоэлектрических наблюдений EV Lac с фильтром  $U$  зарегистрирована 31 вспышка. Показано, что столь высокая частота регистрации вспышек вызвана двумя факторами: 1) повышенной вспышечной активностью звезды и 2) более высокой вероятностью обнаружения слабых вспышек при наблюдениях с фильтром  $U$  по сравнению с наблюдениями с фильтром  $B$ .

Для трех вспышек, наблюдавшихся с фильтрами  $U$ ,  $H_{\beta}$ ,  $G$ ,  $V$ , сопоставлены следующие величины, характеризующие излучение вспышки: относительная интенсивность излучения вспышки  $i = \Delta I/I$  в фильтре  $U$ , показатели цвета  $(U - G)$  и  $(U - V)$  и эквивалентные ширины линии  $H_{\beta}$ , определенные по отношению к прилегающему к ней континууму и к континууму непосредственно за пределом балмеровской серии, соответственно  $W_{H_{\beta}4861}$  и  $W_{H_{\beta}3650}$  ( $U$ ,  $V$  — фильтры системы Джонсона,  $H_{\beta}$ ,  $G$  — узкополосные фильтры с эффективными длинами волн  $\lambda 4861$  и  $\lambda 4990$  Å). Наблюдаемые вблизи максимума вспышки значения  $(U - G)$  и  $(U - V)$  не противоречат предположению, что излучение вспышки возникает в оптически тонком облаке газа ( $T_e = 10^4 \div 8 \cdot 10^4$  °K,  $n_e \geq 10^6$ ). На нисходящей части световых кривых излучение вспышек имеет более красный цвет, чем тот, который дает «небулярная» модель. Наблюдаемые значения  $W_{H_{\beta}4861}$  и  $W_{H_{\beta}3650}$  примерно в 10—100 раз меньше «небулярных» значений. Это указывает на то, что оптическая толщина в балмеровских линиях больше единицы и их интенсивности уменьшены самопоглощением.

PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF FLARE STARS. VI. THE PHOTOMETRY OF FLARES OF EV LAC IN FOUR SPECTRAL REGIONS:  $U$ ,  $H_{\beta}$ ,  $G$ ,  $V$ , by *P. F. Chugainov*. — 31 flares were recorded for 66 hours of photoelectric observations of EV Lac with  $U$ -filter. It is shown that so high a frequency of recording of flares was caused by two factors: 1) high flare activity of the star; 2) higher probability to detect small flares with  $U$ -filter than with  $B$ -filter during observations.

For three flares observed with four filters  $U$ ,  $H_{\beta}$ ,  $G$ ,  $V$  the following quantities defining the radiation of flare were compared: the relative intensity of flare radiation  $i = \Delta I/I$  with  $U$ -filter, the colour indices  $(U - G)$  and  $(U - V)$ , and the equivalent widths of  $H_{\beta}$  line determined with respect to adjacent continuum and the continuum immediately beyond the limit of Balmer series,  $W_{H_{\beta}4861}$  and  $W_{H_{\beta}3650}$  respectively.  $U$ ,  $V$  are filters of Johnson's system and  $H_{\beta}$ ,  $G$  are narrow-band filters with effective wave lengths  $\lambda 4861$  and  $\lambda 4990$  Å. The values of  $(U - G)$  and  $(U - V)$  observed near the flare maxima do not contradict the assumption that the radiation originates in the optically thin gas cloud ( $T_e = 10^4 \div 8 \cdot 10^4$  °K,  $n_e \geq 10^6$ ). In the descending part of light curves the flare radiation possesses more red colour than that following from the «nebular» model. The observed values of  $W_{H_{\beta}4861}$  and  $W_{H_{\beta}3650}$  are approximately 10—100 times lower than these «nebular» values. It shows that the optical depth in Balmer lines is greater than unity and the intensities of these lines are reduced by selfabsorption.

Недавно мы получили фотоэлектрические наблюдения вспышек звезды UV Cet с интерференционными фильтрами, выделяющими линию  $H_{\beta}$  и находящийся вблизи нее участок непрерывного спектра со средней дли-

ной волны  $\lambda 4990 \text{ \AA}$ . Результаты этих наблюдений рассмотрены в [4]. С целью исследования соотношения между потоками в линиях и непрерывном спектре излучения вспышек звезд типа UV Cet нами предприняты дальнейшие наблюдения.

Здесь рассматриваются наблюдения вспышек EV Lac, выполненные в четырех участках спектра. Использовались те же два интерференционных фильтра  $H_\beta$  и  $\lambda 4990 \text{ \AA}$ , что и ранее, а также фильтры, близкие к  $U$  и  $V$  системы Джонсона. Условимся фильтр  $\lambda 4990$  в дальнейшем называть  $G$ . Наблюдения проводились с помощью фотоэлектрического фотометра, установленного на 70-см отражательном телескопе АЗТ-8 с 24.VIII по 8.IX 1967 г.

Непрерывная регистрация блеска звезды велась с постоянно установленным фильтром  $U$ . При возникновении наиболее мощных вспышек последовательно чередовались все четыре фильтра. Всего за 66 час. наблюдений с фильтром  $U$  была зарегистрирована 31 вспышка. Только для трех вспышек удалось получить достаточно уверенные световые кривые с каждым из четырех фильтров.

В результате проводившихся нами ранее фотоэлектрических наблюдений с фильтрами  $B$  и  $V$  за 635 час. было зарегистрировано 15 вспышек [2—4]. Таким образом, средний промежуток времени между вспышками при наблюдениях с фильтром  $U$  оказался в 19 раз меньше, чем в случае наблюдений с фильтрами  $B$  и  $V$ . Очевидно, это могло быть вызвано двумя факторами: 1) повышенной вспышечной активностью звезды; 2) более высокой вероятностью обнаружения слабых вспышек в случае использования фильтра  $U$ . (Контраст вспышек по отношению к невозмущенному излучению звезды в ультрафиолете выше, чем в видимой области спектра.)

Чтобы выяснить влияние этих факторов, по обоим рядам наблюдений было сравнено число вспышек, излучение которых в максимуме имело величину  $B$  в пределах  $11,2—12^m$ . Рассматриваемые вспышки имели относительные интенсивности в максимуме в пределах  $0,48 \leq i_B \leq 1,20$ , т. е. были значительно более интенсивными, чем предел чувствительности, и их численность не могла быть искажена эффектом селекции. Из данных наблюдений следует, что показатели цвета излучения вспышек EV Lac в максимуме  $U-B \approx -1,4$  (см. фигуру) и  $B-V \approx -0,2$  [4]. Поэтому пределы величин  $U$  для рассматриваемых вспышек  $10,0—11^m,0$ . Из вспышек, наблюдавшихся с фильтром  $B$ , таких вспышек оказалось восемь (группа  $B$ ), а из вспышек, регистрировавшихся с фильтром  $U$ , пять (группа  $U$ ). Вспышки, входящие в группу  $U$ , были самыми яркими среди вспышек, наблюдавшихся с фильтром  $U$ .

Необходимо также по обоим группам сравнить среднюю энергию  $\bar{L}$ , излучаемую за время вспышки в спектральных участках  $U$  и  $B$ . Эти величины определены способом, изложенным в [5]. Оказалось, что  $\bar{L}_B = 8 \cdot 10^{31} \text{ эрг}$  и  $\bar{L}_U = 1,1 \cdot 10^{32} \text{ эрг}$ . Для перехода от  $L_U$  к  $L_B$  были использованы средние значения отношений  $L_U/L_V \approx 2,7$  и  $L_B/L_V \approx 2,1$ . Первое из них найдено по тем вспышкам периода наблюдений 1967 г., для которых имелись наблюдения в фильтрах  $U$  и  $V$ . Второе соотношение взято согласно [5]. В итоге имеем  $L_U \approx L_B$ . Таким образом, для группы  $U$  средняя энергия вспышек  $L_B = L_U = 1,1 \cdot 10^{32} \text{ эрг}$ , и можно считать, что для обеих групп вспышек средняя энергия приблизительно одинаковая.

Учитывая, что отношение длительности двух рядов наблюдений  $635/66 \approx 10$  и отношение числа вспышек с одинаковой полной энергией и единой вероятностью обнаружения  $n_U/n_B = 8/5$ , можно заключить, что в период август-сентябрь 1967 г. вспышечная активность EV Lac приблизительно в 6 раз превышала среднюю активность 1960—1963 гг.

Можно оценить ожидаемое число вспышек для периода наблюдений 1967 г., принимая, что в 1967 г. среднее число вспышек в единицу време-

ни было в 6 раз больше, чем в 1960—1963 гг., а также считая, что вероятность обнаружения всех вспышек в обоих рядах наблюдений была равна единице. Для периода 1960—1963 гг. среднее число вспышек за 1 час  $N_B/T_B = 15/635$ . Итак, получаем, что ожидаемое число вспышек в 1967 г.

$$N_U = N_B \frac{T_U}{T_B} 6 = 9.$$

Как уже говорилось, в действительности в 1967 г. наблюдалась 31 вспышка. Это показывает, что использование фильтра  $U$  вместо  $B$  увеличивает вероятность обнаружения слабых вспышек, что приводит к росту общего числа регистрируемых вспышек приблизительно в 3 раза.

Энергии  $L_U$  были определены для 31 вспышки EV Lac, наблюдавшейся в 1967 г. Распределение вспышек по энергиям  $L_U$  можно сравнить с распределением по энергиям  $L_B$ , которое для EV Lac дано в [5]. По-прежнему считаем, что  $L_U \approx L_B$ .

В табл. 1 сравниваются числа вспышек с энергией  $L_U$ , разбитой на интервалы через полпорядка, по двум рядам наблюдений: числа  $N_1$  относятся к наблюдениям с фильтром  $B$ , а числа  $N_2$  — с фильтром  $U$ . Видно, что увеличение вероятности обнаружения при наблюдениях с фильтром  $U$  позволяет продолжить кривую распределения в сторону более слабых вспышек.

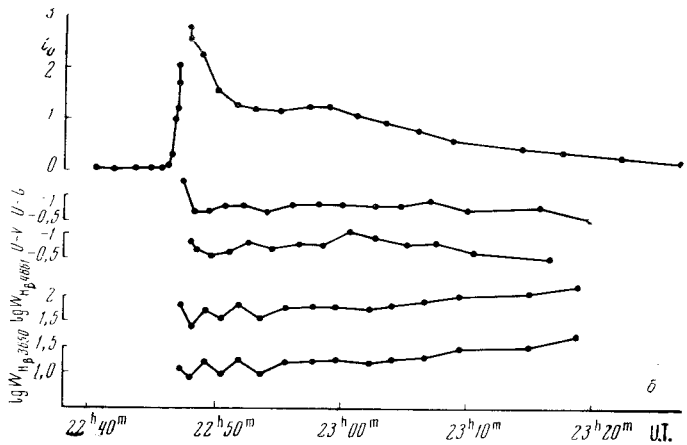
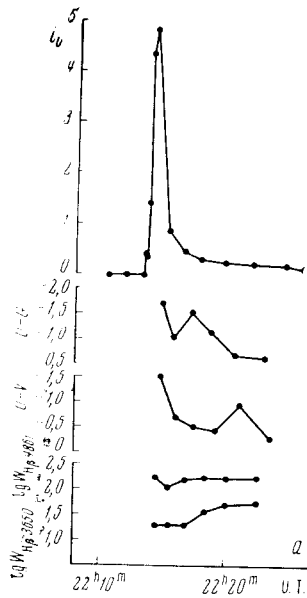
Таблица 1

$\lg L_B$	$N_1$	$N_2$	$\lg L_B$	$N_1$	$N_2$
34,0—33,5	1		32,0—31,5	7	2
33,5—33,0	2		31,5—31,0	1	6
33,0—32,5	1		31,0—30,5		7
32,5—32,0	3	3	30,5—30,0		13

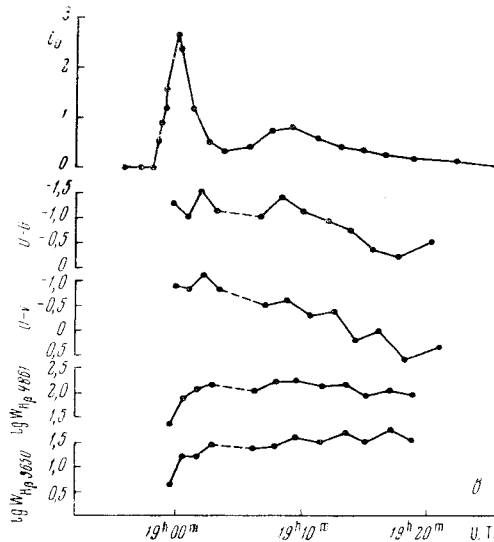
Рассмотрим результаты наблюдений с четырьмя фильтрами:  $U$ ,  $H_\beta$ ,  $G$ ,  $V$ . На фигуре для трех вспышек составлены кривые изменения следующих величин, характеризующих только излучение самой вспышки: относительной интенсивности излучения вспышки  $i_U = \Delta I/I$  в фильтре  $U$ , показателей цвета  $U-G$  и  $U-V$  и логарифмов эквивалентных ширины линии  $H_\beta$ , определенных по отношению к прилегающему к ней континууму и к континууму непосредственно за пределом балмеровской серии, соответственно  $\lg W_{H_\beta 4861}$  и  $\lg W_{H_\beta 650}$ . Все эти величины получены путем исключения излучения спокойной звезды из наблюдаемых во время вспышки потоков. Тем самым, очевидно, предполагается, что в течение вспышки фотосферное излучение звезды не изменяется. Способ определения  $W_{H_\beta}$  по нашим наблюдениям рассматривается ниже. Наибольшие ошибки в определении показателей цвета не превышали  $\pm 0^m,3$ . Ошибки определения  $W_{H_\beta}$  были тоже не более  $\pm 30\%$ .

Показатели цвета  $U-G$  и  $U-V$  находились по кривым величин  $U$ ,  $G$ ,  $V$  излучения вспышки. Последние, в свою очередь, определялись в результате сравнения потока излучения вспышки с суммарным излучением EV Lac + оптический спутник звезды, соответствующим времени непосредственно перед началом вспышки. Для суммарного излучения EV Lac + спутник вне вспышек было найдено  $U = 12^m,05$ ,  $G = 10^m,69$ ,  $V = 10^m,03$ . Нуль-пункт величин  $G$  был найден по звездам A0 V.

В среднем по трем вспышкам получено, что вблизи их максимумов показатели цвета излучения вспышек  $U-G \approx -1^m,4$ ,  $U-V \approx -1^m,0$ .



Вспышки 31.VIII (a),  
8.IX (б) и 2.IX 1967 г. (в)



По мере уменьшения  $i_U$  показатели цвета увеличиваются (излучение краснеет) до значений  $U-G \approx -0,7 \div -0,4$ ,  $U-V \approx -0,6 \div +0,6$ .

Эквивалентные ширины линии  $H_\beta$  по отношению к близлежащему континууму вспышки определялись по формуле, которая дана в [1]. Чтобы найти эквивалентные ширины по отношению к континууму за бальмеровским пределом, нужно было знать отношение потоков  $F_{3650}/F_{4861}$ . По данным наших наблюдений были определены величины  $F_U/F_G$ . Использовалось следующее соотношение:

$$\lg F_U/F_G = \lg (F_U/F_G)_{A_0 V} - 0,4 (U - G).$$



Нуль-пункт этого соотношения был определен следующим образом. Очевидно,

$$\lg (F_U/F_G)_{A0V} = \lg \frac{\int_U \Phi_\lambda F_\lambda d\lambda}{\int_G \Phi_\lambda F_\lambda d\lambda} \frac{\int_G \Phi_\lambda d\lambda}{\int_U \Phi_\lambda d\lambda},$$

где  $\Phi_\lambda$  — реакции светоприемника в совокупности с фильтрами  $U$  и  $G$ ,  $F_\lambda$  — монохроматические потоки для звезды A0 V. Согласно данным, приведенным в [6] для звезд A0 V,

$$\lg \frac{\int_U \Phi_\lambda F_\lambda d\lambda}{\int_V \Phi_\lambda F_\lambda d\lambda} \frac{\int_V \Phi_\lambda d\lambda}{\int_U \Phi_\lambda d\lambda} = +0,04.$$

Используя данные о кривой реакции фильтра  $V$  [6], кривой пропускания фильтра  $G$  [1] и монохроматических потоках от звезд A0 V [7], было найдено

$$\lg \frac{\int_V \Phi_\lambda F_\lambda d\lambda}{\int_G \Phi_\lambda F_\lambda d\lambda} \frac{\int_G \Phi_\lambda d\lambda}{\int_V \Phi_\lambda d\lambda} = -0,12.$$

Откуда

$$\lg(F_U/F_G) = -0,08.$$

Согласно наблюдениям В. Е. Кункеля [8], бальмеровский скачок в излучении вспышек EV Lac, т. е. отношение  $F_{3650-}/F_{3650+}$  примерно равно 5. Можно, по-видимому, считать, что найденные нами значения отношения  $F_U/F_G$  приблизительно в 2 раза меньше, чем  $F_{3650-}/F_{4861}$ . Поэтому эквивалентные ширины  $W_{H\beta 3650}$  вычислялись по формуле

$$W_{H\beta 3650} = 1/2 W_{H\beta 4861} G_G/F_U.$$

Согласно фигуре пределы, в которых заключены наблюдаемые значения эквивалентных ширин, составляют:  $\lg W_{H\beta 4861} = 1,4 \div 2,2$  и  $\lg W_{H\beta 3650} = 0,7 \div 1,7$ . Как и в [1], можно отметить, что по мере угасания вспышки увеличивается эквивалентная ширина  $H\beta$ , особенно быстро вблизи максимума.

Сравним наблюдаемые значения  $U-G$ ,  $U-V$ ,  $W_{H\beta 4861}$ ,  $W_{H\beta 3650}$  с теми, которыми характеризуется излучение, обусловленное свечением оптически тонкого облака горячего газа. Фотометрические характеристики этой модели, которую будем называть «небулярной», были изучены Р. Е. Гершбергом [9—11]. Он провел вычисления показателей цвета  $U-B$ ,  $B-V$  излучения этого облака в интервале электронных температур  $T_e = 5 \cdot 10^3 \div 8 \cdot 10^4$  К и электронных плотностей  $n_e \geq 10^6$ . Показатели  $U-G$  для небулярной модели мы вычислили, используя точно те же исходные данные, что и Р. Е. Гершберг. Кривые реакции для фильтра  $U$  взяты из [6], для фильтра  $G$  — из [1]. Методика расчета показателей цвета аналогична той, которую применял Р. Е. Гершберг, поэтому ее не будем здесь рассматривать. Было рассмотрено два варианта: 1) излучение происходит в непрерывном спектре, в бальмеровских линиях, в линии He I 5876; 2) излучение — только в непрерывном спектре. Последний вариант соответствует предположению, что оптическая толщина в непрерывном спектре мала, а в линиях превышает единицу, т. е. вклад линий в общее излучение пренебрежимо мал. Поскольку значение элек-

тронной плотности для небулярной модели выбрано  $n_e \geq 10^6$ , то двух-  
квантовые переходы в обоих вариантах не учитываются.

Таблица 2

$T_e, 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$	$(U - G)_1$	$(U - V)_1$	$(U - G)_2$	$(U - V)_2$	$\lg W_{\text{H}\beta 4861}$	$\lg W_{\text{H}\beta 3650}$
5	-3,74	-1,65	-3,20	-2,50	+3,89	+2,16
10	-2,53	-1,34	-2,11	-1,74	+3,42	+2,32
20	-1,82	-1,04	-1,48	-1,26	+3,11	+2,41
40	-1,36	-0,86	-1,13	-0,98	+2,87	+2,38
80	-1,20	-0,80	-0,96	-0,85	+2,64	+2,26

В табл. 2 приведены показатели цвета  $U - G$  и  $U - V$  для первого и второго вариантов (соответственно индексы 1 и 2). Показатели  $U - V = (U - B) + (B - V)$  взяты согласно расчетам Р. Е. Гершберга. В последних двух графах приведены значения  $\lg W_{\text{H}\beta 4861}$  и  $\lg W_{\text{H}\beta 3650}$  для небулярной модели, взятые соответственно из [12] и [13].

Как и в [1], наблюдаемые значения  $W_{\text{H}\beta 4861}$  примерно на один-два порядка меньше, чем предсказываемые «небулярной» моделью. То же самое можно сказать и в отношении  $W_{\text{H}\beta 3650}$ . По-видимому, это указывает на то, что оптическая толща в бальмеровских линиях больше единицы, и их интенсивности уменьшены самопоглощением.

В заключение автор благодарен Р. Е. Гершбергу за помощь, оказанную им при вычислении данных табл. 2, а также за полезную дискуссию в процессе выполнения работы.

Ноябрь 1967 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 200.
2. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, 26, 171.
3. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 28, 150.
4. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 33, 215.
5. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, 40, 7.
6. T. A. Matthews, A. R. Sandage. *Astrophys. J.*, 1963, 138, 30.
7. R. V. Willstrop. *Memoirs of Roy. Astron. Soc.*, 1965, 69, part 3.
8. W. E. Kunkel. *Diss.*, 1967.
9. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 32, 133.
10. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 33, 203.
11. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 36, 216.
12. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 177.
13. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, П. В. Годовников. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 208.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ AG Dra В 1962—1967 гг.

Т. С. Белкина

В период с 1965 по 1967 г. выполнены трехцветные фотоэлектрические наблюдения симбиотической звезды AG Dra в системе, близкой к *UBV*. Построена сводная фотоэлектрическая кривая блеска с 1962 по 1967 г.

Колебания блеска AG Dra неправильные, но во всех участках спектра синхронны; в желтых лучах амплитуда изменения блеска  $0^m,15$ , в синих —  $0^m,30$ , в ультрафиолете —  $1^m,0$ .

Результаты наблюдений можно объяснить, предполагая, что AG Dra — комплекс, состоящий из холодной (K5 III) и горячей ( $T_c = 50\,000^\circ$ ) звезд и газа ( $T_e = 17\,000^\circ$ ,  $n_e \geq 10^6$ ) [10]. В таком случае колебания блеска во всех участках спектра удовлетворительно объясняются переменностью горячей компоненты. Получено, что яркость холодной компоненты в системе  $V = 9^m,75$ , минимальная яркость горячей компоненты в той же системе  $14^m,0$ . Амплитуда колебаний блеска горячей компоненты в желтых лучах превышает  $2^m,5$ . Абсолютная визуальная величина ее в минимуме  $M_V = +4^m,2$ .

PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF AG Dra FROM 1962 TO 1967, by T. S. Beljakina. — In the period from 1965 to 1967 threecolour photoelectric observations of symbiotic star AG Dra have been carried out in a system similar to *UBV*. A combined photoelectric light curve has been constructed from 1962 to 1967.

The light variations of AG Dra are irregular but synchronous in all the regions of spectrum; the amplitude of light variations is  $0^m,15$  for yellow light,  $0^m,30$  for blue one and  $1^m,0$  for ultraviolet.

Results of the observations can be explained assuming that AG Dra is a complex system consisting of a cold star (K5 III), a hot one ( $T_c = 50\,000^\circ$ ) and a gas cloud ( $T_e = 17\,000^\circ$ ,  $n_e \geq 10^6\text{ cm}^{-3}$ ) [10]. In that case the light variations in all the regions of spectrum are probably due to the variations of the hot component. It has been obtained that the luminosity of the cold component in system  $V$  is  $9^m,75$ , the minimum luminosity of the hot component in the same system is  $14^m,0$ . The amplitude of light variations of the hot component for yellow light exceeds  $2^m,5$ . Its minimum absolute visual magnitude  $M_V$  is  $+4^m,2$ .

AG Dra — неправильная переменная, по спектральным и фотометрическим характеристикам отнесена к немногочисленной группе симбиотических звезд, типичным представителем которой является Z And.

К настоящему времени различными авторами опубликовано несколько фотографических кривых блеска AG Dra, которые охватывают период с 1890 по 1965 г. [1—3]. Из фотоэлектрических наблюдений известны одна оценка величины  $V$  и цветов ( $B - V$ ) и ( $U - B$ ), полученная в 1952 г. [4], и два ряда наблюдений, относящихся к 1962 — 1963 гг. и 1964 г. [3, 5].

По этим данным характер переменности AG Dra с 1890 по 1965 г. можно описать следующим образом: у звезды явно заметны периоды относительного спокойствия и периоды повышенной активности. В периоды относительного спокойствия блеск звезды меняется медленно, плавно с амплитудой до  $0^m,6$  в фотографических лучах. Иногда наблюдаются всплески с амплитудой до  $1^m,5$ , например, всплеск с J.D. 2438700 по 2438900 [3]. В периоды повышенной активности, а таковых отмечалось всего два

(с 1920 по 1939 г. и с 1950 по 1956 г.), блеск колеблется с амплитудой до  $2^m$ . Оба фотоэлектрических ряда наблюдений AG Dra относятся к периоду относительного спокойствия.

Цель настоящей работы — фотоэлектрическое изучение изменения блеска со временем. Наблюдения проводились на зеркально-линзовом телескопе (диаметр мениска 64 см,  $f \approx 10$  м) Крымской астрофизической обсерватории [5] с 1965 по 1967 г. В качестве звезды сравнения использовалась звезда BD + 67° 925 ( $V = +9^m,81$ ,  $B - V = +0^m,45$ ,  $U - B = +0^m,01$ ), контрольной звездой служила звезда BD + 67° 926 ( $V = +10^m,37$ ,  $B - V = +0^m,43$ ,  $U - B = +0^m,09$ ). Методика наблюдений подробно описана в [5].

Наша инструментальная цветовая система близка к системе  $UBV$  [5]. Контроль за изменением нашей цветовой системы проводился ежегодно. В уравнениях

$$\begin{aligned}\Delta V &= \Delta m_{ж} + k_1 \Delta(B - V), \\ \Delta(B - V) &= k_2 \Delta C_{сж}, \\ \Delta(U - B) &= k_3 \Delta C_{сф},\end{aligned}\tag{1}$$

где  $\Delta m_{ж}$  — разность блеска двух звезд в желтых лучах,  $\Delta C_{сж}$  и  $\Delta C_{сф}$  — разность сине-желтого и сине-фиолетового цветов этих же звезд, найдены коэффициенты  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $k_3$ . Эти величины лучше всего определять из наблюдений звезд рассеянных скоплений, в случае, если они проводились в системе  $UBV$  [6]. Мы использовали для этой цели скопление IC 4665 [7]. Обычно наблюдалось около 20 звезд, что обеспечивало достаточную точность определения коэффициентов  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $k_3$ . Наблюдения показали, что цветовая система менялась незначительно в течение 1965—1967 гг. Поэтому были приняты средние значения коэффициентов для всего периода:

$$\begin{aligned}\Delta V &= \Delta m_{ж} - 0,02 \Delta(B - V), \\ \Delta(B - V) &= 1,06 \Delta C_{сж}, \\ \Delta(U - B) &= 1,05 \Delta C_{сф}.\end{aligned}\tag{2}$$

Звезда сравнения привязывалась к ближайшему фотоэлектрическому стандарту — звезде BD + 68° 926 [8]. Привязка проводилась на равных воздушных массах.

Если переменная звезда и звезда сравнения расположены близко и время наблюдения каждой из них невелико, то можно написать

$$\Delta C'_{сж} = \Delta C^0_{сж} + \gamma \Delta C^0_{сж} F(z),\tag{3}$$

где  $\Delta C'_{сж}$  — разность наблюдаемых сине-желтых цветов переменной и звезды сравнения,  $\Delta C^0_{сж}$  — разность внеатмосферных сине-желтых цветов этих звезд,  $\gamma$  — величина, характеризующая изменение атмосферной экстинкции с цветом,  $F(z)$  — воздушная масса в момент наблюдения обеих звезд. Если  $\Delta C^0_{сж}$  мало, то членом с  $\gamma$  в уравнении (3) можно пренебречь. В нашем случае  $\Delta C^0_{сж}$  была в среднем  $0^m,7$ . Поэтому при обработке наблюдений вводилась соответствующая поправка. Величина  $\gamma$  принята равной  $-0,03$ . Для  $\Delta m_{ж}$  и  $\Delta C_{сф}$  эффект цветовой экстинкции не учитывался ввиду его незначительности.

Результаты наших наблюдений в инструментальной системе по отношению к звезде сравнения BD + 67° 925 приведены в табл. 1, где в первой графе указан порядковый номер, во второй — юлианская дата, в третьей, четвертой и пятой — средние значения разности блеска в желтых лучах  $\Delta m_{ж}$  и средние значения разности сине-желтого  $\Delta C_{сж}$  и сине-фиолетового  $\Delta C_{сф}$  цветов между переменной звездой и звездой сравнения, в шестой — число наблюдений, вошедших в среднее.

Таблица 1

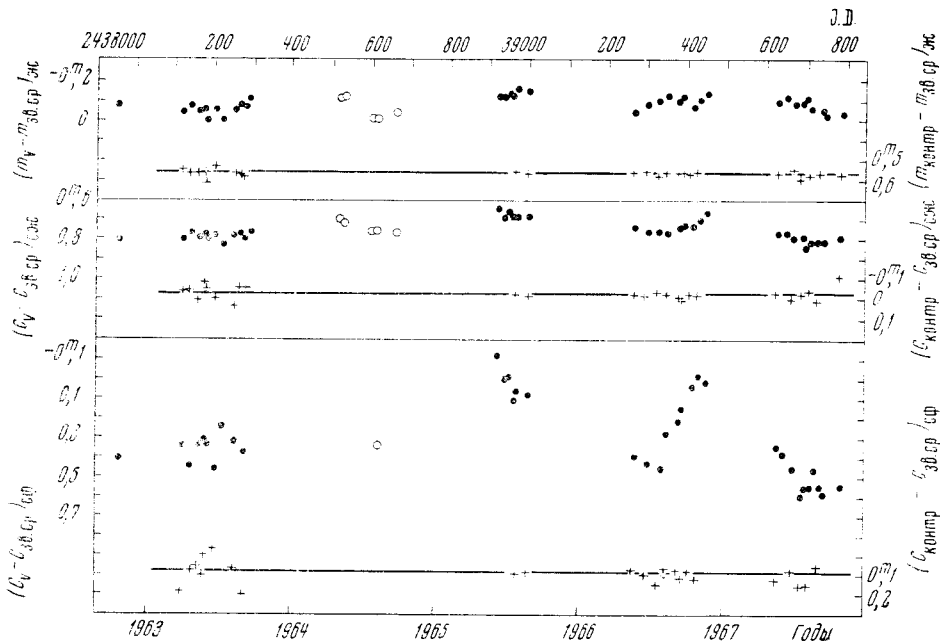
№ п/п	J.D.	$\Delta m_{ж}$	$\Delta C_{сж}$	$\Delta C_{сф}$	n	№ п/п	J.D.	$\Delta m_{ж}$	$\Delta C_{сж}$	$\Delta C_{сф}$	n
1	2438924	-0 <sup>m</sup> 12	+0 <sup>m</sup> 65	-0 <sup>m</sup> 12	2	29	39357	-0 <sup>m</sup> 08	+0 <sup>m</sup> 74	+0 <sup>m</sup> 24	5
2	935	-0,12	+0,66	-0,07	2	30	376	-0,09	+0,74	+0,24	2
3	936	-0,12	+0,70	+0,06	2	31	382	-0,11	+0,73	+0,19	3
4	940	-0,11	+0,67	+0,03	4	32	383	-0,11	+0,75	+0,19	3
5	942	-0,11	+0,71	0,0	4	33	390	-0,12	+0,73	+0,16	2
6	943	-0,11	+0,69	0,0	6	34	391	-0,11	+0,74	+0,14	3
7	944	-0,12	+0,68	-0,01	3	35	410	-0,06	+0,74	+0,02	3
8	950	-0,13	+0,66	-0,01	2	36	411	-0,05	+0,72	+0,01	3
9	963	-0,12	+0,69	+0,11	3	37	415	-0,07	+0,74	+0,04	2
10	965	-0,15	+0,68	+0,06	3	38	417	-0,10	+0,71	+0,04	2
11	967	-0,14	+0,70	+0,07	4	39	434	-0,10	+0,70	-0,01	3
12	972	-0,15	+0,70	-0,03	5	40	452	-0,13	+0,67	+0,02	3
13	973	-0,17	+0,69	+0,08	3	41	629	-0,10	+0,77	+0,34	3
14	975	-0,15	+0,70	+0,03	3	42	649	-0,11	+0,75	+0,44	2
15	977	-0,15	+0,69	+0,14	3	43	630	-0,10	+0,78	+0,39	2
16	38997	-0,14	+0,70	+0,05	4	44	653	-0,10	+0,79	+0,32	1
17	39006	-0,14	+0,69	+0,09	3	45	667	-0,08	+0,78	+0,45	3
18	008	-0,15	+0,69	+0,10	3	46	674	-0,08	+0,80	+0,45	2
19	273	-0,04	+0,74	+0,40	2	47	691	-0,09	+0,79	+0,59	3
20	274	-0,04	+0,74	+0,38	2	48	700	-0,11	+0,83	+0,55	2
21	293	-0,06	+0,74	+0,42	2	49	705	-0,06	+0,86	+0,56	2
22	297	-0,08	+0,77	+0,46	3	50	712	-0,04	+0,83	+0,52	2
23	301	-0,08	+0,77	+0,40	2	51	717	-0,07	+0,81	+0,57	2
24	302	-0,08	+0,76	+0,39	2	52	727	-0,04	+0,82	+0,46	2
25	334	-0,10	+0,76	+0,45	2	53	735	-0,04	+0,79	+0,54	1
26	347	-0,12	+0,76	+0,25	2	54	738	-0,06	+0,81	+0,56	2
27	353	-0,16	+0,78	+0,26	2	55	746	-0,02	+0,81	+0,58	2
28	355	-0,12	+0,74	+0,35	1	56	788	-0,03	+0,79	+0,54	2

Точность определения  $\Delta m_{ж}$ ,  $\Delta C_{сж}$ ,  $\Delta C_{сф}$  можно было вычислить по наблюдениям контрольной звезды. Средние квадратичные ошибки среднего оказались равными  $\epsilon_{\Delta m_{ж}} = \pm 0^m,01$ ,  $\epsilon_{\Delta C_{сж}} = \pm 0^m,01$ ,  $\epsilon_{\Delta C_{сф}} = \pm 0^m,03$

Представляло большой интерес построение сводной кривой блеска по всем известным фотоэлектрическим наблюдениям AG Dra. Основным препятствием при сведении всех наблюдений в одну систему является наличие эмиссионных линий в спектре AG Dra. Для определения возможных погрешностей при подобном сведении был оценен эффект ярких полос. Вычисления проведены так же, как и в [9]. Эквивалентные ширины линий вычислены по данным А. А. Боярчука [10]. Точные кривые реакции нашей цветовой системы неизвестны, поэтому мы воспользовались кривыми реакции, приведенными в [11]. Такая замена, по-видимому, допустима, поскольку наша инструментальная система близка к системе *UBV*. Границы полос пропускания также близки к границам полос пропускания в системе *UBV*. Об этом можно судить по кривым пропускания фильтров. В результате подсчета было получено, что

$$\Delta V = -0^m,00, \quad \Delta B = -0^m,08, \quad \Delta U = -0^m,08,$$

где  $\Delta V$ ,  $\Delta B$  и  $\Delta U$  — разности между блеском звезды в непрерывном спектре и блеском звезды с учетом эмиссионных полос. Эти величины позволяют утверждать, что при переходе от одной системы к другой близкой ошибки

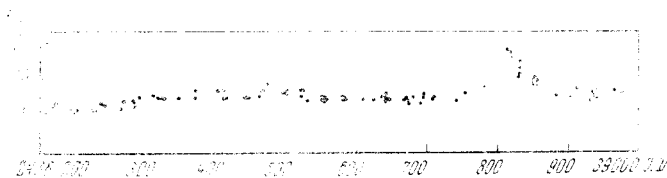


Фиг. 1. Изменение блеска в желтых лучах, сине-желтого и сине-фиолетового цветов AG Dra в 1962—1967 гг.

Темные кружки — наши наблюдения, светлые — наблюдения Венцеля [3], крестики — наблюдения контрольной звезды

не будут превышать  $0^m,1$ . Учитывая полученный выше результат, мы построили сводную кривую блеска по всем известным фотоэлектрическим наблюдениям AG Dra.

Наблюдения 1962—1963 гг. [5] выполнены в нашей же системе только с несколько худшей точностью. Наблюдения Венцеля [3] 1964 г. опубликованы в системе *UBV*. Однако [3] не содержит подробного описания аппаратуры и фильтров, с которыми они были получены. В качестве звезды сравнения он использовал звезду BD + 67°922. Мы привели наблюдения Венцеля в нашу систему по формулам (2). Следует иметь в виду, что при наличии эмиссии такой переход возможно отягощен некоторыми погрешностями.



Фиг. 2. Фотографическая кривая блеска AG Dra по Гесспер [3]

На фиг. 1 изображена сводная кривая блеска  $\Delta m_{ж}$  в желтых лучах и изменения сине-желтого  $\Delta C_{сж}$  и сине-фиолетового  $\Delta C_{сф}$  цветов по отношению к звезде сравнения BD + 67°925. Из рассмотрения фиг. 1 видно, что изменения блеска AG Dra в наблюдаемых нами участках спектра происходят одновременно, хотя и с различными амплитудами, поэтому при анализе можно привлечь фотографическую кривую блеска этой звезды (фиг. 2), охватывающую интервал времени с мая 1963 по сентябрь 1965 г. [3]. Это делает наш анализ более полным, поскольку фотоэлектрические наблюдения проводились с перерывами.

В 1963 г. AG Dra была слаба, затем она стала немного ярче и оставалась в таком состоянии до 1964 г., когда снова началось падение блеска. В 1964—1965 гг. наблюдался крупный всплеск с амплитудой в фотографических лучах  $1^m,5$  и с максимумом, приходящимся на февраль 1965 г. Фотоэлектрическими наблюдениями охвачена только нижняя часть нисходящей ветви этого всплеска. В 1966—1967 гг. отмечалось небольшое поярчание звезды, максимум которого приходился на конец 1966 г.

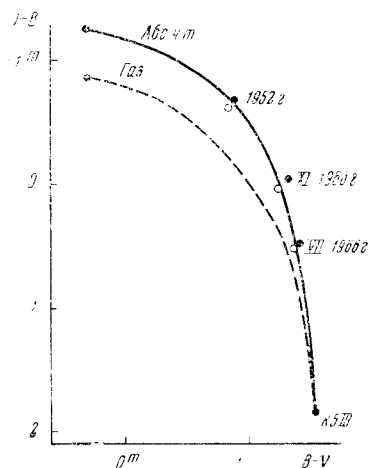
Наши наблюдения позволили выявить интересную особенность AG Dra. Если излучение в желтой области меняется с амплитудой  $0^m,15$ , в синей области  $0^m,30$ , то ультрафиолетовое излучение колеблется с амплитудой порядка  $1^m,0$ . Этот факт позволяет предположить, что неоднократно наблюдавшиеся небольшие колебания блеска на фотографических кривых блеска обусловлены изменением интенсивности ультрафиолетового излучения звезды.

Для дальнейшего анализа возьмем несколько значений цветов, соответствующих различным состояниям AG Dra. Цвета, соответствующие минимальному блеску (27—28 июля 1966 г.) и максимальному значению блеска (4—5 ноября 1966 г.), с известными допущениями переведены в систему *UBV*. Сюда же привлечены наблюдения Роман [4], соответствующие значительному поярчанию AG Dra в 1952 г.

Выбранные нами значения цветов нанесены на двухцветную диаграмму  $(B - V) - (U - B)$  (фиг. 3). Согласно [10], AG Dra представляет собой комплекс, состоящий из холодной компоненты (гигант K5 III), горячей компоненты, излучение которой в наблюдаемой области хорошо представляется излучением абсолютно черного тела с цветовой температурой  $T_c = 50\,000^\circ$ , и газа с электронной температурой  $T_e = 17\,000^\circ$  и электронной плотностью  $n_e \geq 10^6 \text{ см}^{-3}$ . Поэтому на двухцветную диаграмму, кроме наблюдаемых цветов, нанесены две кривые. Одна из них представляет суммарное излучение — рекомбинационное свечение водорода с  $T_e = 17\,000^\circ$  и  $n_e \geq 10^6 \text{ см}^{-3}$  [12] + излучение позднего гиганта K5 III, другая — излучение абсолютно черного тела с  $T_c = 50\,000^\circ$  + излучение позднего гиганта K5 III. Цвета суммарного излучения вычислялись так же, как и в [13].

Рассмотрение фиг. 3 показывает, что большему значению блеска соответствует значительное увеличение ультрафиолетового излучения. Точки, изображающие наблюдаемые цвета, располагаются очень близко к линии, соответствующей суммарному излучению холодной компонента + горячая компонента. Однако при интерпретации не следует пренебрегать газовой составляющей [10]. Поэтому выбранные нами наблюдаемые цвета AG Dra были представлены как цвета суммарного излучения холодной компонента + горячая компонента + газ.

Эмпирически подбирались цвета так, чтобы они были как можно ближе к наблюдаемым. Вычисленные цвета также изображены на фиг. 3. Доли, вносимые каждой компонентой в суммарное излучение, представлены в табл. 2.



Фиг. 3. Двухцветная диаграмма  $(B - V) - (U - B)$

Темные кружки — наблюдаемые цвета AG Dra, светлые — вычисленные цвета AG Dra, сплошная кривая — суммарное излучение гигант (K5 III) + абсолютно черное тело ( $T_c = 50\,000^\circ$ ), штриховая — суммарное излучение гигант (K5 III) + газ ( $T_e = 17\,000^\circ$ ,  $n_e \geq 10^6 \text{ см}^{-3}$ )

Таблица 2

Период наблюдений	Фильтр	Холодная компонента	Газ	Горячая компонента
1952 г.	Желтый	80%	5%	14%
	Синий	42	14	43
	Ультрафиолетовый	4	18	78
VII 1966 г.	Желтый	96	2	2
	Синий	82	9	9
	Ультрафиолетовый	23	31	46
XI 1966 г.	Желтый	93	2	5
	Синий	71	8	21
	Ультрафиолетовый	13	19	68

Если предположить, что яркость холодной компоненты не меняется, а такое предположение не лишено оснований, то наблюдаемые изменения блеска и цветов AG Dra можно объяснить изменением горячей компоненты. Для иллюстрации этого положения данные табл. 2 представим несколько иначе. Предположим, что излучение холодной компоненты постоянно во времени. Затем излучение горячей компоненты в желтых лучах, соответствующее наблюдениям 1952 г. и ноября 1966 г., поделим поочередно на излучение этой же компоненты в той же области для июля 1966 г. То же самое было проделано для излучения горячей компоненты в синих и ультрафиолетовых лучах и газа. Иными словами, мы определили, во сколько раз изменялась интенсивность излучения горячей компоненты и газа в 1952 г. и в ноябре 1966 г. по сравнению с июлем 1966 г. Результаты подсчета приведены в табл. 3.

Таблица 3

	Фильтр	Холодная компонента	Газ	Горячая компонента
1952/VII 1966	Желтый	1,0	3,0	8,5
	Синий	1,0	3,0	9,3
	Ультрафиолетовый	1,0	3,4	9,7
XI 1966/VII 1966	Желтый	1,0	1,0	2,6
	Синий	1,0	1,0	2,6
	Ультрафиолетовый	1,0	1,0	2,6

Из рассмотрения этой таблицы видно, что наибольшему изменению подвержено излучение горячей компоненты. Небольшое увеличение интенсивности горячего газа в 1952 г. вполне объяснимо в рамках наших предположений. Поярчание горячей компоненты, какими причинами ни было бы оно вызвано, повлечет, по-видимому, увеличение свечения близлежащего газа.

По данным табл. 2 можно определить яркость обеих компонент AG Dra. В июле 1966 г. при минимальном блеске этой звезды получено, что яркость холодной компоненты в желтой области  $V = 9^m,75$ , а яркость горячей  $V =$



$\approx 14^m,0$ . В 1952 г. яркость горячей компоненты была  $11^m,5$ . Таким образом, яркость горячей компоненты колеблется больше, чем на  $2^m,5$ .

Если принять абсолютную визуальную величину  $M_V$  холодной компоненты равной  $0^m$ , то абсолютная яркость горячей компоненты в минимуме получается равной  $+4^m,2$ , что находится в хорошем согласии с результатами А. А. Боярчука [10].

В заключение автор выражает глубокую благодарность В. Б. Никонову и А. А. Боярчуку за постоянное внимание к работе, Л. Назаровой и Л. Шваук за помощь в обработке наблюдений.

7 декабря 1967 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. L. J. R o b i n s o n. Information Bull. on Var. stars comission 27 of the IAU, 1963, N 73.
  2. А. С. Ш а р о в. Переменные звезды, 1960, 13, 55.
  3. Н. Г е в н е р. Mitt. Veränderl. Sterne, 1966, 4, 37.
  4. N. R o t a n. Astrophys. J., 1953, 117, 467.
  5. Т. С. Б е л я к и н а. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 33, 226.
  6. П. Ф. Ч у г а й н о в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 33, 215.
  7. Н. L. J o h n s o n. Astrophys. J., 1954, 119, 181.
  8. Н. L. J o h n s o n, W. W. M o r g a n. Astrophys. J., 1953, 117, 313.
  9. В. В. П р о к о ф ь е в а, Т. С. Б е л я к и н а. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 29, 278.
  10. А. А. Б о я р ч у к. Астрофизика, 1966, 2, 100.
  11. Т. А. M a t h e w s, A. R. S a n d a g e. Astrophys. J., 1963, 138, 3.
  12. Р. Е. Г е р ш б е р г. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 33, 206.
  13. Т. С. Б е л я к и н а. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 34, 100.
-

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В АТМОСФЕРЕ Р ЛЕБЕДЯ

Е. Р. Астафьев, О. П. Голландский, И. М. Копылов

На основании спектрограмм, полученных на 1220-мм рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории в 1959 г. (с дисперсией 23 Å/мм) и в 1963 г. (с дисперсией 14 и 33 Å/мм), исследовались временные изменения в спектре Р Лебеда. Между 1959 и 1963 гг. обнаружены лишь небольшие изменения в спектре. В общих чертах вид спектра был подобен тому, каким он наблюдался ранее [2, 6, 7]. Однако обнаружены куполообразные эмиссионные «горбы» (фиг. 10), служащие как бы основаниями сильных водородных и гелиевых линий. Природа этих «горбов» не выяснена. По интенсивностям межзвездных линий оценено значение абсолютной величины  $M_v = -8^m.2$ , на основании которой  $R_* \approx 50R_\odot$ . Для параметров атмосферы получены следующие значения: логарифм числа атомов водорода на втором уровне в столбе с сечением  $1 \text{ см}^2 \lg N_{02}H = 15.0$ ; логарифмы электронной плотности  $\lg n_e (n_m) = 12.74$  — по формуле Инглиса — Теллера и  $\lg n_e (H) = 14.31$  — по стьюрковскому распределению водородных линий; микротурбулентная скорость  $v_t = 9 \text{ км/сек}$  (в 1959 г.) и  $v_t = 19 \text{ км/сек}$  (в 1963 г.) — по кривым роста для линий поглощения O II и N II. Бальмеровский декремент оказался более пологим, чем полученный Бербиджами [10]. Показано, что увеличение лучевой скорости абсорбционных компонент линий с уменьшением потенциала ионизации можно объяснить эффектом «заполнения» эмиссией абсорбции.

PHYSICAL CONDITIONS IN THE ATMOSPHERE OF P CYGNI by E. R. Astafyev, O. P. Hollandsky, I. M. Kopylov. — Time variations in the atmosphere of P Cygni have been investigated using spectrograms obtained with the 1220-mm reflector of the observatory in 1959 (dispersion — 23 Å/mm) and 1963 (dispersion — 14 and 33 Å/mm). Between 1959 and 1963 only small changes in the spectrum were detected. The picture of the spectrum was in general similar to that observed earlier [2, 6, 7], but dome-shaped emission «humps» (fig. 10) forming something like bases of strong hydrogen and helium lines were detected. The origin of the «humps» is not known. Using the intensities of interstellar lines the absolute magnitude of the star  $M_v$  has been estimated as  $-8^m.2$  according to which  $R_* \approx 50R_\odot$ .

The following values for the parameters of the atmosphere have been found: the logarithm of the quantity of hydrogen atoms on the second level over  $1 \text{ cm}^2$  of the photosphere  $\lg N_{02}H = 15.0$ ; the logarithms of the electron density  $\lg n_e (n_m) = 12.74$  — according to the Inglis — Teller formula and  $\lg n_e (H) = 14.31$  — according to the Stark broadening of hydrogen lines; microturbulent velocity  $v_t = 9 \text{ km/sec}$  (1959) and  $v_t = 19 \text{ km/sec}$  (1963) using curves of growth for absorption lines of O II and N II. The obtained Balmer decrement is less steep than that obtained by Burbidges [10]. It is shown that the increase of radial velocity of absorption components of the lines with the decrease of ionisation potential could be explained as an effect of «filling up» of absorption by emission.

Звезде Р Лебеда, наиболее яркому и типичному представителю объектов этого типа, посвящено значительное число исследований [1—13].

Мы продолжим эти исследования на основании спектрального материала (описание его дано ниже), который позволил выявить некоторые временные изменения в спектре, а также получить такие физические характеристики атмосферы Р Лебеда, как электронное давление, число атомов водорода на втором уровне, микротурбулентные скорости и др.

## § 1. Материал наблюдений и его обработка

Использованы спектрограммы Р Лебеда, полученные в 1959 г. И. М. Копыловым на большом призмном спектрографе 1220-мм рефлектора Крымской астрофизической обсерватории (дисперсия  $23 \text{ \AA}/\text{мм}$  у  $H_\gamma$ ) и О. П. Голландским в 1963 г. на дифракционном спектрографе того же телескопа (дисперсия 14 и  $33 \text{ \AA}/\text{мм}$ ). В табл. 1 приводятся даты наблюдений, число спектрограмм и сорт примененных пластинок.

Регистрограммы спектров получены на микрофотометре Молля с двадцатипятикратным увеличением и обработаны по методике, принятой на Эдинбургской обсерватории (см., например [14]), в результате чего получены «синтетические» средние спектры.

В табл. 2 приводится общий список линий этих спектров и даются последовательно: длина волны  $\lambda$ , элемент (в скобках указаны бленды), номер мультиплета  $M$  по таблицам Ш. Мур [15], эквивалентная ширина  $W$ , центральная интенсивность линий  $R$  в долях непрерывного спектра и исправленные за инструментальный контур полуширины линии  $b$ . Длина волны и номер мультиплета записаны в строке, относящейся к абсорбционной компоненте линии, строкой ниже помещены данные по эмиссионной компоненте.

По поводу получения  $W$  необходимо сделать следующее замечание. Существует известная неопределенность в том, как измерять  $W$  для эмиссии или абсорбции без выбора определенной модели атмосферы Р Лебеда (что является самостоятельной задачей, выходящей за рамки этой работы). Если исходить из представлений, что эмиссия и абсорбция, переналагаясь, взаимно искажают друг друга [6], то надо каким-то образом «доставать» контур эмиссионной или абсорбционной части линии. Но выбор способа доставания контура определяется моделью атмосферы. Если верно, что в атмосфере Р Лебеда имеет место истечение вещества, то к ней применима теория Соболева [16], на основании которой Рублевым [17] были построены контуры спектральных линий; эти контуры при определенных условиях похожи на спектральные линии Р Лебеда.

Таблица 1

Дисперсия, $\text{\AA}/\text{мм}$	Дата	Область $\lambda$ , $\text{\AA}$	Число спектрограмм	Сорт пластинок
23	13.IX 1959 г.	3800—5050	4	103 а—О
23	19.IX	3800—5050	4	103 а—О
14	4.X 1963 г.	3650—3900	1	103 а—О
14	5.X	3650—3900	1	103 а—О
14	23.X	3650—3900	1	0—а—О
14	4.X	3880—4270	1	103 а—О
14	5.X	3880—4270	1	103 а—О
14	23.X	3880—4270	1	0—а—О
14	23.X	4330—4870	1	0—а—О
33	4.X	5000—5600	2	103 а—F
33	1.X	5620—6125	1	103 а—F
33	3.X	5620—6125	2	103 а—F
33	4.X	5620—6125	1	103 а—F
33	1.X	6230—6475	1	103 а—F
33	3.X	6230—6475	2	103 а—F
33	4.X	6230—6475	1	103 а—F
33	1.X	6470—6685	1	103 а—F
33	3.X	6470—6685	2	103 а—F
33	4.X	6470—6685	1	103 а—F

Таблица 2

$\lambda$ , Å	Элемент, M	Дисперсия					
		23 Å/мм			14 Å/мм		
		W, Å	R	$b$ , км/сек	W, Å	R	$b$ , км/сек
3676,73	H <sub>22</sub>	0,00	0,000	000	0,02	0,03	120
3679,36	H <sub>21</sub>				0,05	0,05	80
3682,81	H <sub>20</sub>	0,00	0,00	000	0,02	0,05	80
3686,83	H <sub>19</sub>				0,02	0,12	100
3691,56	H <sub>18</sub>				0,05	0,05	80
3697,15	H <sub>17</sub>				0,01	0,02	
3703,86	H <sub>16</sub>				0,16	0,10	160
3711,97	H <sub>15</sub>				0,04	0,06	
3721,94	H <sub>14</sub>				0,28	0,16	120
3734,37	H <sub>13</sub>				0,19	0,10	120
3744,89	?				0,57	0,25	200
3750,15	H <sub>12</sub>				0,08	0,07	80
3756,10	He I 66				0,36	0,19	150
3757,66	N III 11				0,19	0,10	190
3770,63	H <sub>11</sub>				0,41	0,26	150
3773,43	Si IV 3				0,21	0,11	190
3775,0	?				0,53	0,29	100
3778,90	S III 5				0,13	0,08	140
3791,41	Si III 5	0,00	0,00	000	0,04	0,03	
3797,90	H <sub>10</sub>				0,60	0,38	120
3806,56	Si III (He I)				0,14	0,11	80
3819,61	He I 22				0,14	0,09	140
3828,44	Fe III 70				0,05	0,04	100
3833,10	O II 13				0,05	0,04	100
3835,39	H <sub>9</sub>				0,70	0,39	120
3838,32	S III (N II, He I) 5				0,22	0,14	120
3851,04	O II 12				0,05	0,05	80
3856,02	Si II (O II, N II) 1				0,05	0,05	80
3860,64	S III 5				0,18	0,07	190
3862,59	Si II 1	0,08	0,06	120	0,10	0,08	90
					0,63	0,40	150
					0,28	0,22	190
					0,10	0,07	120
					0,10	0,12	140
					0,87	0,47	120
					0,19	0,15	80
					0,08	0,05	140
					0,06	0,06	50
					0,59	0,36	70
					0,02	0,04	50
					0,03	0,05	
					0,01	0,02	
					0,30	0,15	160
					0,02	0,03	
					0,19	0,10	210
					0,02	0,03	
					0,15	0,08	140

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент, $M$	Дисперсия					
		23 Å/мм			14 Å/мм		
		$W, \text{Å}$	$R$	$b, \text{км/сек}$	$W, \text{Å}$	$R$	$b, \text{км/сек}$
3867,43	He I 20	0,16	0,13	120	0,08	0,06	120
		0,03	0,04	70	0,03	0,03	100
3871,82	He I 60	0,21	0,13	120	0,19	0,10	160
					0,01	0,02	
3874,10	O II 11	0,01	0,02		0,02	0,02	
3878,18	He I 59	0,05	0,05				
3882,20	O II 12	0,04	0,03		0,06	0,10	80
					0,04	0,04	
3889,03	H <sub>8</sub> (He I)	0,70	0,56	100	1,10	0,66	130
		1,78	1,06	140	1,71	1,12	90
3926,53	He I (O II) 58	0,24	0,16	80	0,23	0,17	80
3933,66	Ca II (K)	0,44	0,30	80	0,46	0,32	80
3955,85	N II 6	0,06	0,07	50	0,05	0,08	
		0,06	0,04	80	0,06	0,07	
3964,73	He I 5	0,29	0,32	100	0,60	0,35	120
		0,51	0,42	110	0,72	0,36	120
3970,07	H <sub>ε</sub>	0,92	0,58	145	1,05	0,74	145
		1,20	0,80	130	1,77	0,62	130
3973,26	O II 6	0,05	0,05	70			
		0,04	0,04	80	0,03	0,04	
3982,72	O II 6	0,06	0,02		0,08	0,07	100
3995,00	N II 12	0,32	0,27	140	0,44	0,35	160
		0,06	0,10	80	0,09	0,11	80
4003,64	N III 16	0,03	0,05	40			
		0,10	0,09	50			
4009,27	He I (O II) 55	0,29	0,22	120	0,36	0,24	120
		0,05	0,04	120	0,06	0,05	100
4026,19	He I 18	0,57	0,40	150	0,74	0,53	160
		0,66	0,43	150	0,46	0,32	110
4041,32	N II (O II) 39	0,02	0,02		0,07	0,04	
4043,54	N II (O II, Fe III) 39				0,03	0,05	
4057,00	N II 39	0,04	0,03	110	0,09	0,06	
4069,90	O II 10	0,10	0,06	120			
4072,16	O II 10	0,10	0,06	120	0,17	0,10	140
4075,87	O II (Fe III) 10	0,13	0,07	120	0,16	0,11	120
4078,86	O II 10	0,01	0,02		0,01	0,02	
		0,05	0,05				
4085,12	O II 10	0,08	0,03	120	0,03	0,04	
4088,86	Si IV (O II) 1	0,27	0,12	130	0,24	0,15	130
		0,11	0,05	180	0,18	0,06	150
4097,31	N III (O II) 1	0,08	0,05	180	0,17	0,10	145
4101,74	H <sub>8</sub>	0,83	0,58	160	1,60	0,80	160
		1,80	1,10	150	1,64	0,82	130
4116,10	Si IV 1	0,14	0,08	150	0,20	0,10	180
4120,81	He I (O II, Fe III) 10	0,13	0,12	100	0,29	0,20	120
		0,23	0,16	130	0,16	0,11	130
4130,88	Si II 3	0,02	0,02		0,03	0,02	
		0,02	0,02		0,05	0,04	80

Таблица 2 (продолжение)

λ, Å	Элемент, M	Дисперсия					
		23 Å/мм			14 Å/мм		
		W, Å	R	$h_1$ , км/сек	W, Å	R	$h_1$ , км/сек
4139,37	Fe III				0,05	0,06	70
					0,20	0,08	200
4143,76	He I 53	0,44	0,27	130	0,70	0,34	140
		0,08	0,05	140	0,04	0,05	140
4153,30	O II (S II) 19	0,05	0,03	120			
					0,06	0,05	
4168,97	He I (O II) 52	0,03	0,03	60	0,14	0,10	90
		0,03	0,03	90	0,15	0,13	100
4173,23	N II 50				0,03	0,05	
4187,05	C III 18	0,05	0,02		0,01	0,02	
4227,75	N II 33				0,04	0,05	50
		0,05	0,04		0,03	0,03	
4241,79	N II 47				0,03	0,02	
					0,03	0,03	70
4243,85	Fe III						
		0,14	0,07	100			
4253,59	S III 4	0,17	0,10	180			
		0,03	0,04	100			
4267,27	C II 6						
		0,20	0,07				
4284,99	S III (N III) 4	0,17	0,08	120			
4288,21	N III						
		0,20	0,09	140			
4340,47	γ	1,10	0,56	130	0,86	0,80	140
		4,50	1,64	200			
4349,43	O II 2	0,11	0,12	110			
4351,27	O II 2	0,05	0,06	110			
4366,90	O II 2	0,08	0,06	120			
4379,09	N III 17	0,10	0,04	180	0,08	0,06	150
4382,31	Fe III 4	0,10	0,06	150			
		0,14	0,06	180			
4387,93	He I 51	0,63	0,33	130	0,65	0,40	130
		0,29	0,20	80	0,17	0,17	40
4395,95	O II (Fe III) 26	0,20	0,11	150	0,13	0,12	140
		0,11	0,12	120	0,32	0,20	80
4414,91	O II 5	0,08	0,05	80	0,14	0,15	80
					0,04	0,07	
4419,59	Fe III 4	0,30	0,18	200	0,27	0,46	200
		0,45	0,30	80	0,51	0,26	130
4430,95	Fe III 4	0,14	0,10	200	0,20	0,15	180
		0,15	0,10	120	0,29	0,19	100
4437,55	He I 50	0,14	0,08	190	0,17	0,13	180
					0,28	0,18	160
4441,91	N II 55				0,02	0,10	70
					0,57	0,35	110
4447,03	N II 15	0,03	0,03		0,08	0,10	70
		0,08	0,05	70	0,02	0,17	35

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент, $M$	Дисперсия					
		23 Å/мм			14 Å/мм		
		$W, \text{Å}$	$R$	$b, \text{км/сек}$	$W, \text{Å}$	$R$	$b, \text{км/сек}$
4471,48	He I 14	0,46	0,36	130	0,90	0,66	100
		2,16	1,04	150			
4481,33	Mg II 4	0,14	0,06	120	0,19	0,06	110
		0,05	0,03	70			
4488,15	N II 21				0,11	0,05	80
					0,21	0,13	100
4506,50	O II	0,17	0,04				
4510,92	N III 3				0,06	0,05	
					0,10	0,12	70
4530,40	N II 59				0,05	0,05	
					0,10	0,09	75
4541,59	He II 2				0,09	0,07	70
					0,05	0,06	70
4547,34	N III 3				0,08	0,05	100
					0,04	0,08	70
4552,65	Si III (N II) 2	0,63	0,23	130	0,49	0,30	100
4567,87	Si III 2	0,45	0,20	130	0,38	0,28	110
		0,03	0,02	80			
4574,78	Si III 2	0,30	0,13	130	0,27	0,20	110
4590,97	O II 15	0,11	0,05	130	0,04	0,06	
					0,09	0,06	40
4596,17	O II 15	0,07	0,03				
					0,08	0,07	65
4601,48	N II (O II) 5	0,16	0,10	130	0,22	0,21	80
		0,21	0,13	130	0,21	0,17	80
4607,15	N II 5	0,21	0,11	100	0,22	0,20	65
		0,16	0,09	65	0,11	0,07	90
4613,87	N II 5	0,06	0,05	130	0,11	0,14	105
		0,16	0,08	220	0,12	0,18	80
4621,39	N II 5	0,06	0,05	50	0,10	0,15	65
		0,24	0,10	150	0,20	0,18	90
4630,54	N II 5	0,21	0,16	140	0,37	0,34	70
		0,25	0,15	170	0,41	0,30	70
4643,09	N II 5	0,48	0,21	170	0,49	0,29	120
		0,14	0,08	65	0,18	0,11	90
4649,14	O II (C III) 1	0,65	0,20	200	0,70	0,27	140
		0,07	0,03	80	0,03	0,04	65
4654,14	Si IV 14				0,01	0,02	
					0,05	0,06	
4661,64	O II 1	0,24	0,08	140	0,15	0,14	65
		0,07	0,04		0,08	0,11	70
4673,75	O II (C III) 1	0,21	0,07	220	0,15	0,14	160
4685,68	He II 1	0,04	0,02		0,03	0,06	50
					0,02	0,03	
4705,36	O II 25				0,10	0,07	95
					0,16	0,07	170
4710,04	O II 24				0,01	0,02	
					0,05	0,08	

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент, $M$	Дисперсия					
		23 Å/мм			14 Å/мм		
		$W, \text{Å}$	$R$	$b, \text{км/сек}$	$W, \text{Å}$	$R$	$b, \text{км/сек}$
4713,14	He I 12	0,09	0,07	130	0,20	0,24	70
		1,26	0,50	140	0,95	0,51	100
4788,13	N II 20	0,06	0,03				
4810,29	N II 20	0,05	0,02				
4819,74	Si III 9	0,04	0,03	60	0,09	0,10	25
					0,19	0,13	90
4828,92	Si III 9	0,19	0,04				
4847,90	A II 6	0,05	0,02				
4861,73	H $\beta$	1,32	0,50	150	1,30	0,78	140
		13,30	2,90	250	16,00	5,00	230
4895,20	N II 1						
		0,21	0,09	20			
4921,93	He I 48	0,28	0,24	160			
		0,81	0,36	160			
5001,13	N II 19						
		0,14	0,06	150			
5005,14	N II 19						
		0,45	0,14	160			
Дисперсия							
		23 Å/мм			33 Å/мм		
5015,68	He I 4	0,16	0,10	150	0,59	0,74	150
		3,10	0,96	160	2,16	0,48	200
5025,66	N II 19	0,05	0,03		0,09	0,05	
5041,06	Si II 5				0,39	0,15	150
		0,10	0,06	90	0,11	0,05	95
5047,74	He I 47	0,19	0,12	60			
					0,36	0,12	120
5056,02	Si II 5				0,41	0,11	300
5071,0	?				0,45	0,12	300
					0,11	0,06	150
5086,68	Fe III 5				0,24	0,08	190
5127,32	Fe III 5				0,45	0,15	150
					0,18	0,12	100
5149,33	Fe III 5				0,24	0,10	190
					0,04	0,03	
5156,00	Fe III 5				0,90	0,30	240
					0,30	0,20	70
5173,37	N II 66				0,19	0,09	150
					0,08	0,06	50
5193,89	Fe III 5				0,18	0,07	90
					0,07	0,03	90
5206,73	O II 32				0,33	0,10	200
					0,06	0,02	90
5229,57	Fe III 113				0,26	0,07	240
5243,30	Fe III 113				0,06	0,04	
5266,0	?				0,26	0,07	150
					0,11	0,06	150



Таблица 2 (продолжение)

$\lambda$ , А	Элемент, М	Дисперсия					
		23 А/мм			33 А/мм		
		W, А	R	b, км/сек	W, А	R	b, км/сек
5282,52	N III 15				0,20	0,41	90
					0,07	0,05	
5294,97	Si II				0,11	0,05	90
					0,15	0,05	150
5299,90	Fe III 113				0,13	0,06	140
5327,45	N II 69	0,26	0,07	230			
		0,21	0,08	140			
5526,26	N II 63	0,15	0,05	190			
5530,27	N II 63	0,33	0,11	190			
5543,49	N II 63	0,11	0,02				
		0,05	0,03				
5551,95	N II 63	0,17	0,05				
		0,13	0,06				
5666,64	N II 3	0,40	0,19	90			
		0,28	0,10	110			
5679,56	N II 3	0,73	0,26	200			
		0,38	0,18	75			
5686,21	N II 3	0,15	0,11	85			
		0,04	0,06				
5710,76	N II 3	0,59	0,14				
5739,76	Si III 4	0,60	0,17	220			
5747,29	N II 9	0,17	0,06	130			
5780,27	?	0,59	0,12	240			
5872,62	He I 11	0,84	0,40	120			
		1,35	0,48	120			
5889,95	Na I 1	0,60	0,21	120			
5895,92	Na I 1	0,60	0,21	130			
		0,06	0,03				
5929,50	Fe III 114	0,17	0,05	200			
		0,39	0,07	250			
5952,39	N II 28	0,88	0,18	380			
		0,08	0,04				
5978,97	Si II 4	0,84	0,20	250			
		0,28	0,06	200			
5998,6	?	0,14	0,05	160			
6284,30	N II 32	0,69	0,14	290			
6287,06	S II 26	0,69	0,15	260			
6305,51	S II 19	0,26	0,10	100			
6340,67	N II 46	0,06	0,02	90			
		0,19	0,06				
6347,09	Si II 2	1,49	0,30	230			
		0,26	0,07	150			
6357,00	N II 46	0,64	0,15	110			
6371,36	Si II 2	0,17	0,07	80			
6379,63	N II 9						

Таблица 2 (окончание)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент, $M$	Дисперсия					
		23 $\text{Å}/\text{мм}$			33 $\text{Å}/\text{мм}$		
		$W, \text{Å}$	$R$	$b, \text{км}/\text{сек}$	$W, \text{Å}$	$R$	$b, \text{км}/\text{сек}$
6482,07	N II 8	0,40	0,26	65			
6521,39	S II 25	0,22	0,09	100			
		0,04	0,04				
6562,82	H $\alpha$	1,70	0,76	120			
6578,03	C II 2	0,66	0,19	100			
		0,13	0,07				
6582,85	C II 2	0,09	0,08				
		0,27	0,10	100			
6610,58	N II 31						
		0,12	0,20	70			
6627,62	O II 85	0,16	0,14	170			
		0,19	0,05	140			
6678,15	He I 46	1,37	0,50	85			
		3,90	1,18	170			

В связи со сказанным мы считаем, что лучше измерять площади эмиссии и абсорбции в таком виде, в каком они получаются на регистрограмме. В табл. 2 помещены данные о  $W$ , полученных именно таким путем.

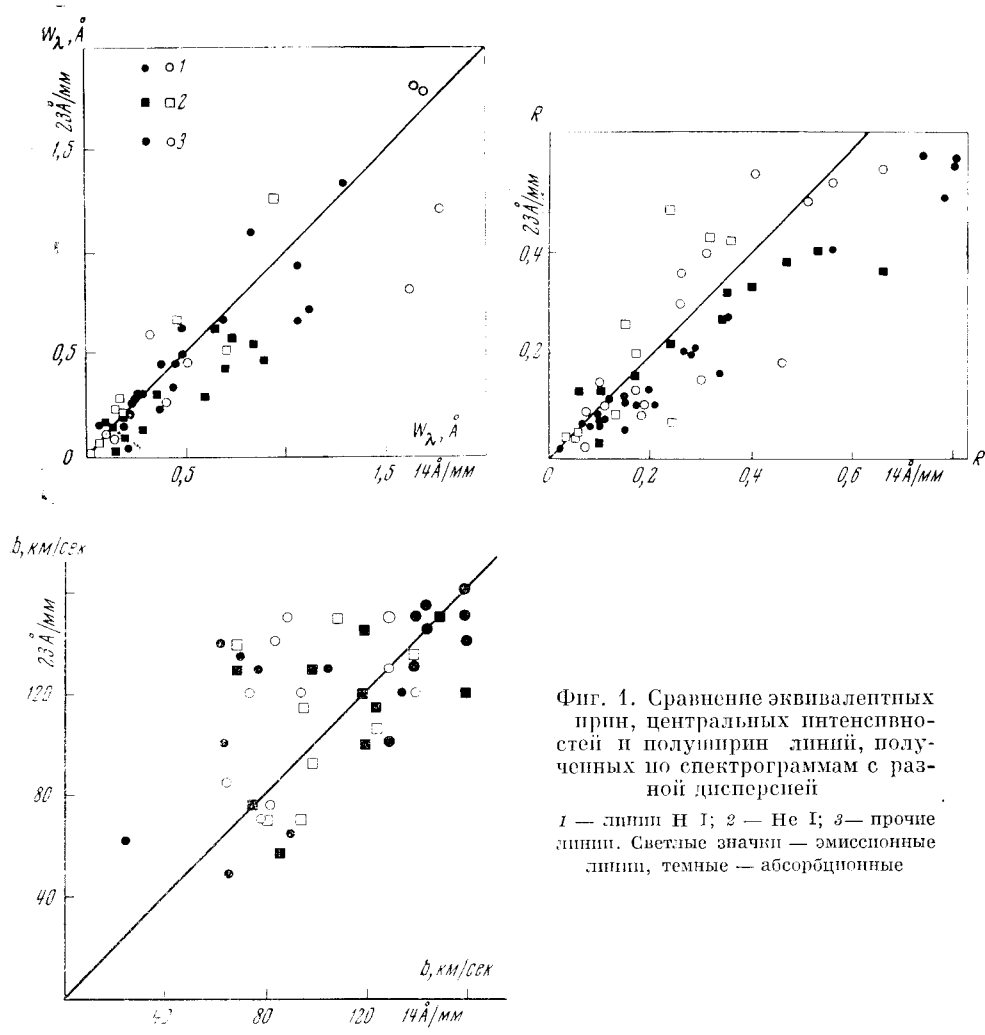
На фиг. 1 представлено сравнение эквивалентных ширин, центральных интенсивностей и полуширин абсорбционных и эмиссионных линий, полученных по спектрограммам с дисперсией 33, 23 и 14  $\text{Å}/\text{мм}$ . Согласие эквивалентных ширин удовлетворительное, хотя рассеяние точек на графике относительно велико. Эквивалентные ширины, определенные по спектрограммам с дисперсией 23  $\text{Å}/\text{мм}$ , в среднем слегка меньше ширин, полученных по спектрограммам с дисперсией 14  $\text{Å}/\text{мм}$ . Далее, эмиссионные водородные и гелиевые линии на спектрограммах с дисперсией 23  $\text{Å}/\text{мм}$  имеют систематически большие центральные интенсивности, чем на спектрограммах с дисперсией 14  $\text{Å}/\text{мм}$ , тогда как для центральных интенсивностей абсорбционных линий наблюдается обратная картина. В связи с этим можно предположить, что осенью 1959 г. (спектрограммы с дисперсией 23  $\text{Å}/\text{мм}$ ) звезда имела более мощную оболочку, чем осенью 1963 г. (спектрограммы с дисперсией 14 и 33  $\text{Å}/\text{мм}$ ). Не исключено, что это инструментальный эффект.

На фиг. 2 дано сравнение наших эквивалентных ширин с полученными ранее Ц. Билсом [1] и И. М. Копыловым [18]. В обоих случаях на наших спектрограммах эквивалентные ширины линий обоих типов в среднем несколько меньше.

## § 2. Общее описание спектра Р Лебедя

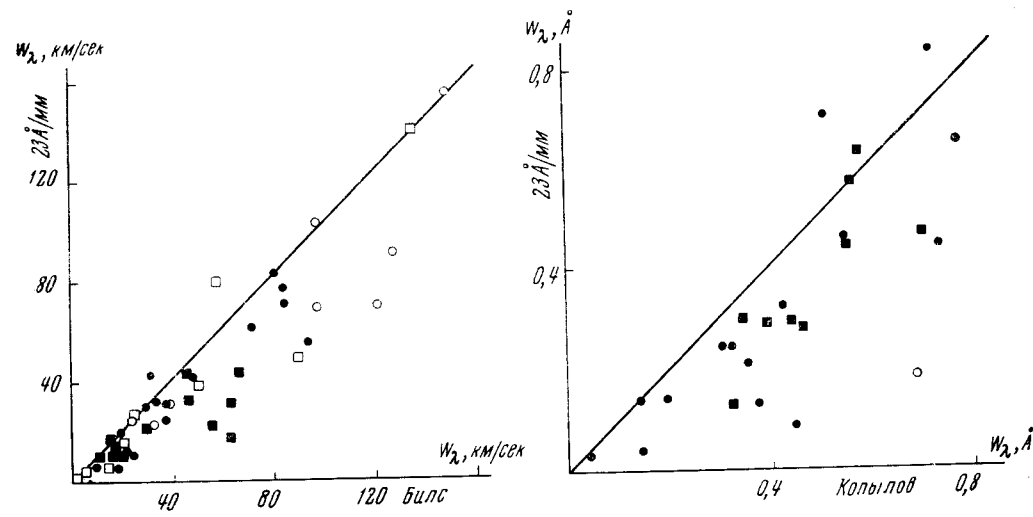
О. Струве отметил [2] интересную особенность линий O II и N II: эмиссия присуща только линиям низкого возбуждения (для линий O II это линии мультиплетов 1—6, для N II — 1—13); линии высокого возбуждения появляются лишь в абсорбции (для O II — линии мультиплетов 7—25, для N II — 14—31). С помощью табл. 3 можно судить о том, как выполняется в нашем случае эта особенность (плюс означает наличие эмиссии, минус — отсутствие).

Видно, что вывод Струве справедлив для линий O II высокого возбуждения и линий N II низкого возбуждения и не оправдывается в случае



Фиг. 1. Сравнение эквивалентных прин, центральных интенсивностей и полуширин линий, полученных по спектрограммам с разной дисперсией

1 — линии H I; 2 — He I; 3 — прочие линии. Светлые значки — эмиссионные линии, темные — абсорбционные



Фиг. 2. Сравнение эквивалентных ширин линий, полученных Билсом [1] и Копыловым [18], с результатами настоящей работы  
Обозначения те же, что на фиг. 1

Таблица 3

О II					N II				
$\lambda$ , А	M	Стру- ве [2]	Наст. работа, дисперсия		$\lambda$ , А	M	Стру- ве [2]	Наст. работа, дисперсия	
			23 А/мм	14 А/мм				23 А/мм	14 А/мм
3973,26	6	+	+	+	3955,85	6	+	+	+
3982,72	6	+	-	-	3995,00	12	+	+	+
4325,77	2	+	-		4601,48	5	+	+	+
4349,43	2	+	-		4607,15	5	+	+	+
4366,90	2	+	-		4613,87	5	+	+	+
4414,91	5	+	-	+	4621,39	5	+	+	+
4649,14	1	+	+	+	4630,54	5	+	+	+
4661,64	1	+	+	+	4643,09	5	+	+	+
4673,75	1	+	-	-	5005,14	6	+	+	
3833,10	13	-	-		5666,64	3	+		+
3851,04	12	-	+		5679,56	3	+		+
3874,10	11	-	-		5686,21	3	+		+
3882,20	12	-	-	+	5710,76	3	+		-
3896,30	11	-	-		5747,20	9	+		-
4069,90	10	-	-		6379,63	2	+		-
4072,16	10	-	-		6482,07	8	+		-
4075,87	10	-	-	-	4447,03	15	-	+	+
4078,86	10	-	+	-	4788,13	20	-	-	
4085,12	10	-	-	-	4810,29	20	-	-	
4351,27	16	-	-		5001,13	19	-	+	
4590,97	15	-	-	+	5025,66	19	-	-	-
4596,17	15	-	-	+	5929,39	28	-		+

линий низкого возбуждения О II и высокого возбуждения N II; вообще говоря, это может быть связано с некоторым изменением физических условий в оболочке звезды с течением времени.

П. Свингс и О. Струве [7] указали на отсутствие в спектре Р Лебеда линий Si II  $\lambda\lambda 4128, 4131, 4428, 4113$ , тогда как линии  $\lambda\lambda 5056, 6347, 6371$  и  $5041-5056$  присутствуют; у нас линии  $\lambda\lambda 4128$  и  $4131$  очень слабы, а линии  $\lambda\lambda 4428$  и  $4113$  отсутствуют.

Можно отметить и другие особенности в спектре Р Лебеда, описанные различными авторами.

1. Линии Mg II и C II исключительно слабы, тогда как в спектрах нормальных звезд они достаточно сильны [2].

2. Линии Si III, Si IV и N III видны только в абсорбции [2]. У нас, однако, линии  $\lambda 4004$  N III и  $\lambda 4089$  Si IV наблюдаются и в эмиссии.

3. Линия  $\lambda 3961$  O III отсутствует [6].

4. Линии Fe III, едва заметные в нормальных В1 звездах, аномально сильны в спектре Р Лебеда [6].

5. Линия  $\lambda 4395,95$  O II очень сильна [2, 6].

6. Абсорбционные бальмеровские линии видны до  $n = 23$ , эмиссионные — до  $n = 17$  [2].

7. В спектре Р Лебеда наблюдаются следующие неотожествленные линии:  $\lambda\lambda 3745, 3957, 4031, 4158, 4246, 4249, 4398, 4770, 5071, 5078, 5266, 5722, 5780, 5899, 5999$  [2, 6]. Эти особенности показывают, что спектр Р Лебеда в моменты наших наблюдений был в общих чертах таким же, как и во время наблюдений Струве [2], Струве и Роуча [6] и других авторов.

### § 3. О стратификации в оболочке Р Лебеда

О. Струве [2] пришел к выводу о стратификации в оболочке Р Лебеда, получив зависимость лучевых скоростей абсорбционных линий от потенциала ионизации: большим потенциалам соответствуют меньшие лучевые скорости абсорбционных линий, и наоборот. Для объяснения этой особенности можно предположить, что линии с большими потенциалами ионизации образуются в оболочке глубже, чем линии с малыми потенциалами, и существует ускоряющееся наружу движение вещества.

Лучевые скорости эмиссионных линий оказались свободными от этой зависимости, показав небольшой разброс около некоторого среднего значения, характеризующего, по-видимому, лучевую скорость звезды в пространстве порядка  $\sim 10$  км/сек.

Для дальнейшего изложения мы воспользуемся результатами Билса [1], изучавшего явление стратификации и пришедшего к тому же выводу, что и Струве. В первых трех графах табл. 4 мы приводим его данные ([1], стр. 18;  $\epsilon_i$  — потенциал ионизации,  $\bar{v}_a$  — средняя по всем абсорбционным линиям данного иона лучевая скорость).

Из второй и третьей граф табл. 4 видна обратная зависимость лучевых скоростей абсорбционных линий от потенциалов ионизации. Самые большие скорости смещения показывают абсорбционные линии Na I и Si II.

Таблица 4

Билс [1]			Авторы			Билс [1]			Авторы		
Ион	$\epsilon_i$ , эв	$\bar{v}_a$ , км/сек	$n$	$W_e$ , км/сек	$n$	Ион	$\epsilon_i$ , эв	$\bar{v}_a$ , км/сек	$n$	$W_e$ , км/сек	$n$
Na I (D <sub>1</sub> )	5,12	-205 *	1	26	2	N II	29,50	-101	20	16	15
Ca II (K)	11,82	-130	1	32	1	Si III	33,30	-80	4	8	3
H	13,54	-207	20	348	5	O II	34,94	-75	7	2	2
Si II	16,27	-284 **	2	60	4	Si IV	44,95	-32	2		
C II	24,30	-154		7	1	N III	47,40	-47	1		
He I	24,48	-149	16	62	11	C III	47,67	-28	1		

\* Не учтена линия D<sub>2</sub> Na I с лучевой скоростью  $\bar{v}_a = -185$  км/сек.

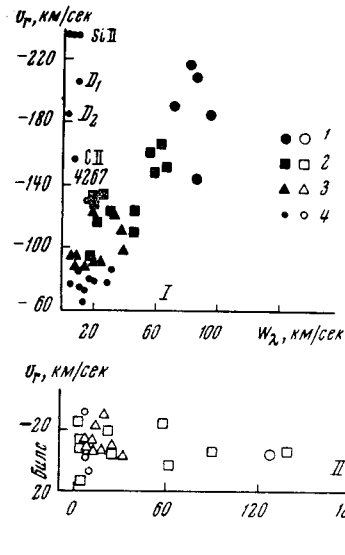
\*\* Не учтены линии  $\lambda\lambda 5041$  и  $5054$  Si II с лучевыми скоростями  $\bar{v}_a = -33$  км/сек и  $\bar{v}_a = -240$  км/сек соответственно.

Рассмотрим результаты Билса более внимательно. Подсчитаем по его табл. 2 число линий, вошедших в среднее третьей графы табл. 4. Результаты помещены в четвертой графе. Как видно, средние лучевые скорости для Na I, Ca II, C II и Si II самые неуверенные, так как определены по 1—2 линиям.

На фиг. 3 показаны общие зависимости между эквивалентной шириной и лучевой скоростью линий, построенные для спектра Р Лебеда по данным [1].

Как и следовало ожидать, лучевые скорости эмиссионных линий не показывают никакого хода в зависимости от силы линии. Для абсорбционных линий обнаруживается прямая зависимость между лучевой скоростью и эквивалентной шириной; точки, относящиеся к линиям Si II, Na I и C II, из этой зависимости выпадают. (К обсуждению этого вопроса мы еще вернемся.)

Если исходить из представлений Струве и Билса о том, что эмиссионные и абсорбционные линии, переналагаясь, взаимно искажают друг друга, то из постоянства лучевых скоростей всех без исключения эмиссионных линий следует, что какой бы ни была абсорбция, она не искажает цент-

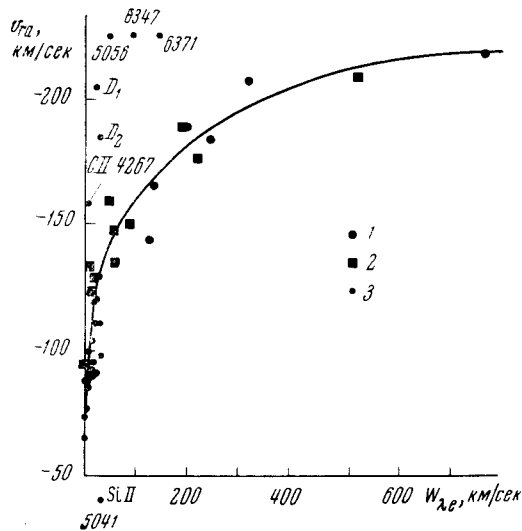


Фиг. 3. Зависимость между лучевыми скоростями и эквивалентными ширинами абсорбционных и эмиссионных линий по данным Билса [1]

1 — линии H I; 2 — He I; 3 — H II; 4 — прочие линии. Светлые значки — эмиссионные линии, темные — абсорбционные

ральной части эмиссии (иначе лучевые скорости эмиссионных линий заметно отличались бы друг от друга). С другой стороны, можно ожидать, что в зависимости от силы эмиссионной линии будет замыкаться большая или меньшая часть длинноволнового края абсорбционной линии, а ее «минимум» в большей или меньшей степени сдвигаться в коротковолновую часть спектра. Это предположение подтверждается полученной графически по данным Билса [1] и авторов зависимостью (фиг. 4) лучевой скорости абсорбционной линии от эквивалентной ширины соответствующей эмиссионной линии (линии Si II, Na I, Ca II и C II по-прежнему выпадают из этой зависимости). Нелинейный ход  $\bar{v}_a$  в зависимости от  $\bar{W}_e$  (в шестой графе  $n$  — число линий, вошедших в  $\bar{W}_e$ ) отражает характер роста площади контура эмиссии: сначала расширяется «ядро» линии, вызывающее смещение середины абсорбции в сторону коротких волн, затем по мере насыщения происходит развитие крыла, при котором абсорбция начинает в большей мере подниматься, нежели смещаться в ту же сторону.

Что касается линий, выпадающих из полученной зависимости, то в случае линий Na I и Ca II (K) это может быть вызвано «сжатием» части



Фиг. 4. Зависимость лучевых скоростей абсорбционных линий от эквивалентных шири эмиссионных, по данным [Билса [1]

1 — линии H I; 2 — He I; 3 — прочие линии

эмиссии соответствующими абсорбционными межзвездными линиями, присутствующими в спектре и имеющими меньшее «фиолетовое» смещение (соответствующие точки на графике должны по этой причине «выскакивать» влево). В случае линий С II и Si II возможна альтернатива: либо линии неверно отождествлены, либо в спектре звезды присутствуют соответствующие линии межзвездного происхождения.

В силу сказанного лучевые скорости, приписываемые абсорбционным линиям Na I, Si II, Ca II и C II, представляются нам ошибочными.

Как видно из пятой и второй граф табл. 4, интенсивности эмиссионных линий (за исключением линий С II, Ca II, Na I) находятся в обратной зависимости от потенциалов ионизации. С другой стороны, как мы выяснили, интенсивность эмиссионных линий находится в прямой зависимости от лучевой скорости абсорбционных линий.

Таким образом то, что представляется как увеличение лучевой скорости с глубиной в атмосфере Р Лебеда, может быть объяснено эффектом «заполнения» абсорбции эмиссией.

#### § 4. Межзвездные линии и полосы поглощения. Абсолютная величина и радиус Р Лебеда

Благодаря примененной методике обработки спектрограмм (получение «синтетического» спектра путем осреднения нескольких спектрограмм) удалось хорошо выявить межзвездные полосы поглощения  $\lambda\lambda 4430, 4519$  и  $4760$ . Результаты измерения интенсивностей и эквивалентных ширин приведены ниже.

$\lambda, \text{ \AA}$	4430	4519	4760
$R_c$	0,03	0,03	0,06
$W, \text{ \AA}$	0,10	0,09	0,19

По межзвездным линиям и полосам поглощения определен модуль расстояния Р Лебеда  $m_v - M_v$  и абсолютная величина  $M_v$ , при этом  $m_v$  принималось равным  $4^m,8$ . В качестве калибровочных кривых для определения модуля расстояния Р Лебеда использовались средние кривые из диссертации С. В. Рублева [19], основанные на системе абсолютных величин, построенной И. М. Копыловым [20], и на рядах интенсивностей из работ [21—24].

Таблица 5

Линия	$\lambda, \text{ \AA}$	Дисперсия								Источник
		23 А/мм				14 А/мм				
		$W, \text{ \AA}$	$W, \text{ км/сек}$	$m_v - M_v$	$M_v$	$W, \text{ \AA}$	$W, \text{ км/сек}$	$m_v - M_v$	$M_v$	
К Ca II	3933,66	0,44	33	$12^m,8$	$-8^m,0$	0,46	35	$13^m,0$	$-8^m,2$	[21]
		—	—	13,7	-8,9	—	—	12,8	-8,0	[22]
		—	—	13,2	-8,4	—	—	13,3	-8,5	[23]
Полоса	4430	Среднее	—	-8,4	—	—	—	-8,2	—	
D <sub>1</sub> Na I	5889,95	$R = 0,03$	—	11,5	-6,4	0,60	30	12,7	-7,9	[24]
D <sub>2</sub> Na I	5895,92					0,60	30	12,3	-7,5	[21]
						0,60	30	13,4	-8,6	[22]
								13,1	-8,3	[21]

Копылов [19]

$-8,13 \pm 0,10$

Рублев [18]

$-7,9 \pm 0,30$

В табл. 5 приводятся результаты определений, там же для сравнения помещены результаты, полученные Копыловым [20] и Рублевым [19].

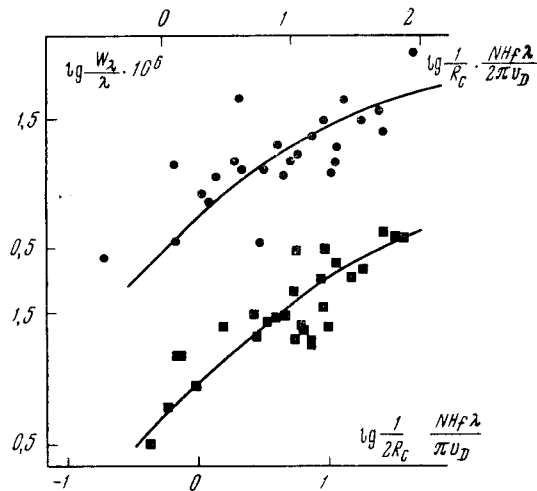
На основании этих данных примем  $M_v = -8^m, 2$ . Теперь можно сделать грубую оценку радиуса, считая, что яркостная температура  $\sim T_{эфф}$ . Имеем  $\lambda_v = 5430 \text{ \AA}$ ,  $T_{эфф} = 27\,300^\circ$  [25]. Подставляя в формулу [26]

$$\lg R_*/R_\odot = \frac{5810}{T_{эфф}} - 0,20 M_v - 0,04 + 0,5 \lg \left( 1 - e^{-\frac{C_2}{\lambda_v T_{эфф}}} \right),$$

получаем радиус звезды  $R_* = 50 R_\odot$ .

### § 5. Кривые роста

Для построения кривых роста по абсорбционным линиям использовалась обычная методика, хотя есть сведения [27], что наличие градиента скорости в среде ведет к подъему пологой части кривой роста и тем самым



Фиг. 5. Кривые роста для абсорбционных линий O II и N II, построенные по спектрограммам с дисперсией 23 Å/мм (вверху) и 14 и 33 Å/мм (внизу)

к фиктивному увеличению микротурбулентной скорости. Но, поскольку в настоящее время не имеется теоретических кривых роста для среды, движущейся с градиентом скорости, и наши расчеты носят приближенный характер, используется теоретическая кривая для атмосфер обычных звезд, в качестве которой выбрана кривая А. Унзольда (для однородной модели Милна — Эддингтона), рассчитанная К. Хунгером для случая истинного поглощения [28].

Теоретическая кривая по Унзольду строится в координатах  $\lg \frac{1}{2R_c} \frac{NHf\lambda}{\pi v_D}$  и  $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \frac{c}{2R_c v_D}$ , эмпирическая — в координатах  $\lg g f \lambda$ ,

$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ . Максимальная глубина линии в спектре звезды  $R_c$ , необходимая для определения полной доплеровской скорости в атмосфере звезды  $v_D$ , найдена по водородным линиям (см. третью графу табл. 7). Силы осцилляторов, необходимые для построения кривой роста, взяты из [29]. Кривые роста для абсорбционных линий O II (дисперсия 23 Å/мм) и N II + O II (дисперсия 14 и 33 Å/мм) построены по данным табл. 6 и приведены на фиг. 5. Сплошной линией проведены теоретические кривые, наилучшим образом удовлетворяющие наблюдениям. Полная доплеровская скорость оказалась в первом случае равной 10 км/сек, во втором — 20 км/сек, микротурбулентные — соответственно 9 и 19 км/сек.



Таблица 6

$\lambda, \text{ \AA}$	О II				$\lg g/\lambda$	$\lambda, \text{ \AA}$	N II			
	M	Дисперсия		$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$			M	Дисперсия		$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$
		23 A/мм	14 A/мм					23 A/мм	14 и 33 A/мм	
4649,14	1	2,14	2,18	-4,01	5666,64	3		1,85	-4,26	
4661,64		1,71	1,58	-4,58	5679,56			2,11	-4,02	
4673,75		1,65	1,51	-5,39	5686,21			1,42	-4,74	
4317,14	2	1,01		-4,68	5710,76			2,01	-4,74	
4319,63		1,14		-4,65	4601,48	5	1,54	1,68	-4,74	
4325,77		1,06		-5,38	4607,15		1,67	1,28	-4,83	
4349,43		1,40		-4,28	4613,87		1,11	1,68	-4,96	
4366,90		1,26		-4,65	4621,39		1,11	1,33	-4,83	
4414,91	5	1,23	1,50	-4,10	4630,54		1,66	1,90	-4,64	
3973,26	6	1,10		-4,35	4643,09		2,02	2,02	-4,73	
3982,72		1,15	1,30	-5,05	6482,07	8		1,79	-4,37	
4069,90	10	1,49		-4,16	3995,00	12	1,90	2,04	-4,14	
4072,16		1,49	1,62	-3,87	4043,54	39		0,87	-3,67	
4075,87		1,50	1,59	-3,70	4057,00		0,96	1,35	-3,16	
4078,86		0,54	0,54	-4,66	5526,26	63		1,43	-4,60	
4085,12		1,29	0,92	-4,54	5530,27			1,78	-4,21	
3882,20	11	1,06	1,19	-4,46	5543,49			1,30	-4,38	
3896,30		0,45		-5,85	5551,95			1,49	-4,47	
3851,04	12	0,91		-5,10						
3833,10	13	1,17		-4,86						
4590,97	15	1,36	0,97	-3,99						
4596,17		1,18		-4,15						
4351,27	16	1,02		-4,15						
4132,81	19	0,86		-4,84						
4153,30		1,04		-4,81						

## § 6. Водород

По абсорбционным линиям водорода определены электронные плотности в атмосфере Р Лебеда по формуле Инглиса — Теллера

$$\lg n_e = 23,26 - 7,5 \lg n_m, \quad (1)$$

где  $n_m$  — номер последней водородной линии, наблюдаемой в спектре, и по формулам

$$W_\lambda = \frac{\pi^2 e^2 \lambda^2}{mc^2} f_2 N_{02}, \quad (2)$$

$$W_\lambda^{\frac{5}{2}} = k N_{02} H n_e \left( \frac{R_c}{0,45} \right)^{-2}, \quad (3)$$

где  $N_{02} H$  — число атомов водорода, находящихся во втором квантовом состоянии над  $1 \text{ см}^2$  поверхности звезды; остальные обозначения имеют обычный смысл.

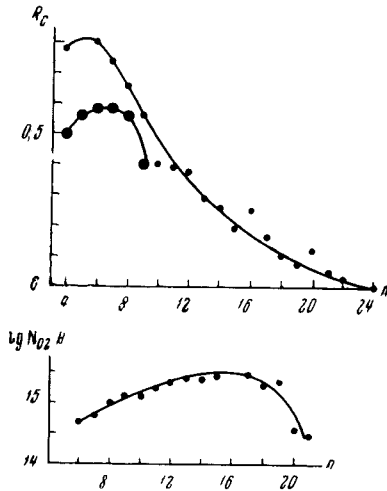
В табл. 7 последовательно приводятся: дисперсия, номер последней видимой бальмеровской линии, электронные плотности, определенные

Таблица 7

Дисперсия	$n_m$	$\lg n_e$	$R_c$	$\lg N_{02}H$	$\lg n_e$	$\lg n_e$	$\lg n_e$	$\lg n_e$
23 Å/мм			0,58		H $_{\beta}$ 14,63	H $_{\gamma}$ 14,68	H $_{\delta}$ 14,80	H $_{\beta, \gamma, \delta}$ 14,71
14 Å/мм	24,00	12,74	0,80	15,00	14,79	13,65	14,18	14,31
Копылов [30]	31,5	11,88	0,48	15,45	12,50	13,32	14,33	13,38.

по формуле Инглиса — Теллера, максимальные глубины линий в спектре звезды, числа атомов водорода во втором состоянии, электронные плотности, найденные по формулам (2) и (3) для водородных линий H $_{\beta}$ , H $_{\gamma}$ , H $_{\delta}$  и средние электронные плотности.

Значения  $n_m$  и  $\lg N_{02}H$  получены по фиг. 6. Электронные плотности, приведенные во второй, пятой — седьмой графах табл. 7, исправлены за расширение линий вследствие вращения звезды, за переналожение крыльев линий и за влияние электронов по графикам из [30]. Значение  $\lg N_{02}H$ ; полученное по спектрограммам с дисперсией 14 Å/мм, было принято и для спектрограмм с дисперсией 23 Å/мм. В последней строке таблицы приведены результаты для Р Лебеда из [30].



Фиг. 6. Зависимости  $R_c$  и  $\lg N_{02}H$  от номера линии

Большие кружки — дисперсия 23 Å/мм

При получении бальмеровского декремента из наблюдаемых эквивалентных ширин было принято, согласно Рублеву [19],  $T_{\text{сп}} = 16\,000^\circ$ . Результаты вычислений даются в табл. 8, там же для сравнения приведены значения декремента, полученные Бербиджами [10] («e» обозначает эмиссию, «a» — абсорбцию).

Интересно отметить, что декремент, полученный по нашим спектрограммам, систематически более пологий, чем декремент, полученный Бербиджами, что может быть связано с изменениями физических условий в атмосфере звезды.

При просмотре «синтетических» спектрограмм обнаружилась интересная особенность сильных эмиссионных линий в спектре Р Лебеда: в основании линий лежат широкие куполообразные эмиссионные «горбы». Наиболее типичные из них воспроизведены на фиг. 7, а в табл. 9 даются их центральные интенсивности, эквивалентные ширины и полуширины. Эта особенность эмиссионных линий требует своего истолкования.

В заключение перечислим полученные результаты и сделаем некоторые выводы.

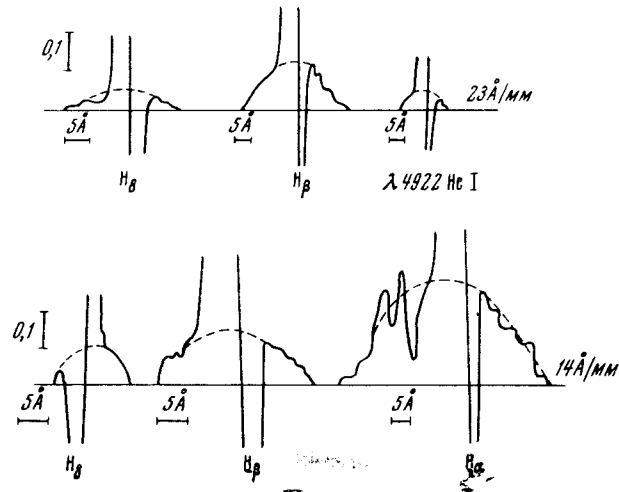
1. Возможно, во время получения спектрограмм с дисперсией 23 Å/мм звезда обладала более мощной оболочкой, чем во время получения спектрограмм с дисперсией 14 и 33 Å/мм.

2. Спектры показывают все особенности, отмеченные в ранних работах О. Струве [2], О. Вилсона [3], П. Меррилла [4] и других наблюдателей, что позволяет сделать вывод о том, что спектр Р Лебеда в моменты наших наблюдений выглядел в общих чертах так же, как и во время наблюдений упомянутых авторов.

Таблица 8

Дисперсия	H <sub>3</sub>	H <sub>7</sub>	H <sub>8</sub>	H <sub>ε</sub>	H <sub>8</sub>	H <sub>9</sub>	H <sub>10</sub>	H <sub>11</sub>	H <sub>12</sub>
23 Å/мм е	1,00	0,26	0,09	0,05	0,08	0,02			
а	1,00	0,63	0,40	0,41	0,30	0,26			
14 Å/мм е	1,00		0,06	0,06	0,06	0,01			
а	1,00	0,50	0,76	0,47	0,50	0,44	0,25	0,28	0,24
[10] а	1,00	0,28	0,18		0,08	0,07	0,06	0,05	0,03

Дисперсия	H <sub>13</sub>	H <sub>14</sub>	H <sub>15</sub>	H <sub>16</sub>	H <sub>17</sub>	H <sub>18</sub>	H <sub>19</sub>	H <sub>20</sub>
23 Å/мм е								
а								
14 Å/мм е								
а	0,21	0,16	0,14	0,22	0,11	0,06	0,06	0,01
[10] а	0,03	0,03	0,03	0,01	0,02	0,01	0,01	0,01



Фиг. 7. Эмиссионные «горбы» сильных линий

Таблица 9

λ, Å	Элемент	Дисперсия					
		23 Å/мм			14 Å/мм		
		R <sub>c</sub>	W, Å	b, км/сек	R <sub>c</sub>	W, Å	b, км/сек
3889,05	H <sub>8</sub> (He I)	0,06	0,67	1000	0,10	0,85	770
4026,19	He I	0,03	0,20	520			
4471,48	He I	0,05	0,31	600	0,09	0,49	600
4861,33	H	0,13	2,54	1360	0,16	2,50	1050
4921,93	He I	0,05	0,59	850			
5015,68	He I	0,10	2,10	1320	0,06	0,72	900
6562,82	H				0,28	9,60	1870

3. Зависимость лучевых скоростей абсорбционных линий от ионизационного потенциала можно объяснить эффектом заполнения абсорбции эмиссией.

4. Для электронной плотности получены значения  $\lg n_e(n_m) = 12,74$ ,  $\lg n_e(\text{H}) = 14,31$ .

5. Для числа атомов водорода на втором уровне получено значение  $\lg N_{02\text{H}} = 15,00$ .

6. Получены значения величины микротурбулентной скорости  $v_t = 9$  км/сек (23 Å/мм),  $v_t = 19$  км/сек (14 Å/мм).

7. Определена абсолютная величина Р Лебеда по межзвездным линиям  $M_v = -8^m,2$  и полосам  $M_v = -7^m,9$  (среднее по К Са II, полосе  $\lambda 4430$  и  $D_1, D_2$  Na I).

8. У водородных и гелиевых линий обнаружены эмиссионные «горбы», являющиеся основанием линии.

Изучение физических условий в атмосфере Р Лебеда будет продолжено в дальнейшем по спектрограммам с дисперсией 1,33 Å/мм, полученным с эшелльным спектрографом 2,6-м телескопа Крымской астрофизической обсерватории.

В заключение выражаем свою благодарность С. В. Рублеву за ценные советы и обсуждение настоящей работы.

Декабрь 1967 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. C. S. Beals. Publ. Dominion Obs. Victoria, 1951, 9, 1.
2. O. Struve. Astrophys. J., 1935, 81, 66.
3. O. C. Wilson. Astrophys. J., 1936, 84, 296.
4. P. W. Merrill, O. C. Wilson. Astrophys. J., 1934, 80, 19.
5. W. S. Adams, P. Merrill. Astrophys. J., 1957, 125, 102.
6. O. Struve, F. E. Roach. Astrophys. J., 1939, 90, 727.
7. P. Swings, O. Struve. Astrophys. J., 1938, 88, 621.
8. P. Swings, O. Struve. Astrophys. J., 1940, 91, 546.
9. C. S. Beals, R. Hatcher. Can. J. of Research, 1948, 26, 149.
10. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge. Astrophys. J., 1955, 122, 89.
11. E. K. Khadarze. Z. Astrophys., 1936, 11, 304.
12. R. A. Ghoros. Z. Astrophys., 1962, 56, 113.
13. R. Herman. Ann. d'Astrophys., 1964, 27, 5, 507.
14. W. H. Greaves, E. A. Baker, R. Wilson. Publ. Edinburgh obs., 1949, 1, N 2.
15. C. E. Moore. A Multiplet table of astrophysical interest. NBS USA, 1959, 36.
16. В. В. Соболев. Движущиеся оболочки звезд. ЛГУ, 1947.
17. С. В. Рублев. Астрон. ж., 1960, 37, вып. 5, 828.
18. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 20, 123.
19. С. В. Рублев. Дисс. Ростовский гос. ун-т, 1965.
20. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 20, 156.
21. C. S. Beals, J. Oke. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1953, 113, 5.
22. R. Sanford, O. Wilson. Astrophys. J., 1939, 90, 235.
23. P. Merrill, R. Sanford, O. Wilson, C. Burwell. Astrophys. J., 1937, 86, 274.
24. D. Duke. Astrophys. J., 1951, 113, 100.
25. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 86.
26. К. У. Аллен. Астрофизические величины. ИЛ, 1960.
27. J. Kubikowski, T. Ciurla. Acta Astronomica, 1965, 15, 2.
28. K. Hunger. Z. Astrophys., 1956, 39, 1.
29. H. Griem. Plasma spectroscopy. New York, 1965.
30. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 232.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ПЕКУЛЯРНЫХ А-ЗВЕЗД  
МАРГАНЦЕВОЙ ГРУППЫ

*В. Л. Хохлова, С. Алиев, В. М. Руденко*

Проведен анализ спектров марганцевых Ар-звезд  $\alpha$  And и  $\pi$  Boo A с большой дисперсией. Приводится список 294 линий в интервале  $\lambda\lambda 3734-4800 \text{ \AA}$ . Определена электронная концентрация  $N_e = 10^{14}$ . По контурам водородных линий и интенсивностям линий  $\lambda 4267 \text{ C II}$  и  $\lambda 4481 \text{ Mg II}$  с помощью теоретических моделей Михаласа [20] найдены величины  $\Theta_{\text{эфф}}$  и  $\lg g$ . Для  $\alpha$  And  $\Theta_{\text{эфф}} = 0,36$ ,  $\lg g = 3,5$  и для  $\pi$  Boo A  $\Theta_{\text{эфф}} = 0,40$ ,  $\lg g = 3,5$ .

Турбулентная скорость равна 3 км/сек для  $\alpha$  And и 1,9 км/сек для  $\pi$  Boo A. Установлен дефицит гелия, сильный избыток Mn, Ga, Y, Sc, а в  $\alpha$  And — также P и Sr.

С помощью кривой роста определены «звездные силы» осциллятора для ряда линий Mn II.

SPECTROSCOPIC STUDIES OF PECULIAR A STARS OF THE MANGANESE GROUP, by *V. L. Khokhlova, S. Aliyev, V. M. Rudenko* — The high-dispersion spectrograms of manganese stars  $\alpha$  And and  $\pi$  Boo A have been analyzed. A list of 294 lines within the range  $\lambda\lambda 3734-4800 \text{ \AA}$  is given. The electron density is found to be  $N_e = 10^{14}$ . Using Mihalas theoretical models [20]  $\Theta_{\text{eff}}$  and  $\lg g$  have been determined from the hydrogen line profiles and line intensity of C II  $\lambda 4267$  and Mg II  $\lambda 4481$ . For  $\alpha$  And  $\Theta_{\text{eff}}$  is 0.36,  $\lg g$  is 3.5 and for  $\pi$  Boo A  $\Theta_{\text{eff}}$  is 0.40,  $\lg g$  is 3.5. The turbulent velocity is 3 km/sec for  $\alpha$  And and 1.9 km/sec for  $\pi$  Boo A.

A He deficiency and strong enhancement of Mn, Ga, Y, Sc as well as P and Sr in  $\alpha$  And have been detected. The «stellar» oscillator strengths for some lines Mn II are derived by the curves of growth.

За последние годы появилось много работ, посвященных свойствам пекулярных А-звезд (например, обзорные работы [1—3]), однако работ, содержащих количественные спектральные исследования атмосфер этих звезд с большой дисперсией сравнительно немного. Установлено, что спектральные классы Ар-звезд, определенные по линиям, оказываются на несколько спектральных подклассов более поздними, чем следует из характеристик непрерывного спектра [3]. Отмечалось также, что бальмеровский скачок в спектрах этих звезд меньше, чем в спектрах нормальных звезд того же спектрального класса [4]. В строении атмосфер этих звезд можно ожидать аномалий, так как, по-видимому, все пекулярные А-звезды являются также магнитными. В связи с этим представляет интерес определение физических параметров Ар-звезд по спектрам с большой дисперсией.

§ 1. Материал наблюдений и отождествление линий

Нами были изучены спектры двух Ар-звезд —  $\alpha$  And и  $\pi$  Boo A, принадлежащих к группе марганцевых пекулярных А-звезд.

$\alpha$  And (спектральный класс В8 IIIp [5]) — спектрально-двойная с периодом 96<sup>d</sup>, 67 [6]. Изменение интенсивности линий в спектре отмечалось в

[7, 8]. Линии в спектре расширены вращением, ширина линий равна 1 Å, что соответствует  $v \sin i = 52 \text{ км/сек}$ . В каталоге Бэбкока [9] звезда отнесена к звездам с широкими линиями, вследствие чего поле не измерено. Морган [10] впервые отождествил линии по спектрам с дисперсией 30 Å/мм и обнаружил большое количество линий Mn II, а также линии Y II, Zr II, Gd II. Недавно в [11] изучался спектр с дисперсией 18 Å/мм в области 3260—4340 Å; определена электронная концентрация, причем метод Инглиса — Теллера и метод Унзоляда (с использованием  $W_{\text{H}\beta}$  и  $W_{\text{H}\gamma}$ ) дали результаты, различающиеся на порядок величины. Приведен список 51 отождествленной линии.

$\pi$  Boo A (HD 129174, спектральный класс B9 V<sub>p</sub>). Как спектрально-двойная нигде не значится. Изменение интенсивностей линий с периодом 2<sup>d</sup>,2445 установлено Дейчем [12]. Ширина линий 0,4 Å, т. е.  $v \sin i = 20 \text{ км/сек}$ . Магнитное поле [9] изменяется в пределах нескольких сот гаусс, причем линии различных элементов дают разное значение поля. Отождествление линий в интервале 3870—4636 Å проведено в [13] по спектрам с дисперсией 4,5 Å/мм. Много линий принадлежит Mn II, наблюдаются линии Mn I и линии однократно ионизированных элементов: Fe II, Ti II, Cr II, Ga II, Y II, Si II.

В нашем распоряжении имелось пять спектрограмм  $\alpha$  And, полученных в 1963 г. И. М. Копыловым на эшелюном куде-спектрографе ЗТШ Крымской обсерватории с дисперсией около 1,3 Å/мм без впечатанного спектра железной дуги, и две спектрограммы  $\pi$  Boo A, полученные в 1966 г. В. Л. Хохловой на куде-спектрографе ЗТШ с дисперсией 4 Å/мм, на которых был впечатан спектр железной дуги. Даты получения спектрограмм приведены в табл. 1.

Таблица 1

Номер пластинки	Дата	Время начала экспозиции, h m	Область спектра $\lambda$ , Å
$\alpha$ And			
114	22. VII 1964 г.	2 48	3700—4860
115	22. VII	3 30	3700—4860
163	22. IX	0 35	3700—4860
164	22. IX	1 45	3700—4860
165	22. IX		3700—4860
$\pi$ Boo A			
	8. V 1966 г.	1 00	3700—4400
	8. V	20 46	3700—4400

Все спектры были обработаны на микрофотометре в прямых интенсивностях. Длины волн измерялись по регистрограммам, причем сначала для  $\pi$  Boo A, в спектре которой линии достаточно резкие и для которой имелся спектр железной дуги, а затем ввиду сходства спектров этих звезд выявлялись одинаковые линии в спектрах обеих звезд, которые использовались как опорные для определения длин волн в спектре  $\alpha$  And. Точность измерения длин волн в спектре  $\pi$  Boo A равна 0,10—0,15 Å, в спектре  $\alpha$  And — 0,3—0,4 Å. В интервале 3700—4800 Å надежно выявлено 276 линий; из них 172 линии отождествлены в спектры  $\pi$  Boo A [13]. Нами отождествлены остальные линии. Список линий приведен в табл. 2. Во второй и третьей графах приведены длины волн линий в спектре  $\alpha$  And и  $\pi$  Boo A. Для линий, отождествленных по [13]<sup>1</sup>, приводится второй знак после запятой;

<sup>1</sup> Приводится название элемента и номер мультиплета.

Т а б л и ц а 2

№ п/п	$\lambda$ , А		Отождест- вление [13]	Наше отожд- ествление	$W_{\lambda}$ ( $\alpha$ And), А			$W_{\lambda}$ ( $\pi$ Boo A), А	
	$\alpha$ And	$\pi$ Boo A			114—115 п.л.	118 п.л.	163—165 п.л.	8. V	9. V
1	3734,41	3734,41	H <sub>13</sub>						
2	3740,5	3740,2		Mn II	0,044	0,059	0,050		
3	3741,63	3741,63	Ti II 72		Очень слабая			—	0,028
4	3743,38	3743,38	Mn II		0,068	0,046	0,061	0,082	0,080
5		3744,6		Mn II				0,023	0,023
6		3748,49	Fe II 154						0,063
7	3750,25	3750,25	H <sub>12</sub>						
8	3755,2	3755,6		Fe II 154	0,030	0,100	0,046	0,055	0,055
9		3758,0						0,025	0,025
10		3758,6						0,030	0,030
11	3759,29	3759,29	Ti II 13	Fe II 154	0,068	0,039		0,076	0,076
12	3761,32	3761,32	Ti II 107		0,043	0,027	0,032	0,047	
13		3761,8						0,050	0,048
14	3763,74	3763,74	Mn II		0,086	0,078	0,074	0,106	0,113
15	3770,57	3770,57	H <sub>11</sub>						
16		3772,80						0,077	
17		3774,4	Y II 17					0,081	0,078
18		3776,6	Y II 8						
19	3778,2	3778,32	Mn II		0,064	0,057	0,055		
20		3779,5	Fe II 23					0,025	0,027
21		3780,7						0,024	0,031
22		3782,3	Y II 61					0,022	0,043
23	3783,89	3783,89	Mn II		0,040	0,041	0,029	0,049	0,037
24		3785,5						0,047	0,018
25	3788,70	3788,70	Y II 7		Очень слабая			0,072	0,055
26		3792,6	Y II 61					0,017	0,018
27		3793,3						0,052	0,022
28		3796,4		Mn II				0,084	0,022
29	3797,88	3797,88	H <sub>10</sub>						
30		3806,7		Mn I 6				0,069	0,037
31	3807,6				0,042	0,030			
32	3812,21	3812,21	Mn II		0,088	0,086	0,092		
33	3814,7			Fe II 153	0,064	0,035	0,031		
34	3817,5	3817,3	Mn II		0,032	0,050	0,016	0,067	0,030
35	3818,5	3818,4		Y II 7	0,057	0,039	0,025	0,067	0,047
36	3819,9			He I 22	0,066	0,050	0,041		
37		3823,5		Mn I 6				0,049	0,031
38		3823,9		Mn I 6					0,021
39	3825,04	3825,04	Mn II	Fe II 29	0,085	0,040	0,028	0,092	0,056
40	3887,0			Fe II 153, Mn II	0,043		0,022		
41		3832,89	Y II 7					0,080	0,043
42	3835,45	3835,45	H <sub>9</sub>						
43		3843,5		Mn II				0,050	0,023
44	3844,17	3844,17	Mn II		0,088	0,100	0,086	0,109	0,094
45	3849,5			Ni II 11?	0,019	0,030	0,016		
46	3853,66	3853,66	Si II 1		0,080	0,065	0,048	0,065	0,076
47	3856,02	3856,02	Si II 1		0,110	0,105	0,104	0,138	0,135
48	3857,6			Mn II	0,037	0,020	0,048		

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	$\lambda, \text{Å}$		Отождествление [13]	Наше отождествление	$W_{\lambda}(\alpha \text{ And}), \text{Å}$			$W_{\lambda}(\pi \text{ Boo A}), \text{Å}$	
	$\alpha \text{ And}$	$\pi \text{ Boo A}$			114—115 п.л.	118 п.л.	163—165 п.л.	8.V	9.V
49	3859,2			Mn II	0,023	0,038	0,033		
50	3862,59	3862,59	Si II 1		0,119	0,122	0,104		0,117
51	3863,4	3863,5	Fe II 152		0,045	0,033	0,023	0,045	
52	3865,6	3865,5		Cr II 167	0,023		0,021	0,042	
53	3867,2			He I 20	0,032		0,043		
54	3872,9			Fe II 128	0,048		0,040		
55	3877,2	3877,4			0,016	0,022	0,015	0,017	0,039
56		3878,28	Y II 7					0,017	0,038
57	3879,00	3879,00	Mn II		0,085	0,082	0,052	0,085	0,067
58	3889,05	3889,05	H <sub>8</sub>						
59	3897,62	3897,62	Mn II		0,096	0,088	0,093	0,078	0,078
60	3898,07	3898,07	Mn II					0,064	0,066
61	3900,55	3900,55	Ti II 34		0,024	0,023	0,025	0,033	0,051
62		3902,37	Mn II					0,035	0,016
63	3905,53	3905,53	?	Si I 3	0,060	0,081	0,066		0,062
64	3913,46	3913,46	Ti II 34		0,039		0,029	0,027	0,042
65	3917,32	3917,32	Mn II		0,047	0,062	0,041		0,056
66	3918,98	3918,98	C II 4		0,041	0,052	0,028		0,010
67	3920,68	3920,68	C II 4		0,042	0,050	0,047		0,079
68	3926,47	3926,47	Mn I 44+?		0,065	0,064	0,070	0,064	0,051
69	3930,97	3930,97	Mn II		0,032	0,080	0,061		
70	3933,67	3933,67	Ca II 4		0,231	0,222	0,190	0,264	0,268
71	3935,94		Fe II 173		0,055	0,060	0,043		
72	3939,0		Fe II 190		0,038	0,038	0,028		
73	3941,22	3941,22	Mn II		0,031	0,022	0,032	0,041	0,043
74	3943,86	3943,86	Mn II		0,071	0,090	0,082	0,041	0,044
75	3950,35	3950,35	Y II 6		0,016	0,022		0,056	0,075
76	3952,42	3952,42	Mn II		0,033	0,037	0,042	0,045	0,036
77		3968,45	Ca II 1					0,140	0,091
78	3970,10	3970,10	H <sub>7</sub>						
79		3975,74	Mn II					0,022	0,031
80		3979,51	Cr II 183					0,047	0,030
81		3982,59	Y II 6					0,065	0,066
82	3983,95	3983,95	Hg II		0,112	0,120	0,096	0,130	0,141
83	3986,59	3986,59	Mn II		0,029	0,022	0,050	0,028	0,023
84	3994,0	3994,1		Mn II	0,025		0,052	0,031	0,017
85	3995,2	3995,1		Mn II	0,031	0,070	0,051	0,024	0,035
86	3995,5	3995,5		Sc II 16				0,0295	0,022
87		3996,42	Mn II					0,041	0,042
88		3998,9		Cr II 10			0,029	0,029	0,015
89	4000,04	4000,04	Mn II		0,036	0,062	0,059	0,058	0,064
90		4002,55	Fe II 190					0,026	0,029
91	4003,2	4003,2		Cr II 194				0,022	0,033
92	4012,47	4012,47	Fe II 126	Cr II 183	0,024			0,033	0,034
93	4024,55		Fe II 127		0,062	0,103	0,058		
94	4025,14		Ti II 11		0,027	0,048	0,036	Де-	
95	4026,18		He I 1		0,135	0,137	0,138	фект	
96	4028,3			Ti II 87?	0,033	0,070	0,038	на пла-	
97	4029,7			Ti II 87	0,022	0,034		стин-	
								нах	



Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	λ, Å		Отождествление [13]	Наше отождествление	W <sub>λ</sub> (α And), Å			W <sub>λ</sub> (π Boo A), Å	
	α And	π Boo A			114—115 п.л.	118 п.л.	163—165 п.л.	8. V	9. V
98	4030,76	4030,76	Mn I 2		0,037	0,112	0,036	0,033	
99	4033,07	4033,07	Mn I 2		0,042	0,071	0,042	0,057	0,072
100	4034,49	4034,49	Mn I 2					0,025	0,028
101		4037,15		Cd II ?				0,033	0,039
102		4038,00	Cr II 194					0,033	0,039
103		4040,1						0,025	0,029
104		4041,36	Mn I					0,045	0,034
105	4048,7	4048,6	Mn I 5		0,026			0,032	0,033
106		4053,81	Ti II 87						0,042
107	4059,2			Mn I 5	0,045				
108	4075,45	4075,45	Si II		0,031		0,027	0,041	0,038
109	4076,78	4076,78	Si II				0,028	0,021	0,027
110		4077,71	Sr II 1					0,078	0,096
111		4079,4	Mn I 5					0,028	0,018
112	4081,46	4081,46	Mn II		0,033		0,033	0,059	0,053
113	4083,67		Mn II	Mn I 5	0,016		0,024		
114	4085,39		Mn II		0,045		0,053		
115	4101,7	4101,7	H <sub>δ</sub>						
116		4105,0	Mn II + ?	Mn II				0,094	0,050
117	4110,62	4110,62	Mn II		0,060		0,054	0,042	0,039
118	4111,01	4111,01	Cr II 18,26					0,033	0,039
119	4115,9				0,013		0,020		
120	4120,5		He I 16		0,045	0,049	0,044		
121	4122,5			Fe II 28	0,021	0,041	0,051		
122	4124,91	4124,91	Y II 14		0,008	0,020	0,018	0,025	0,022
123	4128,09	4128,09	Si II 3		0,170	0,142	0,190	0,133	0,141
124	4130,88	4130,88	Si II 3		0,131	0,092	0,120	0,128	0,132
125	4136,95	4136,95	Mn II		0,084	0,069	0,073	0,099	0,095
126	4140,44	4140,44	Mn II		0,039	0,032	0,025	0,040	0,042
127	4144,6				0,043	0,055			
128	4145,77		Cr II 162		0,042	0,039	0,027		
129		4163,64	Ti II					0,031	0,028
130		4172,05	Ca II 1						0,045
131	4173,45	4173,45	Fe II 27		0,063	0,046	0,028	0,063	0,057
132	4174,31		Mn II		0,057	0,059	0,048		
133	4177,54	4177,54	Y II 14		0,059	0,062	0,059	0,140	0,101
134	4178,86		Fe II 28		0,105	0,090	0,101		
135	4179,42		Cr II 26		0,042	0,059	0,045		
136	4184,47	4184,47	Mn II		0,055	0,034	0,048	0,035	0,038
137	4189,5				0,056	0,031	0,067		
138	4200,3	4200,3	Mn II		0,062	0,052	0,068	0,050	0,057
139		4204,67	Y II 1					0,030	0,021
140	4205,40	4205,40	Mn II			0,025	0,024	0,070	0,071
141	4206,37	4206,37	Mn II				0,134	0,135	0,124
142	4213,5	4213,4			0,142	0,113		0,034	0,016
143	4215,52		Sr II 1		0,036	0,026		0,080	0,070
144		4224,85	Cr II 162		0,029	0,033		0,026	0,030
145		4230,2						0,028	0,018
146		4231,4						0,018	0,023

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	$\lambda, \text{Å}$		Отождествление [13]	Наиме отождествление	$W_{\lambda}(\alpha \text{ And}), \text{Å}$			$W_{\lambda}(\pi \text{ Boo A}), \text{Å}$	
	$\alpha \text{ And}$	$\pi \text{ Boo A}$			114--115 н.л.	118 н.л.	163--165 н.л.	8. V	9. V
147		4231,8						0,020	0,027
148		4232,2						0,033	0,026
149	4233,17	4233,17	Fe II 27		0,119	0,108	0,101	0,085	0,090
150	4235,73	4235,73	Y II 5		0,041	0,037	0,027	0,046	0,042
151	4237,87		Mn II		0,042	0,035			
152	4238,78	4238,78	Mn II 2		0,137	0,088	0,074	0,059	0,060
153	4239,19	4239,19	Mn II					0,063	0,066
154	4240,39	4240,39	Mn II		0,080	0,079	0,048	0,064	0,058
155	4242,35	4242,35	Mn II		0,125	0,162	0,070	0,132	0,114
156		4242,90	Mn II					0,043	0,044
157	4244,26	4244,26	Mn II		0,077	0,122	0,049	0,048	0,062
158	4246,83	4246,83	Sc II 7		0,075	0,054	0,030	0,084	0,073
159	4247,95	4247,95	Mn II		0,081	0,070	0,048	0,070	0,060
160		4250,6		Mn II				0,029	0,017
161		5251,15	Ga II		0,158	0,160	0,089	0,064	0,038
162		4251,74	Mn II					0,086	0,077
163	4252,97	4252,97	Mn II		0,186	0,143	0,136	0,113	0,150
164	4253,02	4253,02		Mn II?					
165	4254,09	4254,09	Ga II		0,060	0,026	0,035	0,065	0,033
166	4255,77	4255,77	Ga II		0,110	0,089	0,077	0,110	0,075
167	4259,20	4259,20	Mn II		0,153	0,128	0,102	0,104	0,128
168		4260,46	Mn II					0,035	0,030
169		4260,7						0,018	0,033
170	4262,00	4262,00	Ga II	Cr II 31	0,065	0,106	0,055	0,114	0,093
171	4263,8				0,010	0,036	0,020		
172		4267,02		C II 6	0,058	0,083	0,092	0,072	0,040
173		4267,27							
174		4267,85		Mn II				0,046	0,035
175		4274,8						0,034	0,027
176	4275,57	4275,57	Gr II 31		0,050	0,035	0,018	0,027	0,030
177		4275,9	Mn II					0,034	0,033
178	4278,61	4278,61	Mn II		0,038	0,036	0,044	0,068	0,033
179	4281,94	4281,94	Mn II		0,138	0,117	0,146	0,085	0,033
180	4282,48	4282,48	Mn II	Mn II + ?				0,090	0,092
181	4283,78	4283,78	Mn II					0,068	0,050
182	4284,21	4284,21	Cr II		0,109	0,100	0,112	0,055	0,027
183	4284,44	4284,44	Mn II					0,078	0,056
184	4286,6				0,039	0,035	0,033		
185	4288,07	4288,07	Mn II		0,073	0,030	0,035	0,048	0,035
186	4292,24	4292,24	Mn II 6		0,080	0,081	0,119	0,121	0,152
187	4294,10	4294,10	Ti II 20		0,041	0,032	0,058	0,059	0,025
188	4296,57		Fe II 28		0,037	0,032	0,046		
189	4300,05	4300,05	Ti II 41					0,097	0,084
190	4300,24	4300,24	Mn II 6		0,089	0,097	0,091	0,033	
191	4303,17	4303,17	Fe II 27		0,087	0,090	0,086	0,097	0,092
192	4308,20	4308,20	Mn II		0,081	0,106	0,068	0,075	0,092
193		4309,62	Y II					0,081	0,069
194	4310,70	4310,70	Mn II		0,049	0,042	0,041	0,048	0,038
195		4312,86	Ti II 41					0,029	0,034

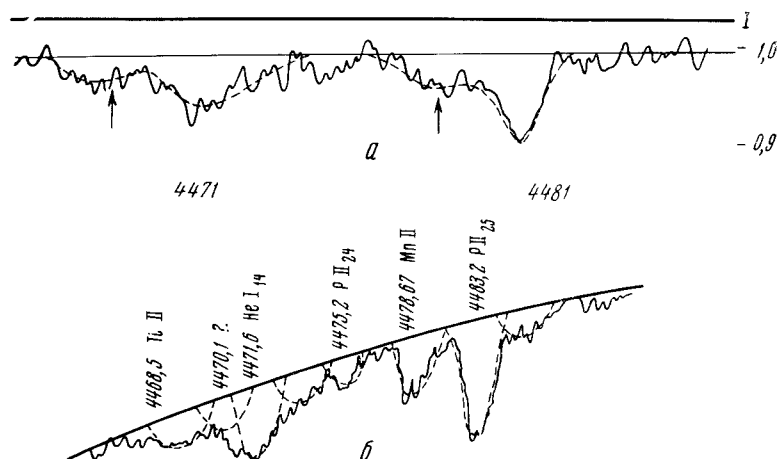
Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	$\lambda, \text{Å}$		Отождествление [13]	Иные отождествления	$W_{\lambda} (\% \text{ And}), \text{Å}$			$W_{\lambda} (\% \text{ Boo A}), \text{Å}$	
	$\% \text{ And}$	$\% \text{ Boo A}$			114—115 п.л.	118 п.л.	163—165 п.л.	8. V	9. V
196	4314,08	4314,08	Sc II 15		0,079	0,100	0,046	0,019	
197	4314,98	4314,98	Ti II 41		0,037	0,087	0,026	0,029	
198	4317,76	4317,76	Mn II		0,040	0,123	0,043	0,061	0,034
199		4318,52	Mn II					0,056	0,032
200		4320,74	Sc II 15					0,068	0,024
201	4325,01	4325,04	Sc II + + Mn II	Mn II	0,093	0,065	0,057	0,020	0,052
202	4326,76	4326,76	Mn II		0,118	0,164	0,095	0,129	0,094
203		4337,92						0,041	0,026
204	4340,50		H <sub>γ</sub>						
205	4344,02	4344,02	Mn II				0,056	0,145	0,076
206		4345,58	Mn II					0,018	0,027
207		4346,29	Mn II					0,052	0,041
208	4348,39	4348,39	Mn II		0,056	0,070	0,037	0,101	0,072
209		4349,6						0,033	0,016
210		4350,3						0,084	0,028
211	4351,76	4351,76	Fe II 27		0,049	0,066	0,054	0,055	0,052
212	4356,63	4356,63	Mn II		0,065	0,046	0,051	0,105	0,067
213		4358,73	Y II 5					0,025	0,044
214	4363,26	4363,26	Mn II		0,043	0,033	0,039	0,079	0,020
215	4365,22	4365,22	Mn II		0,045	0,034	0,042	0,084	0,062
216		4374,94	Y II 13					0,060	0,063
217	4377,74	4377,74	Mn II		0,043	0,049	0,035		0,050
218	4379,63		Mn II		0,063	0,065	0,060		0,065
219	4385,73		Mn II	Mn II + ?	0,058	0,069	0,080		
220	4388,6				0,062	0,067	0,055		
221	4390,59	4390,59	Mg II			0,081			0,023
222		4391,75		Mn II					0,047
223	4393,38		Mn II			0,048	0,051		
224	4395,03		Ti II 19		0,053				
225		4400,36	Sc II 14						0,032
226	4403,51		Mn II			0,057	0,054		
227	4416,82		Fe II 26		0,040	0,058	0,054		
228	4434,06		Mn II		0,032	0,063	0,049		
229	4441,99		Mn II		0,070	0,094	0,044		
230	4443,80		Ti II 19		0,084	0,075			
231	4445,5				0,068	0,057	0,050		
232	4452,3			P II 31		0,052	0,044		
233	4462,3			Mn I 28	0,048	0,030	0,062		
234	4463,5			P II 25	0,032	0,025	0,046		
235	4466,6			P II 24	0,056	0,026			
236	4468,49		Ti II 31	P II 25	0,068	0,075	0,054		
237	4470,1				0,078	0,067	0,067		
238	4471,48			He I 14	0,129	0,193	0,140		
239	4471,69								
240	4475,2			P II 24	0,070	0,054	0,051		
241	4478,67		Mn II		0,070	0,078	0,103		
242	4481,23		Mg II 4		0,217	0,238	0,210		
243	4483,2			P II 25	0,052	0,051	0,043		

Таблица 2 (окончание)

№ п/п	$\lambda, \text{Å}$		Отождествление [13]	Наше отождествление	$W_{\lambda}(\alpha \text{ And}), \text{Å}$			$W_{\lambda}(\pi \text{ Boo A}), \text{Å}$	
	$\alpha \text{ And}$	$\pi \text{ Boo A}$			114—115 п.л.	118 п.л.	163—165 п.л.	8.V	9.V
244	4489,19		Fe II 37		0,039	0,031	0,041		
245	4491,40		Fe II 37		0,040	0,050	0,061		
246	4497,6			Mn II	0,034	0,042	0,062		
247	4499,2			P II 11	0,049	0,059	0,050		
248	4500,55		Mn II		0,032	0,054	0,061		
249	4503,20		Mn II		0,041	0,057	0,056		
250	4508,28		Fe II 222		0,070	0,044	0,056		
251	4510,21		Mn II 17		0,025	0,034	0,040		
252	4515,34		Fe II 37		0,042	0,058	0,060		
253	4518,96		Mn II		0,065	0,062	0,090		
254	4520,23		Fe II 37		0,031	0,053	0,069		
255	4522,63		Fe II 38		0,071	0,085	0,074		
256	4525,32		Mn II		0,063	0,028			
257	4530,4		Mn II 17		0,043	0,046			
258	4533,97		Ti II 50		0,032				
259	4549,47		Fe II 37	?	0,118	0,122	0,142		
260	4549,62		Ti II 82	?					
261	4551,0			Gd II ?	0,020	0,055			
262	4555,02		Cr II +	P II 2\	0,043	0,032	0,052		
263	4555,89		Fe II 38		0,065	0,068	0,055		
264	4558,66		Cr II 44		0,048	0,076	0,068		
265	4563,76		Ti II 50		0,016		0,042		
266	4565,78		Cr II 39		0,028	0,032	0,064		
267	4571,97		Ti II 82		0,031	0,048	0,036		
268	4576,6			Fe II 38	0,031	0,037	0,025		
269	4583,83		Fe II 38		0,051	0,075	0,046		
270	4588,22		Cr II 44+	P II 15	0,066	0,074	0,071		
271	4590,1		Cr II 44+	P II 24	0,051	0,050	0,039		
272	4592,09		Cr II 44		0,038	0,027	0,030		
273	4602,1			P II 15	0,054	0,073	0,063		
274	4618,83		Cr II 44		0,065				
275	4621,6		Si II 705		0,058				
276	4635,33		Fe II 186		0,059				
277	4653,5			Mn II	0,033		0,058		
278	4716,6			Mn II	0,056	0,033	0,059		
279	4713,2		He I 12		0,031	0,030	0,039		
280	4725,5			Mn II	0,091	0,033	0,092		
281	4727,85		Mn II 5	Mn II +?	0,107	0,070	0,082		
282	4730,36		Mn II 5		0,077	0,043	0,081		
283	4734,3				0,116	0,100	0,111		
284	4738,29		Mn II 5		0,039	0,034	0,067		
285	4743,8				0,086	0,059	0,035		
286	4749,3			Mn II ?	0,115	0,094	0,092		
287	4751,7				0,031	0,064	0,070		
288	4755,73		Mn II 5		0,063	0,110	0,052		
289	4757,2			Mn II	0,094	0,142	0,082		
290	4758,2				0,174				
291	4760,0			Fe II 169	0,038	0,127			
292	4762,1			Mn I 21	0,052	0,093	0,076		
293	4774,2			Mn II	0,062	0,039	0,080		
294	4793,5			Mn II	0,067	0,097			

для линий, измеренных и отождествленных нами,  $\lambda$  дается только до 0,1 Å. В четвертой графе приведено отождествление согласно [13], в пятой — наше отождествление. Шестая, седьмая и восьмая графы содержат эквивалентные ширины линии  $W$  в спектрах  $\alpha$  And, полученных в различные даты (см. табл. 1), девятая и десятая — эквивалентные ширины линий в спектре  $\pi$  Boo A. Крестиками отмечены линии, отождествление которых проведено по кривым роста. Остались неотожествленными 11 линий с  $W > 0,03$  Å и 18 линий с  $W < 0,03$  Å (последние в спектре  $\pi$  Boo A).



Фиг. 1. Регистрограммы участка спектра  $\alpha$  And

Для отождествления линий использовались таблицы Мур [14, 15], серия работ, выполненных в Мадридском оптическом институте [16] по спектру Mn II, а также работа [13]. В тех случаях, когда были известны силы осцилляторов, отождествление проверялось по кривой роста.

В спектре обеих звезд присутствуют, кроме водородных, линии следующих атомов и ионов: Mn I, Mn II, Fe II, Ti II, Cr II, Sr II, Mg II, Sc II, Y II, He I, Si I ( $\lambda$  3905,53), Si II, Ga II, C II, Ca II, Hg II ( $\lambda$  3894). Различие спектров  $\alpha$  And и  $\pi$  Boo A заключается в том, что линии He I значительно сильнее в  $\alpha$  And и едва заметны в  $\pi$  Boo A, линии Y II заметно сильнее в  $\pi$  Boo A, линии P II имеются только в спектре  $\alpha$  And. Отождествление Морганом [10] линий Zr II, Gd II и Fe I, по-видимому, ошибочно, в наших спектрах этих линий нет или они отождествляются иначе.

Имевшиеся в нашем распоряжении спектры не дали возможности выявить какую-либо заметную переменность интенсивности линий в спектре изучаемых звезд. Спектры  $\pi$  Boo A разделены интервалом, примерно равным половине периода спектральной переменности звезды, и, возможно, соответствуют моментам минимальных различий интенсивностей: эквивалентные ширины большинства линий 8.V 1966 г. в среднем на 20% меньше, чем 9.V 1966 г., причем различие для сильных линий, как правило, в процентном отношении меньше. Интенсивность линии K Ca II, которая обычно заметно меняется в спектрально-переменных Ar-звездах, на наших спектрах обеих звезд оставалась неизменной.

Следует также отметить, что в [17] приводится участок регистрограммы спектра  $\alpha$  And (фиг. 1, а) и коротковолновые спутники линий  $\lambda\lambda$  4471 и 4481 приписываются спектру, возникающему в компоненте двойной системы  $\alpha$  And. Фиг. 1, б показывает нашу регистрограмму того же участка с отождествлением линий. У многих других сильных линий нашего списка коротковолновый спутник также заведомо отсутствует.

## § 2. Водородные линии, электронная концентрация и эффективная температура

Эквивалентные ширины водородных линий в исследуемых звездах были использованы для определения электронной концентрации. По номеру последней наблюдаемой линии бальмеровской серии  $n_m = 19$  для  $\alpha$  And и  $n_m = 18,5$  для  $\pi$  Boo A методом Инглиса — Теллера получены  $\lg n_e = 13,76$  и  $14,00$  для  $\alpha$  And и  $\pi$  Boo A соответственно.

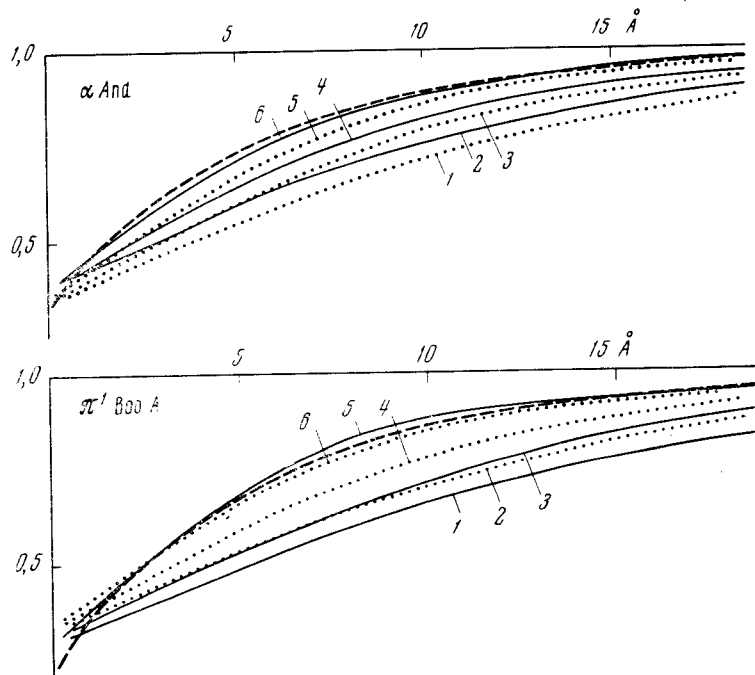
Электронная концентрация определялась также методом Унзольда по эквивалентной ширине линии  $H_\gamma$  с поправками за влияние электронов на уширение линий и за перекрытие высших членов бальмеровской серии, согласно [18]<sup>1</sup>. Полученные значения: для  $\alpha$  And  $\lg n_e = 14,0$ , для  $\pi$  Boo A  $\lg n_e = 13,8$ . Как видно из приведенных значений, применение поправок, вычисленных И. М. Копыловым [18], устраняет обычно получавшиеся расхождения между определениями  $n_e$  разными методами. Полученные значения  $\lg n_e$  для  $\alpha$  And и  $\pi$  Boo A не отличаются от значений  $\lg n_e$  для звезд главной последовательности класса B8 — B9 [18, 19].

Модели пекулярных звезд, обладающих, как правило, магнитным полем, могут отличаться от моделей нормальных звезд главной последовательности того же спектрального класса. Интересно сравнить некоторые наблюдаемые спектральные характеристики звезд, такие, как показатель цвета, бальмеровский скачок, контуры и эквивалентные ширины водородных линий, эквивалентные ширины некоторых других линий, с величинами, рассчитанными на основании теоретических моделей. Для такого сравнения мы использовали сетку моделей Михаласа [20], рассчитанных для ряда значений  $\Theta_{\text{эфф}}$  и  $\lg g$  в предположении лучистого переноса энергии. Сравнение наблюдаемых и теоретических контуров водородных линий в спектрах  $\alpha$  And и  $\pi$  Boo A приведено на фиг. 2 и 3. Лучшее согласие контуров  $H_\gamma$  для  $\alpha$  And достигается при  $\Theta_{\text{эфф}} = 0,36$  и  $\lg g = 3,5$ ; для  $\pi$  Boo A — при  $\Theta_{\text{эфф}} = 0,40$ ,  $\lg g = 3,5$ . Мы сравнили также контуры  $H_\delta$  и  $H_e$  для  $\pi$  Boo A с теоретическими, рассчитанными в [21] для  $\Theta_{\text{эфф}} = 0,41$  и  $\lg g = 3,5$  (фиг. 3). Согласие неплохое. Сравнились теоретические [20] и наблюдаемые эквивалентные ширины линий C II  $\lambda 4267 \text{ \AA}$  и Mg II  $\lambda 4481 \text{ \AA}$ . При этом мы считали, что содержание Mg и C в этих звездах нормальное и близко к солнечному. Такое предположение, по-видимому, оправдано, так как, согласно [22], содержание этих элементов в атмосферах пекулярных звезд марганцевой группы нормальное. Наши определения химического состава по кривой роста (результаты приведены ниже) также дают нормальное содержание C и Mg. Значения наблюдаемых и теоретических интенсивностей согласуются при  $\Theta_{\text{эфф}}$  и  $\lg g$ , приведенных в табл. 3.

Таблица 3

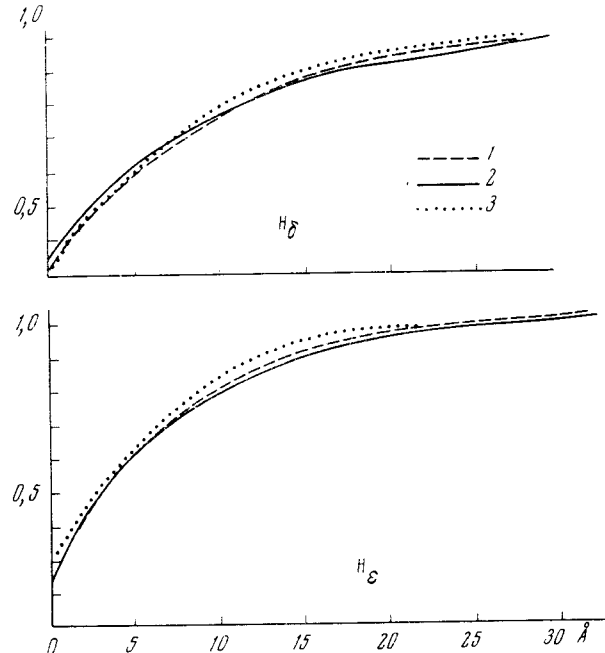
Метод определения	Звезда			
	$\alpha$ And		$\pi$ Boo A	
	$\Theta_{\text{эфф}}$	$\lg g$	$\Theta_{\text{эфф}}$	$\lg g$
По контурам водородных линий	0,36	3,5	0,40	3,5
По $W_{\lambda 4267}$ C II	0,36—0,40	4—3	0,40—0,45	4,3—3
По $W_{\lambda 4481}$ Mg II	0,36	3,5		
$\Theta_{\text{эфф}}$ по B—V	0,37		0,43	

<sup>1</sup> Электронная концентрация для  $\alpha$  And была определена студентом астрономического отделения физфака МГУ А. Багровым в его курсовой работе.



Фиг. 2. Сравнение наблюдаемых контуров [7] линии  $H_\gamma$  с теоретическими [20] в спектрах звезд  $\alpha$  And и  $\pi^1$  Boo A

Теоретические кривые вычислены со следующими параметрами. Для  $\alpha$  And: 1 —  $\Theta_{эфф} = 0,40$ ,  $\lg g = 4,5$ ; 2 —  $\Theta_{эфф} = 0,36$ ,  $\lg g = 4,5$ ; 3 —  $\Theta_{эфф} = 0,40$ ,  $\lg g = 4,0$ ; 4 —  $\Theta_{эфф} = 0,36$ ,  $\lg g = 4,0$ ; 5 —  $\Theta_{эфф} = 0,40$ ,  $\lg g = 3,5$ ; 6 —  $\Theta_{эфф} = 0,36$ ,  $\lg g = 3,5$ . Для  $\pi$  Boo A: 1 —  $\Theta_{эфф} = 0,45$ ,  $\lg g = 4,44$ ; 2 —  $\Theta_{эфф} = 0,40$ ,  $\lg g = 4,5$ ; 3 —  $\Theta_{эфф} = 0,45$ ,  $\lg g = 4,0$ ; 4 —  $\Theta_{эфф} = 0,40$ ,  $\lg g = 4,0$ ; 5 —  $\Theta_{эфф} = 0,45$ ,  $\lg g = 3,0$ ; 6 —  $\Theta_{эфф} = 0,40$ ,  $\lg g = 3,5$



Фиг. 3. Сравнение теоретических [21] и наблюдаемых контуров линий  $H_\delta$  и  $H_\epsilon$  в спектре  $\pi$  Boo A

1—7.V 1966 г.; 2—8.V 1966 г.; 3 — теоретическая;  $\Theta_{эфф} = 0,41$ ,  $\lg g = 3,5$

Таблица 4

Звезда	Линия					
	4713 Å		4438 Å		4121 Å	
	$W_{\lambda[20]}$	$W_{\lambda \text{ набл}}$	$W_{\lambda[20]}$	$W_{\lambda \text{ набл}}$	$W_{\lambda[20]}$	$W_{\lambda \text{ набл}}$
$\alpha$ And						
$\Theta_{\text{эфф}} = 0,36$ , $\lg g = 3,5$	0,132	0,035	0,038	$\sim 0$	0,115	0,045
$\pi$ Boo A						
$\Theta_{\text{эфф}} = 0,40$ , $\lg g = 3,5$	0,071	—	0,018	$\sim 0$	0,063	0

В этой же таблице приведены значения  $\Theta_{\text{эфф}}$ , определенные по  $B - V$  с помощью зависимости, установленной для кремниевой группы пекулярных звезд [22]. Табл. 3 показывает, что все методы оценки  $\Theta_{\text{эфф}}$  и  $\lg g$  дают согласующиеся результаты. По-видимому, в грубых чертах атмосферы исследуемых звезд соответствуют теоретически рассчитанным моделям и мало отличаются от атмосфер нормальных звезд. Интенсивности линий He I, рассчитанные в [20] для содержания  $N_{\text{He}}/N_{\text{H}} = 0,15$ , и наблюдаемые приведены в табл. 4.

Из табл. 4 видно, что линии гелия в изучаемых звездах значительно слабее, чем они должны быть при нормальном содержании He и принятых значениях  $\Theta_{\text{эфф}}$  и  $\lg g$ .

### § 3. Кривая роста, $T_{\text{возб}}$ , $T_{\text{ион}}$ и аномалии химического состава

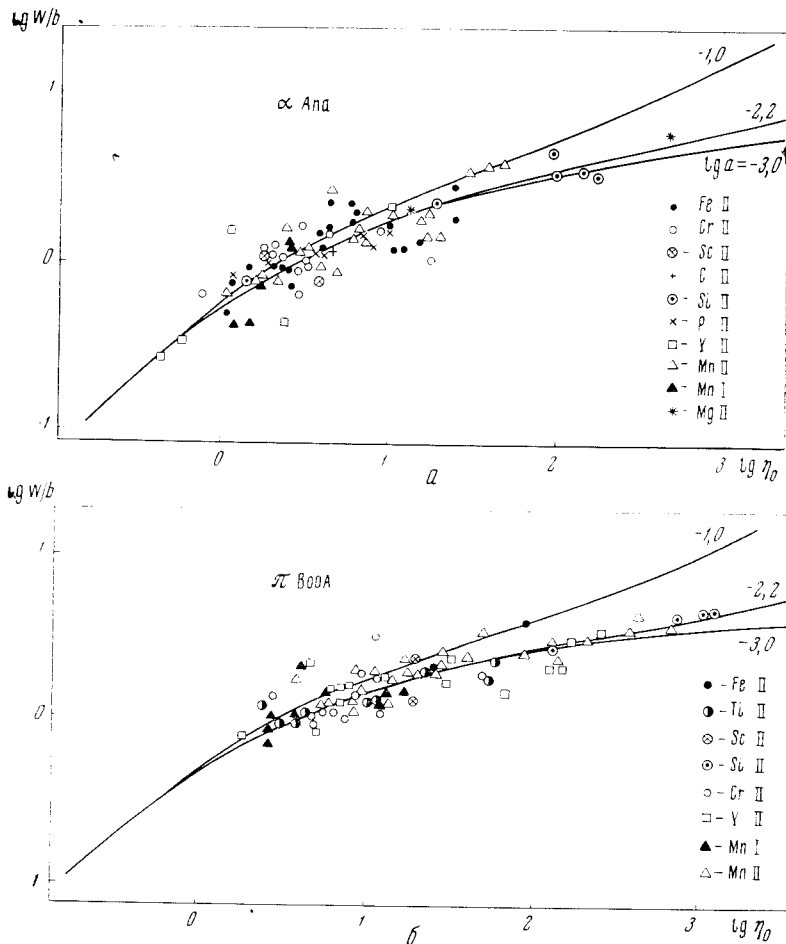
Кривые роста были построены по линиям Fe II, Cr II, Sc II, C II, Si II, P II, Y II, Mn II, Mn I. При построении использовались силы осцилляторов из сводного каталога, составленного в Астрономическом совете на основе Библиографии, выпущенной Национальным бюро стандартов в США. При составлении каталога за основу были взяты абсолютные значения, определенные Корлисом и Бозманом [23]. Для Fe II использовались данные [24], для Mn II — данные [21], и для Si II — данные [25]. В качестве теоретической кривой роста использовалась кривая Врубеля с  $B_0/B = 4/3$ . Кривые роста для  $\alpha$  And и  $\pi$  Boo A представлены на фиг. 4. Температура возбуждения была определена по сдвигу мультиплетов Fe II, Mn II, Mn I и Si II. Полученные значения температуры приведены в табл. 5. Точность определения составляет  $\pm 500^\circ$ .

Температура ионизации определялась по линиям атомов и ионов Mn и Si с использованием полученных в § 2 значений  $\lg n_e$ . Для Si I наблюдается только одна линия  $\lambda 3905 \text{ Å}$ . Полученные значения  $T_{\text{ион}}$  подтверждают правильность отождествления этой линии.

Таблица 5

Элемент	$\alpha$ And		$\pi$ Boo A
	$T_{\text{возб}}, ^\circ\text{K}$		
Fe II	12 000		—
Mn I	13 000—12 300		12 000
Mn II	11 100—12 000		12 000
Si II	12 000		12 000
	$T_{\text{ион}}, ^\circ\text{K}$		
Si	12 300		12 500
Mn	10 000		10 000





Фиг. 4. Кривая роста для звезды  $\alpha$  And (22.IX 1964 г.) и  $\pi$  Boo A (8.V 1966 г.)  
 Сплошные линии — теоретические кривые Врубеля для  $V_0/B = 1/3$

Сильное отличие температуры ионизации, определенной по линиям Mn II, выходит за пределы точности измерений. Причиной такого отличия может быть ошибка в шкале абсолютных сил осциллятора для Mn II. В настоящее время имеется лишь одна недавно опубликованная работа по измерению  $f_{абс}$  для Mn II [26]. Для согласования температуры  $T_{ион}$  по Mn II с другими значениями табл. 5 требуется уменьшение  $f_{абс}$  в 9 раз, если шкала  $f_{абс}$  для Mn I правильная.

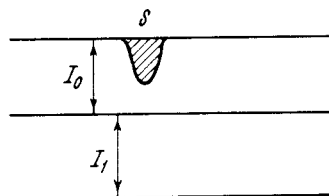
Сравнивая полученные значения  $T_{во:б}$  и  $T_{ион}$  с оценками  $T_{эфф}$ , можно убедиться, что соотношение этих величин такое же, как и у нормальных звезд главной последовательности того же спектрального класса [27]. Воспользовавшись зависимостью между  $T_{эфф}$ , спектральным классом и бальмеровским скачком  $D$  для нормальных звезд по результатам [27], получим, что бальмеровский скачок должен быть для  $\pi$  Boo A = 0,36 и для  $\alpha$  And = 0,30. Наблюдаемые скачки  $D_{\pi \text{ Boo A}} = 0,29$  и  $D_{\alpha \text{ And}} = 0,25$  [4, 28]. Таким образом, аномалии бальмеровских скачков для этих звезд если и существуют, то весьма невелики.

В ряде работ для анализа химического состава пекулярных звезд используется метод кривых роста. Однако применение этого метода к Ар-звездам вызывает возражения. Такие известные факты, как переменность эквивалентных ширин, полуширин, контуров и радиальных скоростей во многих Ар-звездах, получают объяснение, если предположить, что в спект-

роскопическом отношении звезда неоднородна и что линии различных элементов образуются в разных местах на поверхности звезды. Бём-Витензе [29] показала, что практически все спектроскопические особенности  $\alpha^2$  CVn можно объяснить с точки зрения гипотезы наклонного ротатора при условии, что поле имеет полоидальную конфигурацию и концентрация Eu II описывается формулой  $I \approx |\cos^3 t|$  (где  $t$  — магнитная долгота), а концентрация Sr II — формулой  $I \approx |\sin^3 t|$ .

Если предположить, что линии элементов, показывающих пекулярность, образуются только на части поверхности звезды, то измеряемая эквивалентная ширина (см. фиг. 5)

$$W_{\text{набл}} = \frac{S}{I_0 + I_1} = \frac{S}{I_0} \frac{I_0}{I_0 + I_1} = \frac{S}{I_0} k = Wk,$$



Фиг. 5

где  $I_0$  — вклад в непрерывный спектр области, в которой образуется линия,  $I_1$  — вклад области, где линия не образуется. При построении кривой роста все значения  $\lg W_{\text{набл}}$  для данного элемента будут сдвинуты по вертикальной оси на величину  $\lg k$ , которая будет равна 0,3, если область, в которой образуется линия, занимает половину поверхности звезды. Это обстоятельство может привести к искажению определяемой по кривой роста  $v_{\text{турб}}$  (в сторону ее занижения), а определение относительного химического состава для элементов, концентрирующихся в разных местах поверхности звезды, становится бессмысленным. В таких случаях, вероятно, можно определять относительное содержание тех элементов в спектрально-переменной звезде, изменение которых совпадает по фазе. Однако определение температур возбуждения и ионизации по сдвигу мультиплетов определенного элемента не теряет своей правомерности. Сказанное следует иметь в виду при рассмотрении табл. 6, где приведены результаты определения химического состава  $\alpha$  And и  $\pi$  Boo A по кривым роста. Следует также оговорить, что различия в кривых роста, построенных по разным элементам, заметить не удастся ввиду значительного разброса точек и их малочисленности на кривых роста, построенных для отдельных элементов.

Определенная по кривой роста турбулентная скорость оказалась равной  $v_{\text{турб}} = 3$  км/сек для  $\alpha$  And и 1,9 км/сек для  $\pi$  Boo A. При определении содержания He в  $\alpha$  And кривая роста для He при совмещении с теоретической кривой сдвигалась по вертикали на величину  $-0,37$ , что соответствует тепловой скорости для He при  $12\,000^\circ \bar{v} = 7,1$  км/сек.

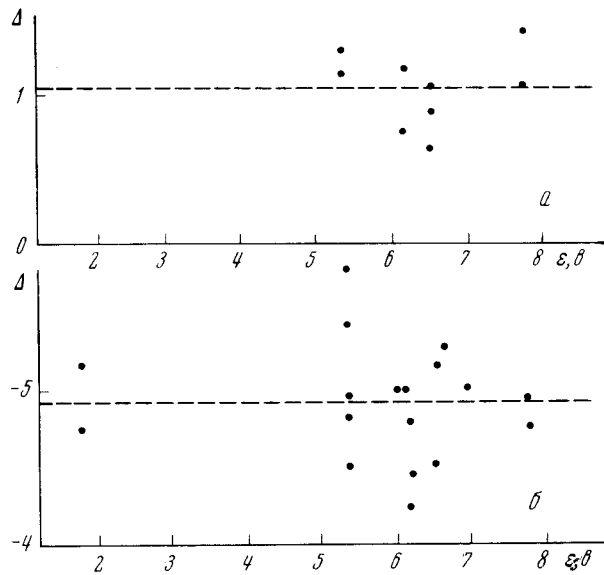
Построенные кривые роста и вычисленные значения  $T_{\text{возб}}$  мы использовали для определения сил осциллятора для тех линий Mn II, для которых значения  $\lg f_{\text{абс}}$  неизвестны. Упомянутые выше обстоятельства, которые могут привести к сдвигу всей кривой роста по вертикальной оси, не повлияют на определяемые по кривой роста значения относительных сил осциллятора данного элемента.

В спектре исследованных звезд наблюдаются 99 линий иона Mn II. Для всех линий, расклассифицированных в [16], по кривой роста определялись относительные силы осциллятора  $\lg f_{\text{отн}}^*$ , которые затем были переведены в абсолютные  $\lg f_{\text{абс}}^*$  в шкале, приведенной в [26]. Для этого по линиям, имеющимся как в [26], так и у нас, находился переходный мно-

Таблица 6

Элемент	$\alpha$ And	$\pi$ Boo A	Космическая распространенность [30]	Элемент	$\alpha$ And	$\pi$ Boo A	Космическая распространенность [30]
H	12,0	12,0	12,0	Ti		4,5	4,82
He	10,5	?	11,16	Cr	4,5	4,1	5,38
C	8,7	8,8	8,48	Mn	7,3	7,5	5,10
Mg	7,4	6,2	7,46	Fe *	5,4	5,4	6,9
Si	7,5	8,0	7,47	Ga	6,7	6,7	2,45
P	7,2	—	5,53	Cr	5,0	?	2,75
Ca	6,8	6,5	6,22	Y	6,1	6,5	2,40
Sc	4,5	4,5	2,91				

\* Содержание железа увеличится на порядок, если использовать  $f_{abc}$  для Fe II из [28] или [31].



Фиг. 6. Переходный множитель  $\Delta$  в зависимости от потенциала возбуждения  $\varepsilon$

житель, который был затем усреднен. Значения  $\lg f_{отн}^*$ , переходного множителя и  $\lg f_{abc}^*$  приведены в табл. 7. В первой графе приведена длина волны, во второй — конфигурация терма нижнего и верхнего уровня, в третьей — потенциал возбуждения нижнего уровня, в четвертой —  $\lg f_{abc}$  из [26], в пятой — значения  $\lg f_{отн}^*$ , в шестой — переходный множитель  $\Delta$  (внизу приведено его среднее значение  $\bar{\Delta}$ ), в седьмой —  $\lg f_{abc}^* = \lg f_{отн}^* + \bar{\Delta}$ .

Дисперсия значений  $\Delta$  характеризует расхождение между определениями  $\lg f$  по спектру  $\alpha$  And и лабораторными определениями в [26]. На фиг. 6, а, нанесена величина  $\Delta$  в зависимости от потенциала возбуждения нижнего уровня  $\varepsilon$ . Прямая линия — среднее значение  $\Delta$ . Отсутствие какого-либо систематического изменения величины  $\Delta$  в зависимости от  $\varepsilon$  является контролем правильного определения температуры  $T_{возб}$ .

Для сравнения на фиг. 6, б приведены величины  $\Delta$  для  $\lg f_{отн}^*$ , определенных в [21] по спектру звезды 53 Тау методом модели атмосферы. Можно

Таблица 7

$\lambda, \text{Å}$	Термы	$\varepsilon, e$	$\lg f_{\text{абс}}$	$\lg f_{\text{отн}}^*$	$\Delta$	$\lg f_{\text{абс}}^* = \lg f_{\text{отн}}^* + \Delta$
3743,38	$b^1G_2 - z^1H_8^0$	6,53		-0,93		-1,07
3773,32	$c^3D_3 - z^3P_2^0$	5,38		-1,15		-2,19
3812,25	$b^3F_4 - z^3D_3^0$	5,57		-1,01		-2,05
3825,01	$b^3F_4 - \eta^3F_3^0$	5,57		-1,07		-2,11
3898,08	$b^3F_2 - z^3G_4^0$	5,57		-0,43		-1,47
3917,33	$c^1F_3 - z^1G_4$	6,91	-1,95	-0,91	+1,04	-1,95
3930,99	$b^1G_4 - z^3I_5$	6,53	-2,38	-1,50	+0,88	-2,54
3952,43	$d^3D_1 - u^3F_2$	7,76	-1,84	-0,42	+1,42	-1,46
3986,61	$c^3D_1 - z^3P_1$	5,47		-1,58		-2,62
3995,30	$c^3D_3 - \eta^3P_2$	5,38		-2,07		-3,11
4000,04	$d^3D_3 - u^3F_4$	7,76	-1,86	-0,80	+1,06	-1,84
4081,41	$b^1F_3 - \eta^3F_2$	6,11	-2,34	-1,60	+0,74	-2,64
4116,41	$c^3G_3 - z^3D_3^0$	6,14		-2,36		-3,40
4140,44	$b^3F_3 - z^3P_2$	5,57		-1,73		-2,77
4184,47	$c^3F_3 - \eta^3F_3$	6,18	-2,53	-1,36	+1,17	-2,40
4240,39	$c^3E_2 - \eta^3D_2$	6,18		-0,83		-1,87
4244,27	$c^3D_2 - z^3D_1$	5,37	-2,32	-1,02	+1,30	-2,06
4247,95	$c^3D_3 - z^3S_2$	5,38		-0,93		-1,97
4264,10	$b^1D_2 - \eta^3P_1^0$	5,6		-2,37		-3,41
4288,07	$a^3F_1 - z^3D_0$	5,37		-0,83		-1,87
4292,23	$c^3D_3 - z^3F_3$	5,38	-2,24	-1,11	+1,13	-2,15
4326,76	$a^3F_4 - z^3F_4^0$	5,37		-0,93		-1,97
4344,02	$a^3G_5 - z^3F_4^0$	5,37		-0,94		-1,98
4356,64	$a^3F_3 - z^3F_4$	5,42		-1,37		-2,69
4363,26	$b^3F_3 - z^3F_3^0$	5,57		-2,23		-3,27
4377,74	$a^3F_2 - z^3F_3$	5,44		-1,65		-2,69
4434,06	$c^3P_1 - \eta^3P_0$	6,57	-1,83	-1,18	+0,65	-2,22
4441,99	$c^3D_1 - z^3F_1$	5,47		-0,92		-1,96
4478,63	$c^3P_2 - \eta^3P_2$	6,64	-1,62	-0,57	+1,05	-1,61
4503,20	$b^3H_4 - z^3G_3$	5,99		-1,53		-2,57
4510,21	$x^7P_4^0 - g^7S_3$	10,62		-0,18		-1,22
4518,96	$c^3P_2 - \eta^3P_1$	6,64		-0,77		-1,81
4525,32	$b^3H_6 - z^3G_5$	6,00		-1,42		-2,46
4530,4	$x^7P_4 - g^7S_3$	10,62		+0,03		-2,56
4730,36	$c^3D_2 - z^3G_3$	5,36		-1,52		-2,56
4738,29	$c^3D_3 - z^3G_4$	5,37		-1,97		-3,01
4757,2	$c^3G_5 - z^3F_4^0$	6,14		-1,20		-2,24

$$\bar{\Delta} = +1,04$$

видеть, что в последнем случае разброс значений несколько больше, чем для наших определений. По-видимому, теоретическая модель не вполне адекватна реальной физической модели Ар-звезды и результаты, полученные методом кривых роста, вряд ли в этом случае менее достоверны.

### Заключение

1. Спектры марганцевых Ар-звезд  $\alpha$  And и  $\pi$  Boo A весьма сходны между собой. Различия заключаются в том, что в спектре  $\alpha$  And сильнее линии He I и P II, первые из которых очень слабы, а вторые полностью отсутствуют в  $\pi$  Boo A. Линии Y II сильнее в  $\pi$  Boo A.

2. Температуры возбуждения и ионизации, определенные по кривым роста, соответствуют эффективной температуре, оцененной по интенсивностям линий водорода, С II и Mg II. Аномалии бальмеровского скачка если и имеются, то невелики. По всем определенным физическим характеристикам ( $n_e$ ,  $T_{эфф}$ ,  $T_{возб}$ ,  $T_{ион}$ ) атмосферы пекулярных звезд  $\alpha$  And и  $\pi$  Boo A не отличаются значительно от атмосфер нормальных звезд главной последовательности спектрального класса B8 — B9.

3. Температура ионизации, определенная по линиям Mn II, отличается от температуры, определенной всеми другими способами.

Если это обусловлено ошибкой в шкале абсолютных сил осциллятора для Mn II, то эта шкала дает завышенные на порядок силы осциллятора.

4. Применение стандартного метода кривой роста дает следующий результат для обеих звезд: сильный дефицит He, Cr; избыток Mn, Se, Ga, Y. В  $\alpha$  And замечается также избыток P, Sr.

Однако к определению химического состава пекулярных звезд обычным методом кривых роста следует относиться с осторожностью ввиду возможной неоднородности концентрации различных элементов по поверхности звезды.

В заключение авторы приносят благодарность И. М. Копылову за предоставление спектрограмм звезды  $\alpha$  And, а также дирекции и отделу физики звезд Крымской астрофизической обсерватории за предоставление возможности получить спектр звезды  $\pi$  Boo A. Авторы искренне благодарны чл.-корр. АН СССР Э. Р. Мустелю за внимание и интерес к работе в ходе ее выполнения.

Астрономический совет АН СССР

Ноябрь 1967 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. W. L. W. S a r g e n t. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Vol. 2, 1964.
2. H. G o l l n o w. Stellar and Solar Magnetic Fields, IAU Symposium, 1963, N 22.
3. P. L e d o u x, P. P e n s o n. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Vol. 4, 1966.
4. Ю. В. Г л а г о л е в с к и й. Астрон. ж., 1966, 43, № 1.
5. M. L. W o o d s. Mem. Commonwealth Obs. Mt. Stromlo. Canberra, 1966, № 12.
6. Lick Obs. Bull., 1936, N 483.
7. L u d e n d o r f f. Astron. Nachr., 1907, 176, 327.
8. K o h l. Astron. Nachr., 1937, 262, 469.
9. H. B a b c o c k. Astrophys. J. Suppl., 1958, 3, N 30, 141.
10. W. W. M o r g a n. Publ. Yerks Obs., 1935, 7, pt. 3.
11. N. S v o l o p u l o s. Ann d'Astrophys., 1966, 29, N 1.
12. A. D e u t s c h. Astrophys. J., 1947, 105, N 2.
13. M. J a s c h e k, G. J a s c h e k, Z. G o n z a l e z. Z. Astrophys., 1965, 62, H. 1, 21.
14. Ch. E. M o o r e. A multiplet tables of astrophysical interest. Princeton, 1945.
15. Ch. E. M o o r e. Selected Tables of Atomic Spectra, NSDR-NBS 3, Section 1, 1965.
16. L. I g l e s i a s, R. V e l a s c o. Anales de fisica y quimica, LIX—A, 227, 1963.
17. R. P e t r i e. Victoria Dominion Astrophys. Obs. Publ., 1950, 8, N 10.
18. И. М. К о п ы л о в. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35.
19. И. М. К о п ы л о в. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 232.
20. D. M i h a l a s. Astrophys. J. Suppl., 1965, 9, N 92.
21. L. A u e r, D. M i h a l a s, L. H. A l l e r, J. E. R o s s. Astrophys. J., 1966, 145, N 1.
22. L. S e a r l, L. W. S a r g e n t. Astrophys. J., 1964, 139, N 3, 793.
23. C. H. C o r l i s s, W. R. B o z m a n. NBS Monograph, 1962, N 53.
24. B. W a r n e r. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1966, 133, 389.
25. A. U n d e r h i l l. Astrophys. J., 1966, 146, N 1.
26. B. W a r n e r. Memoirs Royal Astron. Soc., 1967, 70, pt. 5.
27. И. М. К о п ы л о в. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 69.
28. D. B a r b i e r, D. C h a l o n g e. Ann. d'Astrophys., 1941, 4, N 1, 30.
29. E. B ö h m - V i t e n s e. Z. Astrophys., 1966, 64, 326.
30. C. W. A l l e n. Astrophysical Quantities. London, 1963.
31. O. R ö d e r. Z. Astrophys., 1962, 55, 38.

ДВОЙНАЯ СИСТЕМА HD 175514. I.

Э. А. В и т р и ч е н к о

I. **Кривая лучевых скоростей.** Получено 12 измерений лучевой скорости HD 175514. Для построения кривой лучевых скоростей использованы также семь измерений из [1]. Период системы оказался равным  $1^d,62192 \pm 5 \cdot 10^{-5}$ . Методом наименьших квадратов определены элементы орбиты. В список аномально быстрых ОВ-звезд [2] эта звезда попала случайно.

II. **Кривая блеска.** Обнаружено изменение блеска с таким же периодом, с каким изменяется лучевая скорость. Звезда оказалась затменной с эллиптическими компонентами. По 361 фотоэлектрической оценке построена кривая блеска, из анализа которой получены фотометрические элементы орбиты.

III. На основе спектроскопических и фотометрических элементов сделана двумерная классификация компоненты, спектр которой не виден (B3,  $2^m,8$ ). Обе звезды системы лежат в пределах главной последовательности. Массы первичной и вторичной компонент оценены в 73 и  $15 M_{\odot}$  соответственно. Звезды почти заполняют первую критическую поверхность Роша.

Приведены абсолютные характеристики системы.

THE BINARY HD 175514 .I, by E. A. Vitrichenko. — 12 new radial velocity measurements for HD 175514 have been made. Using 7 determinations from [1] a radial velocity curve has been obtained. The period of system is  $1^d, 62192 \pm 5 \cdot 10^{-5}$ . The spectroscopic elements have been derived by least square solution. It is shown that this star does not belong to run-away stars.

The light variation with the same period has been revealed. The star is eclipsing with elliptical components. The light curve has been obtained from 361 photoelectric measurements. Photometric elements have been derived.

Two-dimensional classification for the component with invisible spectrum has been made (B3,  $2^m,8$ ). Both stars belong to the main sequence. Masses of components are 73 and  $15 M_{\odot}$ . The stars almost fill Rosh's surface.

Absolute parameters of the system are given.

Звезда HD 175514 ( $\alpha = 18^h53^m,0$ ;  $\delta = +9^{\circ}17'$  (1950);  $V = 8^m,59$ ; O9 : Vnn) содержится в списке аномально быстрых звезд ранних спектральных классов [2]. Приведенная там пекулярная лучевая скорость ( $-103$  км/сек) — наибольшая по абсолютной величине среди всех пекулярных лучевых скоростей быстрых звезд списка [2]. Звезда отнесена к быстрым только по лучевой скорости. Однако, поскольку эта звезда содержится в списке [3] спектрально-двойных звезд, возникает необходимость проверить, действительно ли звезда является спектрально-двойной.

I. КРИВАЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ

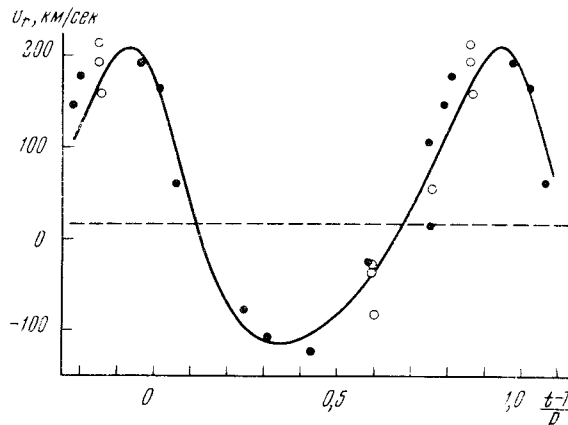
Измерения лучевой скорости звезды представляют значительную трудность, поскольку в ее спектре от базисного скачка до линии  $H_{\beta}$  видно только семь размытых линий водорода и гелия. Размытие линий объясняется тремя причинами: довольно большой скоростью вращения ( $v \sin i =$

Таблица 1

J. D. 243...	n	$v_r$ , км/сек		$\sigma_{\text{вер}}$ , км/сек		O—C, км/сек	Фаза	Источ- ник
		звезды	Ca II	звезды	Ca II			
4201,39	4	+56	+1			-24	0,753	[1]
5022,26	5	+159				-16	0,861	[1]
5252,56	7	+214	+8			+46	0,852	[1]
5252,56	7	+193	+14			+25	0,852	[1]
5284,59	3	-82				-49	0,600	[1]
5289,44	4	-35	+18			+4	0,591	[1]
5289,44	7	-26	+17			+13	0,591	[1]
9272,44	6	-106	+5	$\pm 10$	$\pm 2$	+6	0,309	[4]
9306,40	7	-77	+5	8	2	+19	0,247	[4]
9310,46	4	+15	+12	12	11	-62	0,750	[4]
9325,41	6	+192	+5	15	2	-8	0,968	[4]
9597,53	4	+106		13		+35	0,743	[4]
9630,48	3	+61	-4	14	2	-35	0,059	
9641,42	2	+178	-6	33		+53	0,804	
9642,43	4	-122	+36	20		-18	0,427	
9652,41	7	-24	+6	21		+20	0,580	
9675,45	4	+147	+51	14	7	+38	0,785	
9677,45	5	+165	+3	15		+9	0,018	

= 110 км/сек, согласно [4]), наложением спектра вторичной компоненты и значительной продолжительностью экспозиции (4—6 час. для наших спектрограмм), которая составляет 0,1—0,15 периода.

В литературе нам удалось найти только семь индивидуальных измерений лучевой скорости [1]. Они приведены в первых строках табл. 1. Здесь во второй графе указано число линий спектра звезды, использованных для определения лучевой скорости. Следующие четыре определения  $v_r$  взяты из [4], где описана методика определения  $v_r$ , принятая в Крымской обсерватории. Эти измерения были заново обработаны на ЭВМ «Минск-1» по улучшенной программе. В последних строках приведены новые измерения, сделанные с тем же спектрографом (дисперсия 37 Å/мм), установленным на 122-см рефлекторе, что и наши предыдущие измерения. Однако на последней серии спектрограмм заметны признаки гнущия спектрографа, так что точность здесь может быть несколько ниже.



Фиг. 1. Кривая лучевых скоростей HD 175514

Светлые кружки — измерения из [1], темные — наши измерения. Штриховая линия —  $\gamma$ -ось, сплошная линия — кривая лучевых скоростей, вычисленная с улучшенными элементами

## § 1. Поиски периода и построение кривой лучевых скоростей

Первая попытка определить период у HD 175514 была сделана в [5], где использовались первые 11 наблюдений из табл. 1. Полученный там период ( $5^d,61703$ ) довольно хорошо согласовывался с наблюдениями, но новые наблюдения его не подтвердили. Однако с помощью этого ложного периода был вычислен момент предполагаемого затмения, сделаны фотоэлектрические наблюдения — и затмение действительно было обнаружено. Затем было выполнено еще несколько серий фотоэлектрических наблюдений, получен примерный период, который затем уже уточнялся с помощью наблюдений лучевых скоростей. Истинный период оказался равным

$$P = 1^d,62192 \pm 5 \cdot 10^{-5}.$$

За величину ошибки принята величина последней коррекции периода, которая была сделана для согласования крайних по времени наблюдений.

На фиг. 1 показана кривая лучевых скоростей, построенная с этим периодом. В качестве начальной эпохи принят момент прохождения звезды через периастр.

## § 2. Анализ кривой лучевых скоростей

Предварительные элементы были определены графическим методом Лемана — Фильеса (см., например, [6]). Они приведены во второй графе табл. 2. Затем эти элементы были улучшены по способу наименьших

Т а б л и ц а 2

Элемент	Предварительные элементы	Улучшенные элементы и вероятные ошибки
$K$ , км/сек	158	$162 \pm 9$
$e$	0,12	$0,24 \pm 0,06$
$\omega$ , град	0	$37 \pm 24$
$R_1 \sin i$ , $10^6$ км	3,5	$3,5 \pm 0,3$
$f_1 \cdot M_{\odot}$	0,63	$0,32 \pm 0,05$
$\gamma$ , км/сек	+23	$+17 \pm 11$
$T$ , J. D.	2434201,64	$2434201,79 \pm 0,11$

квадратов [6]. Улучшенные элементы вместе с их вероятными ошибками приведены в последней графе табл. 2. С помощью улучшенных элементов была вычислена эфемерида. В седьмой графе табл. 1 даются разности наблюдаемой и вычисленной лучевой скорости. В восьмой графе приведены фазы моментов наблюдений лучевой скорости.

При рассмотрении величин  $O - C$  обращает на себя внимание тот факт, что они оказываются значительно больше ошибок определения лучевой скорости (пятая графа табл. 1). Это не может быть связано с систематическими различиями в лучевых скоростях между нашими определениями и результатами [1], поскольку лучевые скорости, определенные по межзвездному кальцию, сходятся хорошо. Скорее всего, здесь можно подозревать либо изменение элементов со временем, либо влияние большой продолжительности экспозиции.

Скорость центра тяжести системы с учетом систематического движения OB-звезд Галактики (см. [2]) составляет  $-2 \pm 11$  км/сек. В таком случае звезда не может быть отнесена к аномально быстрым звездам ранних спектральных классов.



## II. КРИВАЯ БЛЕСКА

### § 1. Наблюдения. Характер изменений блеска

Фотоэлектрические наблюдения были выполнены на 640-мм телескопе Крымской астрофизической обсерватории без фильтра летом 1967 г. Звездой сравнения служила HD 175406, контрольной звездой сравнения — HD 175469. Сведения о всех трех звездах представлены в табл. 3. Из этой таблицы видно, что все три звезды достаточно близки по блеску, цвету и расположению на небе. Это позволило не учитывать дифференциальную экстинкцию, поскольку даже в самом неблагоприятном случае она не превышала  $0^m,004$ .

Таблица 3

Звезда	1900,0		HD	BD	$m_v$	Sp
	$\alpha$	$\delta$				
Исследуемая . . . . .	$18^h 50^m 6$	$+9^\circ 13'$	175514	3928	$8^m 5$	O9
Сравнения . . . . .	18 50,1	$-9^\circ 07'$	175406	3923	8,5	A5
Контрольная . . . . .	18 50,6	$+9^\circ 06'$	175469	3925	9,1	B9

Наблюдения велись по схеме: звезда сравнения — переменная — звезда сравнения — переменная и т. д. При обработке из двух соседних отсчетов на звезду сравнения бралось среднее. Наблюдения контрольной звезды показали, что звезда сравнения постоянна. Всего была сделана 361 оценка переменной звезды. Средняя вероятная ошибка одной оценки составляет  $\pm 0^m,005$ .

На фиг. 2 представлена кривая блеска, построенная по этим наблюдениям. По оси абсцисс отложена фаза, вычисленная с помощью того же периода, который определен для лучевых скоростей. За начало отсчета принят момент главного минимума, вычисленный следующим образом. Сначала он был определен приближенно на графике типа фиг. 2. Затем для окрестностей обоих минимумов были образованы нормальные места. Методом наименьших квадратов были найдены абсциссы вершин парабол, проведенных через эти нормальные места. Результаты получились следующие:

$$E_p(\text{min I}) = \text{JD } 2439651,716 \pm 0,001,$$

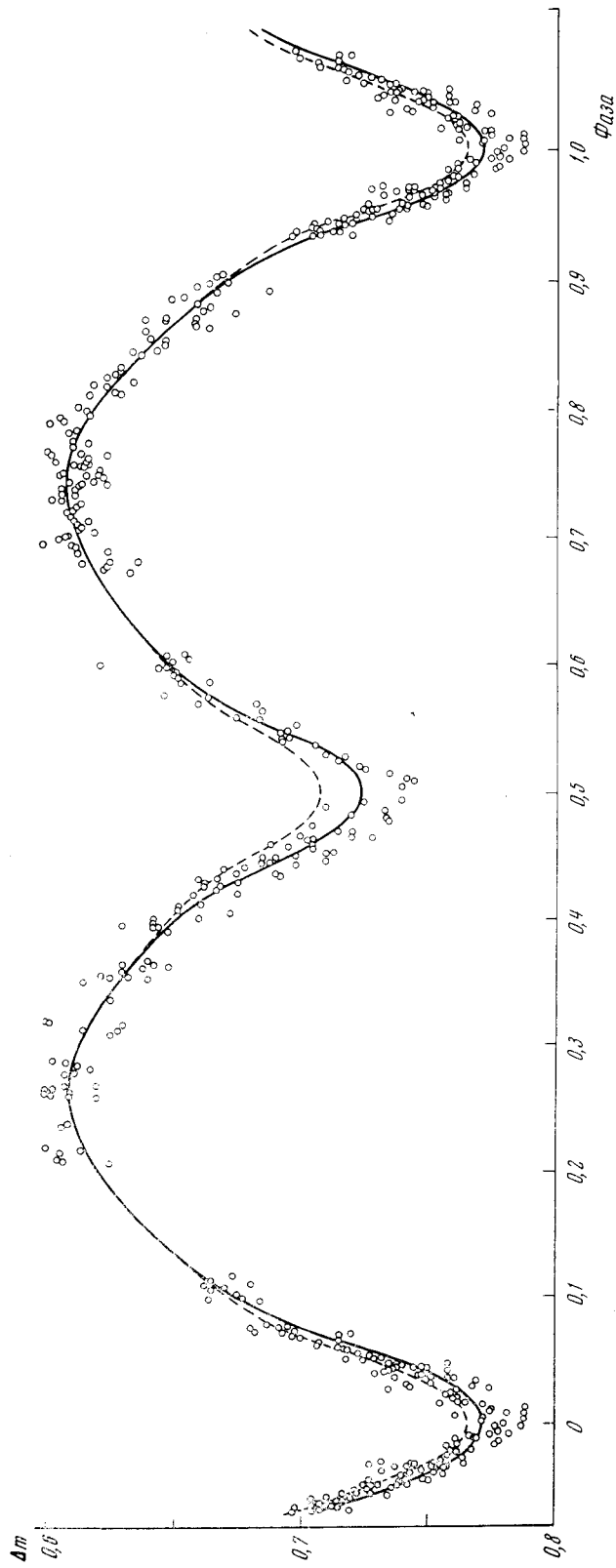
$$E_p(\text{min II}) = \text{JD } 2439652,537 \pm 0,005.$$

Расстояние между минимумами в долях периода:

$$\text{min II} - \text{min I} = 0,506 \pm 0,003 \text{ (вер. ош.)}.$$

В табл. 4 приведены средние точки кривой блеска. В первой графе дается порядковый номер. Нулик означает, что в этом месте кривой блеска не сказывается затмение (см. ниже). Во второй графе дано число индивидуальных наблюдений, вошедших в среднее. Далее даны фаза и угол  $\theta$ . То и другое отсчитывается от момента главного минимума. В пятой графе приведены величины  $\Delta m = \Delta m_{\text{набл}} - 0^m,610$ , где  $\Delta m_{\text{набл}}$  — средняя наблюдаемая разность звездных величин, а  $0^m,610$  — максимальный блеск. Рядом с  $\Delta m$  дана квадратичная ошибка средней точки. В седьмой графе приведена величина блеска  $l = 2,512^{-\Delta m}$ . Содержание двух последних колонок будет пояснено далее.

Рассмотрим вопрос о причинах переменности блеска. Поскольку глубины минимумов различаются (фиг. 2), то исключается изменение блеска,



Фиг. 2. Индивидуальные оценки блеска HD 175514. В качестве эпохи принят момент главного минимума (J.D. 2439651,716)  
 Сплошной линией показано представление кривой блеска для U-гипотезы, штриховой — для D-гипотезы

Таблица 4

№ п/п	n	Фаза	θ	Δm	σ	l	l <sub>r</sub>	O - C	
								U	D
1	2	3	4	5	6	7	8	9	
1	13	0 <sup>p</sup> 0091	3,3	0 <sup>m</sup> 1635	±0 <sup>m</sup> 0018	0,8601	0,9349	+2	+10
2	16	,0281	10,1	,1458	,0019	,8744	,9480	-4	+4
3	22	,0443	15,9	,1285	,0012	,8884	,9597	-4	+6
4	17	,0680	24,5	,0922	,0014	,9186	,9844	-7	+5
5 <sup>0</sup>	12	,1049	37,8	,0608	,0013	,9455	,9974	+3	+3
6 <sup>0</sup>	8	,2199	79,2	-0,0008	,0016	1,0007	1,0023	-6	-6
7 <sup>0</sup>	15	,2723	98,0	-0,0010	,0011	1,0009	1,0005	-1	-1
8 <sup>0</sup>	7	,3184	114,6	,0073	,0033	0,9927	0,9999	0	0
9 <sup>0</sup>	11	,3587	129,1	,0209	,0017	,9791	,9993	+1	+1
10 <sup>0</sup>	11	,3996	143,9	,0395	,0019	,9642	,9993	+1	+1
11	12	,4274	153,9	,0609	,0017	,9454	,9890	-2	+8
12	13	,4469	160,9	,0842	,0019	,9254	,9732	+0	+16
13	12	,4662	167,8	,1030	,0022	,9095	,9601	+2	+19
14	5	,4875	175,5	,1156	,0033	,8990	,9512	+4	+20
15	6	,5118	184,2	,1250	,0011	,8913	,9431	+13	+29
16	4	,5289	190,4	,1020	,0011	,9103	,9616	-2	+16
17	6	,5446	196,1	,0843	,0015	,9253	,9748	-8	+9
18	7	,5651	203,4	,0611	,0028	,9453	,9910	-10	+2
19 <sup>0</sup>	12	,5965	214,7	,0397	,0019	,9641	1,0007	0	0
20 <sup>0</sup>	14	,6852	246,7	,0076	,0015	,9930	0,9994	+1	+1
21 <sup>0</sup>	9	,7098	255,5	,0037	,0007	,9966	,9981	+2	+2
22 <sup>0</sup>	10	,7292	262,5	,0005	,0009	,9995	,9990	+1	+1
23 <sup>0</sup>	16	,7483	269,4	,0053	,0010	,9947	,9945	+6	+6
24 <sup>0</sup>	8	,7656	275,6	,0031	,0016	,9972	,9987	+2	+2
25 <sup>0</sup>	8	,7891	284,1	,0012	,0011	,9989	1,0056	-6	-6
26 <sup>0</sup>	10	,8179	294,4	,0169	,0010	,9845	1,0013	-2	-2
27 <sup>0</sup>	7	,8480	305,3	,0323	,0013	,9707	1,0007	-1	-1
28 <sup>0</sup>	10	,8684	312,6	,0483	,0021	,9565	0,9961	+5	+5
29 <sup>0</sup>	10	,8913	320,9	,0556	,0020	,9501	1,0004	-1	-1
30	10	,9349	336,6	,0975	,0017	,9141	0,9806	0	+6
31	24	,9493	341,7	,1189	,0009	,8962	,9662	-4	+6
32	14	,9681	348,5	,1401	,0014	,8789	,9522	-6	+2
33	15	,9890	356,0	,1626	,0011	,8609	,9356	+3	+9

связанное только с эллипсоидальностью компонент. Следовательно, имеет место затмение. Отсутствие остановки в минимуме означает, что затмение, скорее всего, частное. На кривой блеска нет участков постоянного блеска. Это означает, что часть переменности связана с эллипсоидальностью компонент и, возможно, с эффектом отражения. Нагляднее всего характер переменности можно выяснить с помощью фиг. 3. Здесь темными кружками нанесены величины  $l^2$  для окрестности главного минимума ( $270^\circ < \theta < 90^\circ$ ) и светлыми — для окрестности вторичного минимума ( $90^\circ < \theta < 270^\circ$ ). В этих координатах изменение блеска, связанное с эллипсоидальностью, изображается прямой линией

$$l^2 = 1 - z \cos^2 \theta,$$

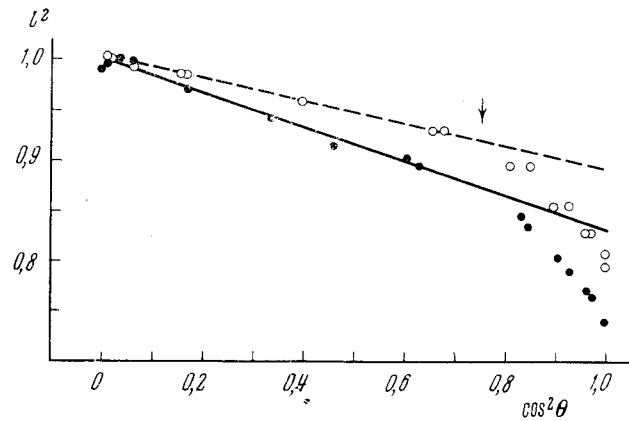
где фактор эллипсоидальности  $z = \varepsilon^2 \sin^2 i$  ( $\varepsilon$  — эксцентриситет меридионального сечения,  $i$  — наклонность орбиты) равен тангенсу угла наклона

этой прямой. И действительно, черные и светлые кружки (в отдельности!) хорошо ложатся на прямую линию вплоть до  $\cos^2 \theta = 0,75$  (отмечено стрелкой). Дальше начинается затмение. Если бы переменность блеска была связана только с эллипсоидальностью компонент (до  $\cos^2 \theta = 0,75$ ), то обе прямые совпали бы. Их расхождение означает присутствие эффекта фазы, который подчиняется закону

$$l = l_0 + b \cos \theta,$$

где  $b$  — коэффициент отражения.

На фиг. 3 видно, что, в то время как вблизи  $\cos^2 \theta = 1$  черные кружки показывают тесную зависимость, светлые кружки имеют значительный разброс. При построении фиг. 3 было замечено, что кружки, для которых



Фиг. 3. Положение нормальных мест фотоэлектрических наблюдений в плоскости ( $l^2$ ,  $\cos^2 \theta$ )

$\theta > 180^\circ$ , ложатся систематически выше, чем те кружки, для которых  $\theta < 180^\circ$ . Это означает, что вторичный минимум несколько смещен относительно  $180^\circ$  в сторону больших  $\theta$ . Этот факт мы уже отмечали в начале этого параграфа, и здесь находим его подтверждение.

На фиг. 2 и 3 видно еще одно интересное явление: резкий завал точек вблизи  $\theta = 0, 180$  и  $270^\circ$ . Уменьшение блеска вблизи  $\theta = 0$  и  $180^\circ$  можно было бы объяснить гравитационным потемнением приливных выступов звезд. Небольшое уменьшение блеска возле  $\theta = 270^\circ$  совершенно непонятно. Однако все эти «локальные минимумы» близки по величине к ошибкам наблюдений, так что для подтверждения их реальности нужны дополнительные наблюдения.

## § 2. Анализ кривой блеска

После того как определены участки кривой блеска, не затронутые затмением, можно сделать грубую ректификацию кривой блеска и определить предварительные элементы. Блеск системы вне затмения можно представить выражением

$$l = a + b \cos \theta + c \cos^2 \theta. \quad (1)$$

Методом наименьших квадратов находились коэффициенты  $a$ ,  $b$  и  $c$  для тех нормальных мест, где затмение не проявляется:

$$\begin{aligned} a &= 1,0002 \pm 0,0007, \\ b &= -0,0116 \pm 0,0009, \\ c &= -0,0703 \pm 0,0019. \end{aligned} \quad (2)$$

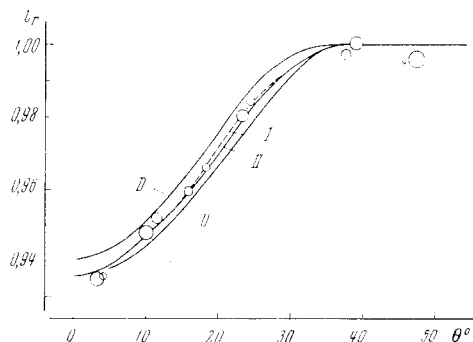
Первая ректификация была сделана по формуле

$$l_r = \frac{1}{a} (l - b \cos \theta) (1 - c \cos^2 \theta). \quad (3)$$

Решение получили упрощенным методом Рессела для гипотезы  $D$  в случае  $M$ . Здесь и далее  $M$  означает, что в главном минимуме малая звезда находится впереди большой, а  $B$  — что большая впереди малой.

Предварительные элементы системы:  $\alpha_0 = 0,62$ ,  $k = 0,32$ ,  $i = 81^\circ,6$ ,  $a_1 = 0,547$ ,  $a_2 = 0,175$ ,  $L_1 = 0,91$ ,  $L_2 = 0,09$ .

Условимся ставить индекс 1 у элементов большой звезды, а индекс 2 — у элементов малой. При определении элементов по ректифицированной кривой блеска орбита предполагалась круговой, звезды — шаровыми. Здесь и в дальнейшем мы употребляли методику и обозначения из [9].



Фиг. 4. Ректифицированная кривая блеска для главного минимума

С полученными выше элементами была сделана точная ректификация, для которой применялась формула

$$l_r = \frac{l + Aa - b \cos \theta + Ca \sin^2 \theta}{a + A + C} \left[ 1 - \left( \frac{c}{a} + C \right) \cos^2 \theta \right]. \quad (4)$$

Формула (4) взята из [9] с принятыми там обозначениями. Ректифицированный по формуле (4) блеск приведен в восьмой графе табл. 4. Глубины минимумов на ректифицированной кривой блеска

$$1 - \lambda_1 = 0,0656, \quad 1 - \lambda_2 = 0,0500. \quad (5)$$

На фиг. 4 показана отраженная кривая блеска для главного минимума. Диаметры кружков равны удвоенным вероятным ошибкам определения блеска. Для проверки чувствительности элементов к способу проведения кривой блеска решались два варианта:  $I$  и  $II$ . Обе кривые приведены в табл. 5, где  $n$  — потеря блеска в главном минимуме в долях его глубины.

Элементы  $\alpha_0$  и  $k$  искались как координаты точек пересечения зависимостей типа

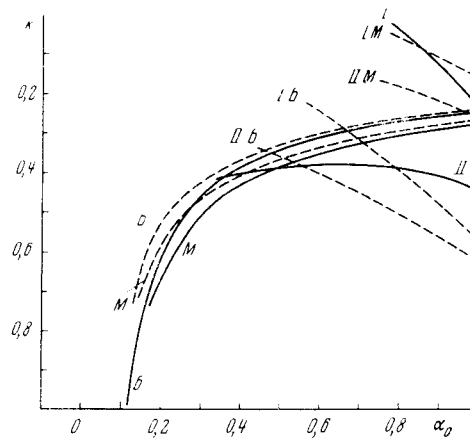
$$f_1 = f_1(\alpha_0, k), \quad f_2 = f_2(\alpha_0, k) \quad (6)$$

на плоскости  $(\alpha_0, k)$ . Здесь функция  $f_1$  определяется из отношения глубин главного и вторичного минимумов, а функция  $f_2$  — из формы главного минимума. Вторая зависимость строилась методом Фетлаара (см. [9]).

На фиг. 5 показана плоскость  $(\alpha_0, k)$ . Кривые, которые идут из левого нижнего угла в правый верхний, описывают первую зависимость типа (6). Кривые, которые идут справа вверх налево, описывают вторую зависимость (6). Штриховые кривые относятся к  $D$ -гипотезе, сплошные — к  $U$ . Остальные обозначения понятны. Из восьми рассмотренных вариантов, один (гипотеза  $D, M, I$ ) не дал решения. Для остальных семи вариантов решения приведены в табл. 6, где в четвертой строке дан условный номер

Таблица 5

$n$	$\theta$		$n$	$\theta$	
	<i>I</i>	<i>II</i>		<i>I</i>	<i>II</i>
0,25	24,7	25,2	0,65	15,0	15,1
,30	23,4	23,9	,70	13,5	13,5
,35	22,1	22,7	,75	11,9	11,9
,40	20,9	21,6	,80	10,3	10,3
,45	19,7	20,3	,85	8,4	8,4
,50	18,7	19,1	,90	6,4	6,4
,55	17,5	17,8	,95	4,1	4,1
,60	16,3	16,4			

Фиг. 5. К определению величин  $k$  и  $\alpha_0$ 

варианта. Здесь  $a$  и  $b$  — большие и малые полуоси звезд, выраженные в долях радиуса относительной орбиты,  $i'$  — угол наклона орбиты, исправленный за эллипсоидальность,  $s$  — отношение поверхностных яркостей компонент.

### § 3. Анализ элементов.

#### Представление кривой блеска

Рассмотрим вопрос о том, какая из звезд, большая или малая, находится впереди в главном минимуме. Только с помощью кривой блеска его решить нельзя, необходимо привлечь кривую лучевых скоростей.

В спектре видны линии только одной компоненты. Из данных табл. 6 видно, что более яркая компонента является и большей по размерам. В таком случае в момент, когда  $v_r \approx \gamma$  на нисходящей ветви кривой лучевых скоростей, большая яркая звезда находится позади. Это происходит при фазе 0,114, тогда  $E_p(M) = J. D. 2434201, 97$ . Прибавляя целое число периодов, получаем  $E_p(M) = J. D. 2439651, 65 \pm 0,11$ , что хорошо согласуется с эпохой главного минимума. Итак, в главном минимуме впереди находится малая менее яркая звезда. В таком случае варианты 3, 4, 6 и 7 не осуществляются. Но, как это видно из табл. 6, различие между случаями  $M$  и  $B$  намного меньше различий между  $I$  и  $II$ , а также существенно меньше, чем для  $U$  и  $D$ -гипотез. Поэтому для окончатель-

Таблица 6

	Гипотеза <i>U</i>				Гипотеза <i>D</i>			Среднее
	М		Б		М	Б		
	I	II	I	II	II	I	II	
	1	2	3	4	5	6	7	
$\alpha_0$	1,00	0,49	1,00	0,36	1,00	0,66	0,46	$0,71 \pm 0,25$
$k$	0,28	0,39	0,25	0,41	0,27	0,29	0,34	0,32 0,05
$a_1$	0,51	0,52	0,53	0,53	0,56	0,57	0,56	0,54 0,02
$b_1$	0,39	0,39	0,41	0,39	0,46	0,46	0,46	0,42 0,03
$a_2$	0,14	0,20	0,13	0,22	0,15	0,16	0,19	0,17 0,03
$b_2$	0,11	0,15	0,10	0,16	0,12	0,14	0,16	0,13 0,02
$i$	68,5	61,7	66,9	58,7	66,3	59,0	56,8	62,5 4,0
$i'$	76,5	72,7	75,6	71,0	72,5	67,3	65,8	71,6 2,9
$L_1$	0,84	0,89	0,93	0,82	0,90	0,90	0,86	0,88 0,03
$L_2$	0,16	0,11	0,07	0,18	0,10	0,10	0,14	0,12 0,03
$\varepsilon$	0,42	0,44	0,42	0,45	0,31	0,33	0,34	0,39 0,05
$s$	4,1	11,9	8,6	7,8	6,7	7,5	7,0	7,7 1,4

ных элементов возьмем простое среднее всех семи вариантов. Эти элементы приведены в последней графе табл. 6. Рядом указаны средние отклонения отдельных вариантов от среднего. Эти величины можно считать верхним пределом ошибок определения элементов. Средние элементы хорошо согласуются с предварительными, так что следующих приближений не понадобилось.

Представление первичного минимума показано на фиг. 4 кривыми *U* и *D*. Отсюда видно, что наблюдаемые значения блеска (кружки) хорошо согласуются с некоторым средним предположением о законе потемнения к краю. Наблюдаемый минимум оказался несколько глубже вычисленного. Это может быть связано с эффектом, который мы уже обсуждали в § 1.

После представления главного и вторичного минимума в координатах ( $l_r, \theta$ ) была сделана процедура, обратная ректификации, и полученная таким образом кривая блеска показана на фиг. 2. Величины *O* — *C* даны в последних двух графах табл. 4 в тысячных долях звездной величины

#### § 4. Эллиптичность орбиты

До сих пор мы предполагали орбиту круговой. Это можно было сделать, поскольку из решения кривой лучевых скоростей мы заранее знали, что эллиптичность орбиты невелика.

Для определения  $e$  и  $\omega$  воспользуемся уравнениями

$$h = e \cos \omega, \quad g = e \sin \omega,$$

где  $h$  и  $g$  определяются из кривой блеска. Результаты определений  $e$  и  $\omega$  оказались существенно различающимися:

$$\begin{aligned} \text{для } U\text{-гипотезы} \quad e &= 0,15, \quad \omega = 86^\circ, \\ \text{для } D\text{-гипотезы} \quad e &= 0,01, \quad \omega = 45^\circ. \end{aligned}$$

Однако среднее из этих значений удовлетворительно согласуется с величинами  $e$  и  $\omega$ , определенными из кривой лучевых скоростей (см. табл. 2). Поскольку во всех трех случаях ошибки оказываются одного порядка, то в качестве окончательных значений  $e$  и  $\omega$  примем их среднее:

$$e = 0,13 \pm 0,08, \quad \omega = 56^\circ \pm 20^\circ.$$

В качестве ошибки здесь взято среднее отклонение от среднего.

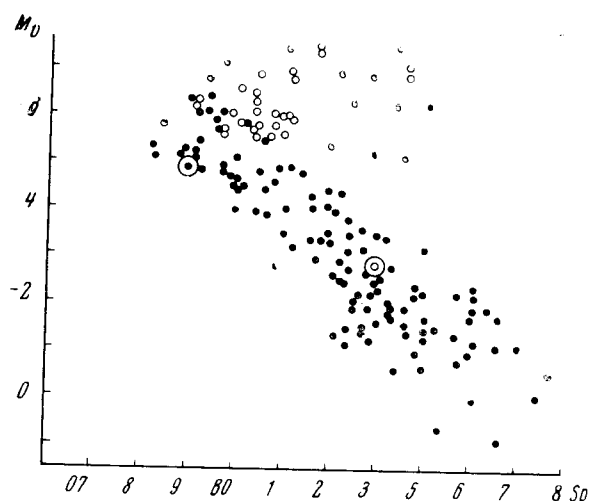
### III. АНАЛИЗ СИСТЕМЫ

#### § 1. Двумерная классификация вторичной компоненты

Количественная спектральная классификация первичной компоненты была сделана в [4]:  $S_p = 09,5 \pm 2$ ,  $M_1 = -4^m,9 \pm 0,1$ , где  $M$  — абсолютная визуальная величина. Для оценки спектрального класса вторичной компоненты предположим, что отношение поверхностных (удельных) яркостей компонент равно отношению четвертых степеней их эффективных температур. Это предположение эквивалентно принятию равными болометрических поправок и предположению о подобии излучения звезд излучению черного тела. Тогда

$$s = 7,7 = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^4; \quad T_1 : T_2 = 1,66. \quad (7)$$

С помощью шкалы эффективных температур [10] по  $S_{p1}$  находим, что эффективная температура первичной компоненты  $T_1 = 33\,400^\circ$ , тогда со-



Фиг. 6. Диаграмма Герцшпрунга — Рессела для горячих звезд  
Точки — звезды главной последовательности (классы светимости III—V), кружки — сверхгиганты (светимости I—II), кружок с точкой — главная компонента системы HD 175514, два concentрических кружка — вторичная

гласно (7) получаем:  $T_2 = 20\,000^\circ$ . Возвращаясь с помощью [10] опять к спектральным классам, получаем

$$S_{p2} = B3 \pm 1,$$

где величина ошибки оценена на основе ошибки в спектральном классе первичной компоненты.

Разность абсолютных величин звезд определялась с помощью соотношения

$$\Delta M = 2,5 \lg \frac{L_1}{L_2} = 2^m, 1,$$

тогда абсолютная величина вторичной компоненты

$$M_2 = -2^m,8 \pm 0,1.$$

Здесь также ошибка определяется ошибкой в абсолютной величине главной компоненты.

На фиг. 6 показана часть диаграммы Герцшпрунга — Рессела, построенная по материалам [11]. Обе компоненты лежат в пределах главной последовательности среди нормальных звезд V класса светимости.



## § 2. Определение масс компонент

Массы компонент определялись без привлечения зависимости масса — светимость. Использовались два уравнения:

$$\frac{\mathfrak{M}_2^3 \sin^3 i}{(\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2)^3} = f_1, \quad (8)$$

$$i \varepsilon^2 = 7,5 \frac{\mathfrak{M}_2}{\mathfrak{M}_1} \left( \frac{r_0}{R} \right)^3. \quad (9)$$

Первое из них представляет собой функцию масс, определенную из кривой лучевых скоростей; второе уравнение представляет собой решение Роша для звезды со средним радиусом  $r_0$ , состоящей из однородной несжимаемой жидкости с массой  $\mathfrak{M}_1$ , на расстоянии  $R$  от которой расположена возмущающая точечная масса  $\mathfrak{M}_2$ . Согласно [13], решение становится более точным, если заменить

$$\left( \frac{r_0}{R} \right)^3 = a_1 b_1^2.$$

Подставляя в (8) и (9) величины, определенные ранее, после простых преобразований получаем

$$\mathfrak{M}_1 = \sqrt{\frac{\mathfrak{M}_2^3}{0,46}} - \mathfrak{M}_2, \quad (10)$$

$$\mathfrak{M}_1 = 4,8 \mathfrak{M}_2, \quad (11)$$

откуда

$$\mathfrak{M}_1 = 73 \pm 7 (74),$$

$$\mathfrak{M}_2 = 15 \pm 3 (12).$$

Рядом в скобках указаны величины масс, полученные по зависимости масса — светимость [14]. Хорошее согласие между ними может означать справедливость предположений, сделанных относительно (9).

## § 3. Устойчивость системы

Рассмотрим вопрос о синхронности вращения и о фигуре критической поверхности Роша.

Проекция экваториальной скорости вращения на луч зрения определялась в [4] по ширине линий поглощения. Там было получено

$$v \sin i = 110 \pm 30 \text{ км/сек.}$$

Отсюда линейная скорость на экваторе главной звезды

$$v = 120 \pm 30 \text{ км/сек.} \quad (12)$$

Линейная скорость на экваторе главной звезды в предположении синхронного вращения оказывается равной

$$v = 450 \pm 60 \text{ км/сек.} \quad (13)$$

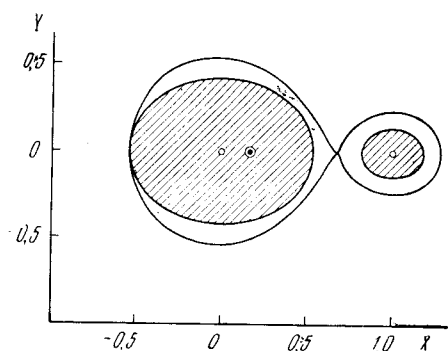
Ошибка оценена по ошибкам элементов орбиты.

Расхождение между (12) и (13) не обязательно означает отсутствие синхронности вращения и обращения. Скорее всего, здесь имеет место нетвердотельное вращение, и наружные слои звезды (в которых образуются спектральные линии) действительно имеют намного меньшие угловые скорости вращения, чем основная масса главной звезды. Фигура критической поверхности Роша показана на фиг. 7 в экваториальном разрезе. На ней заштрихованными эллипсами показаны звезды, которые считаются подобными эллипсоидами. Кружками отмечены их центры масс, а кружком с

точкой — центр тяжести системы. Обе звезды почти заполняют критическую поверхность. Обращает на себя внимание подобие формы и размеров компонент и фигуры Роша.

По классификации Копала система должна быть отнесена к представителям первой группы: система с разделенными компонентами.

Согласно классификационной схеме Крата, система относится к классу a1.



Фиг. 7. Сечение экваториальной плоскостью первой критической поверхности Роша

#### § 4. Абсолютные характеристики системы

В табл. 7 даны абсолютные характеристики системы HD 175514, которые часто применяются для статистических исследований. Первичная компонента оказывается одной из наиболее массивных звезд с известными массами. В литературе нам удалось найти только две звезды, у которых массы больше  $73 M_{\odot}$ . Это

$$\text{BD} + 6^{\circ}1309 \quad (M_1 \sin^3 i = 76 M_{\odot}),$$

$$\text{BD} + 57^{\circ}28 \quad (M_1 \sin^3 i = 113 M_{\odot}).$$

Таблица 7

Характеристика	$\odot = 1$	Абсолютные величины
Период . . . . .		$1^d, 62192 \pm 0^d, 00005$
Средний радиус главной звезды . . . . .	$14 \pm 2$	$(9,6 \pm 1,4) \cdot 10^6 \text{ км}$
Средний радиус вторичной звезды . . . . .	$4,5 \pm 0,6$	$(3,1 \pm 0,4) \cdot 10^6 \text{ км}$
Масса главной звезды . . . . .	$73 \pm 7$	$(1,45 \pm 0,14) \cdot 10^{35} \text{ г}$
Масса вторичной звезды . . . . .	$15 \pm 3$	$(3,0 \pm 0,6) \cdot 10^{34} \text{ г}$
Средняя плотность главной звезды . . . . .	$0,0027 \pm 0,0003$	$(3,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-2} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$
Средняя плотность вторичной звезды . . . . .	$0,16 \pm 0,03$	$0,23 \pm 0,04 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$

Наиболее слабым местом анализа остается неуверенность в применимости модели Роша к этой системе. Уточнить массы звезд можно, лишь приняв специальные поиски линий вторичной компоненты методом сканирования спектра.

Автор искренне благодарен В. П. Бурнашеву и И. И. Латыниной за помощь в наблюдениях и обработке, а также Н. М. Шаховскому, В. П. Цесевичу, И. Пустыльнику и А. Б. Северному за полезное обсуждение.

Декабрь 1967 г.

## Л и т е р а т у р а

1. M. Feast, A. Thackeray, A. Wesselink. Mem. Roy. Astron. Soc., 1957, 68, N 1, 12.
2. Э. А. Витриченко, Р. Е. Гершберг, Л. П. Метик. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 34, 193.
3. С. Н. Корытников, М. П. Лавров, Д. Я. Мартынов. Библиография спектрально-двойных звезд, вып. 4. М., 1963.
4. Э. А. Витриченко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1968, 39, 63.
5. Э. А. Витриченко. Дисс., 1968.
6. Курс астрофизики и звездной астрономии, ред. А. А. Михайлов, т. II. М., 1962.
7. F. Schlesinger. Publ. Allegheny obs., 1908, 1, 33.
8. F. Schlesinger, S. Udic. Publ. Allegheny obs., 1912, 2, N 17.
9. М. С. Зверев, Б. В. Кукаркин, Д. Я. Мартынов, П. П. Паренного, Н. Ф. Флоря, В. П. Цесевич. Переменные звезды, т. III. ОГИЗ, 1947.
10. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 69.
11. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 20, 156.
12. В. А. Крат. Фигуры равновесия небесных тел. М.—Л., 1950.
13. S. Chandrasekhar. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1933, 93, 444.
14. К. У. Аллен. Астрофизические величины. ИЛ, 1960.

### *Примечание при корректуре.*

Признаки линий вторичной звезды действительно были найдены (см. Изв. Крымской астрофиз. obs., 43). Это позволило уточнить массы звезд, которые оказались равными 28 и 11  $M_{\odot}$ .

---

МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ ФОТОМЕТРИЯ  
ГАЛАКТИКИ NGC 4254 С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОГО  
ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

И. И. Проник, К. К. Чуваев |

Галактика NGC 4254 изучалась по снимкам, полученным в семи фильтрах на 2,6-м телескопе (ЗТШ) с применением электронно-оптического преобразователя.

В центральной части галактики диаметром около 0,5 *кпс* излучение однородно по спектральному составу, а его интенсивность падает с расстоянием от центра по экспоненциальному закону. Непосредственно за границей этой области интенсивность излучения убывает более медленно, здесь она на порядок слабее, чем в центре, а излучение более голубое.

В центральной части галактики диаметром 2 *кпс* наблюдается свечение пониженного водорода в линии  $H_{\alpha}$ , интенсивность которого составляет не менее 10% от интенсивности свечения в непрерывном спектре.

На расстояниях от 0,7 до 8 *кпс* от центра обнаружено 38 H II областей, в девяти из которых можно подозревать свечение кислорода в небулярных линиях. Группировки звезд в NGC 4254 в среднем, как правило, более голубые, чем в NGC 628, независимо от того, светится там газ или нет.

Верхний предел масс самых больших водородных туманностей в NGC 4254 находится в интервале от  $10^6$  до  $10^5 M_{\odot}$ . С учетом скважности эти величины должны быть уменьшены на 1—1,5 порядка.

MULTICOLOUR PHOTOMETRY OF THE GALAXY NGC 4254 USING AN IMAGE-CONVERTER, by I. I. Pronik and K. K. Chuvaev.— A multicolour photometry of the NGC 4254 galaxy has been carried out in seven spectral bands. An image converter on the 2,6 meter Schajn Telescope has been used.

The spectral energy distribution is the same for the central part (nearly 500 ps in diameter). That is the most dense part of the investigated galaxy where radiation decreases according to the exponential law. Outside of this region the radiation is weaker by one order of magnitude. It is bluer than in the central part and decreases very smoothly with the distance from the centre.

In the central part of the galaxy having 2 kps in diameter an emission in  $H_{\alpha}$  was observed. Its intensity is no less than 10% of the continuum.

At the distances 0,7 to 8 kps from the center of the galaxy 38 H II regions were found. In 9 of these regions emission in nebular lines (O II) was suspected. Comparison of the energy distribution of stellar groups in NGC 628 and NGC 4254 shows that in the latter these groups are bluer.

The upper limit of the masses of hydrogen nebulae in NGC 4254 lies between  $10^6$  and  $10^5 M_{\odot}$  according to our measurements. Taking into account the possible effect of the discrete structure of nebulae these figures may be 1,0—1,5 orders of magnitude lower.

В 1966 г. в обсерватории начата работа по фотометрическому изучению ядер и наиболее ярких деталей галактик на основании фототрафий, полученных в семи участках спектра с помощью электронно-оптического преобразователя на 2,6-м рефлекторе им. Г. А. Шайна [1].

Галактика NGC 4254 была выбрана как одна из наиболее близких галактик, главная плоскость которой мало наклонена к картинной плоско-

сти на небе (фиг. 1). Общие характеристики NGC 4254 по [2,3] приведены ниже.

Тип и класс . . . . .	Sc	$m_{pg}$ интегральная . . . . .	$10^m,37$
Sp . . . . .	G2	Модуль расстояния по красному смещению . . . . .	$30^m,28$
Sp, по Моргану . . . . .	f	Красное смещение $v$ , км/сек . . . . .	2408
Размер . . . . .	$4',6 \times 3',9$		

**Наблюдения и обработка.** NGC 4254 наблюдалась с помощью аппаратуры, описанной в [1]. Для обработки были отобраны негативы, полученные в лучшие по прозрачности ночи, когда размеры изображения звезд были не больше  $2''$ . Для абсолютной привязки снимков галактики фотографировались внефокальные изображения ряда звезд из скопления Волосы Вероники. Характеристики этих звезд по данным [4—6] приведены в табл. 1.

В табл. 2 содержатся сведения об использованном материале наблюдений.

Для изучения распределения энергии в спектре ядра и некоторых наиболее ярких деталей галактики использовались снимки 5—6 и 7—8.VI 1967 г., полученные с относительно короткими экспозициями, а для изучения слабых деталей — снимки, полученные в ночь с хорошей прозрачностью и хорошими изображениями 6—7.IV 1965 г.

Фотометрия деталей, внефокальных изображений звезд и часть фотографических разрезов центральной области галактики были выполнены на

Т а б л и ц а 1

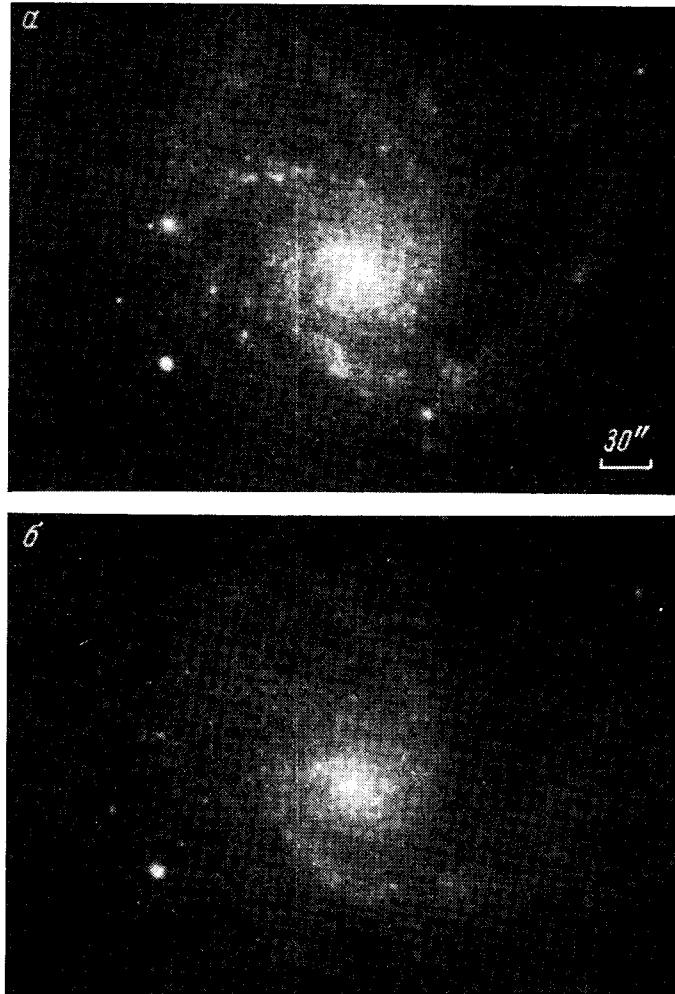
Номер звезды	V	B-V	U-B	Sp[5]	Sp[6]
97	$9^m,12$	$+0^m,540$	$+0^m,011$	—	dG0
145	6,65	+0,207	+0,088	A4m	A3
146	5,29	-0,049	-0,118	A0p	A0

микрофотометре МФ-2. Часть фотометрических разрезов была сделана на микрофотометре в прямых интенсивностях [7]. Все измерения производились с диафрагмой, вырезающей на негативе площадку размером  $2'' \times 2''$ , что соответствует площадке  $110 \times 110 \mu c$  на расстоянии NGC 4254.

Т а б л и ц а 2

Объект	Дата	Число фотографий	Экспозиции
NGC 4254	6—7.IV 1965г.*	7	15s—4m00s
NGC 4254	5—6.VI 1967 г.	14	4s—1m00s
145 Com	5—6.V	14	4s—1m00s
146 Com	5—6.V	14	4s—1m00s
NGC 4254	7—8.VI	26	4s—1m10s
97 Com	7—8.VI	14	4s—1m10s
145 Com	7—8.VI	14	4s—1m10s
146 Com	7—8.VI	14	4s—1m10s

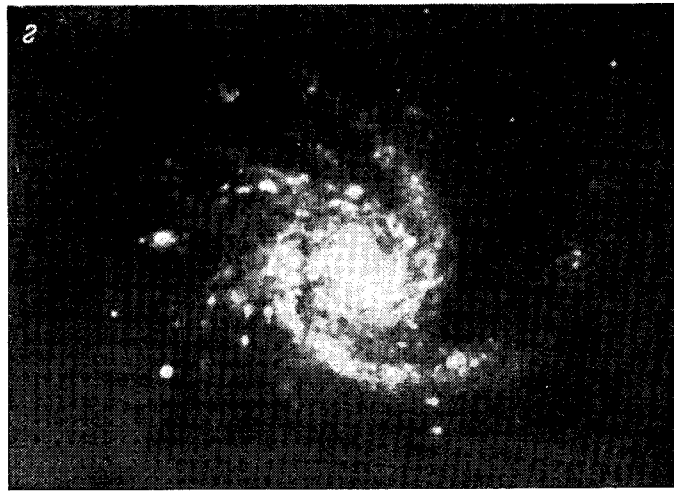
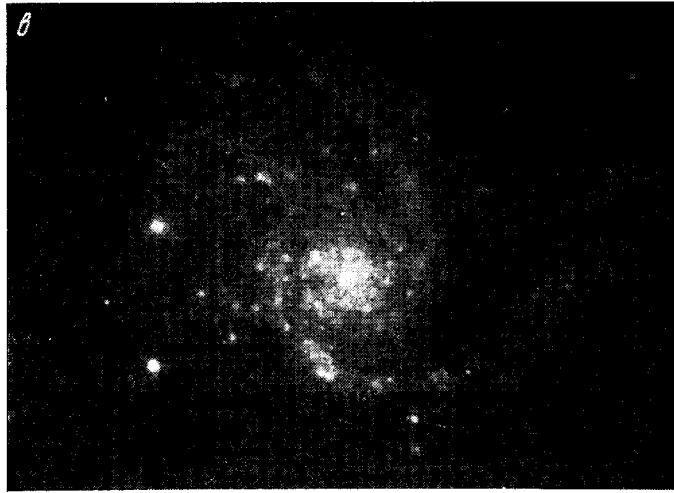
\* В 1965 г. в отличие от 1967 г. вместо фильтра с эффективной длиной волны  $\lambda_{эфф}=4600 \text{ \AA}$  использовался фильтр с  $\lambda_{эфф}=4200 \text{ \AA}$



Фиг. 1. Фотографии NGC 4254  
 а — в фильтре  $H_{\alpha}$ ; б — в фильтре 6100 Å;

**Фотометрия ядра галактики.** В центральной области галактики было сделано два фотометрических разреза длиной 40". Направления разрезов показаны на фиг. 2. Интенсивности в этих разрезах приведены в одну шкалу для всех участков спектра путем сравнения с интенсивностью внефокальных изображений звезд. При этом за единицу принята интенсивность в центре ядра в фильтре 6100 Å. Эту шкалу можно считать надежной, так как все три звезды во всех фильтрах дали одинаковый результат в пределах  $\pm 10\%$ . При этом исходя из величин  $(U - B)$  и  $(B - V)$ , а также особенностей спектра, приведенных в [4], предполагалось, что 145 Com имеет распределение энергии, как у звезды A7. Кривые распределения энергии в спектрах стандартных звезд взяты из [8].

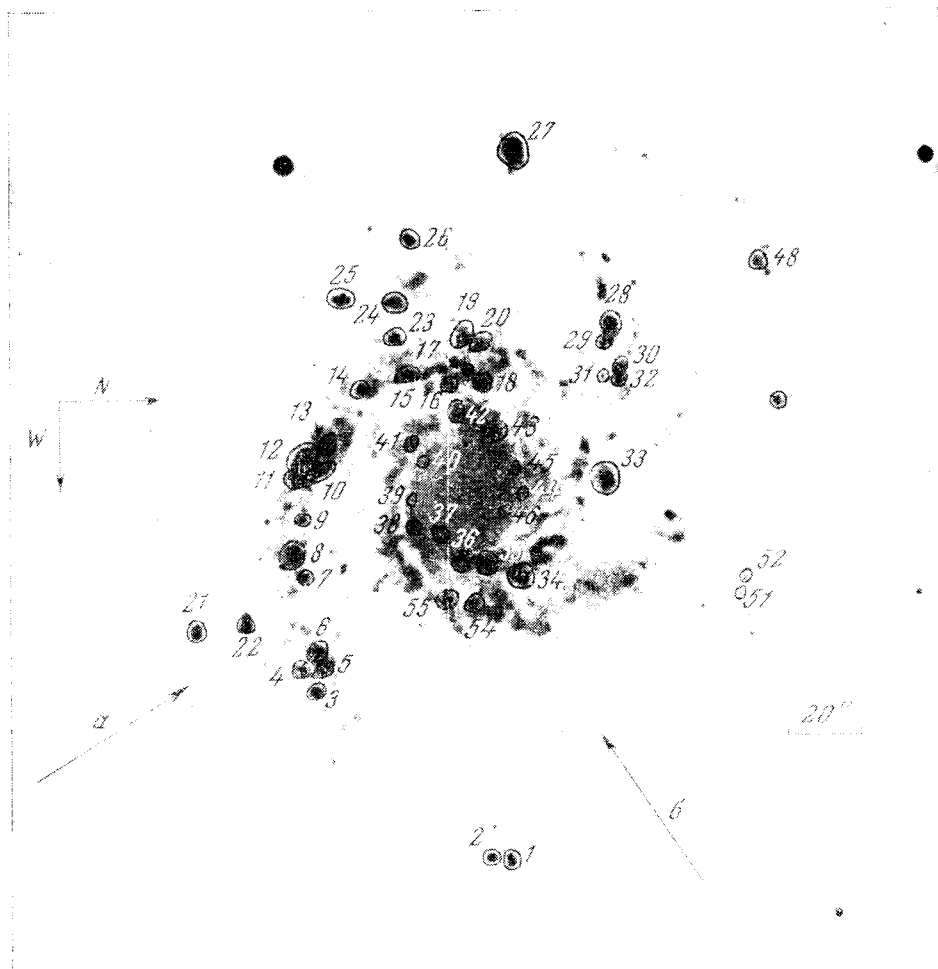
На фиг. 3, а, б приведены осредненные по четырем-пяти снимкам контуры кривых интенсивностей двух взаимно-перпендикулярных разрезов центральной части NGC 4254 во всех фильтрах. На этой фигуре видно, что до расстояния 5—6" от центра галактики яркость ее падает очень быстро, на более далеких расстояниях — более плавно. При этом излучение становится более голубым, чем в центре. Интенсивность излучения в фильтре



6 — в фильтре 3727 Å; 2 — из атласа Хаббла

$H_{\alpha}$  во всей центральной области диаметром не менее 2 *кпс* превышает интенсивность излучения во всех других фильтрах. Естественно считать, что это превышение обязано эмиссии газа.

По данным фиг. 3 построена кривая распределения энергии в спектре центральной части галактики диаметром 10", которая вместе с кривыми распределения энергии в центральных частях наиболее голубой и красной галактик типа Sc по наблюдениям Тифта [9] приведена на фиг. 4. На этой кривой видно, что интенсивность в фильтре  $H_{\alpha}$  (с эквивалентной шириной полосы пропускания около 75 Å) не менее чем на 15% превышает интенсивность непрерывного спектра. В длине волны 6616 Å (положение  $H_{\alpha}$  в спектре NGC 4254 в результате красного смещения) пропускание фильтра  $H_{\alpha}$  составляет 75% от максимального. Если учесть это обстоятельство, а также предположить, что на долю водорода в эмиссии приходится половина, то интенсивность, обязанная водороду, составит не менее 10% от интенсивности в непрерывном спектре галактики. Такого же порядка получается величина эмиссии и по непосредственным измерениям спектра центральной части этой галактики размером около 4", спектрограм-



Фиг. 2. Схема расположения деталей в галактике NGC 4254.  
Стрелками показаны направления фотометрических разрезов.

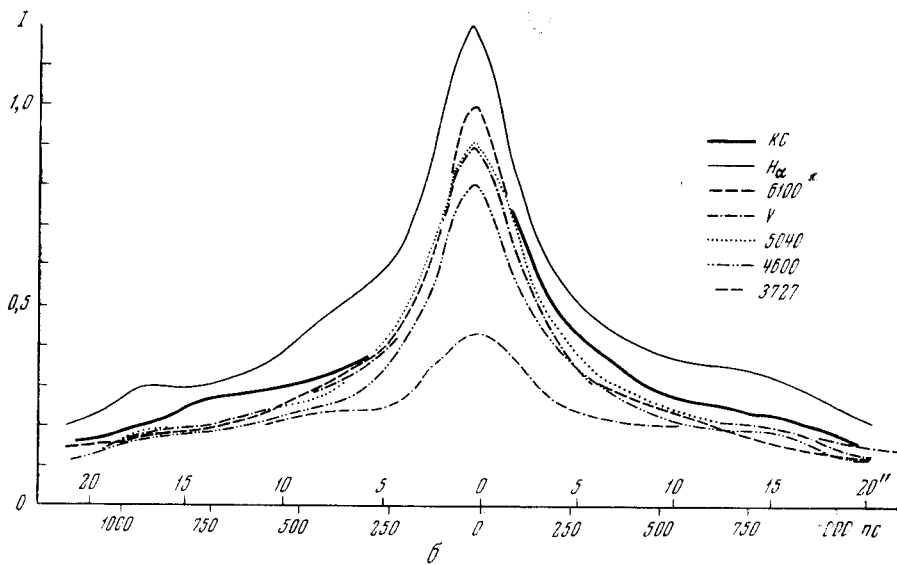
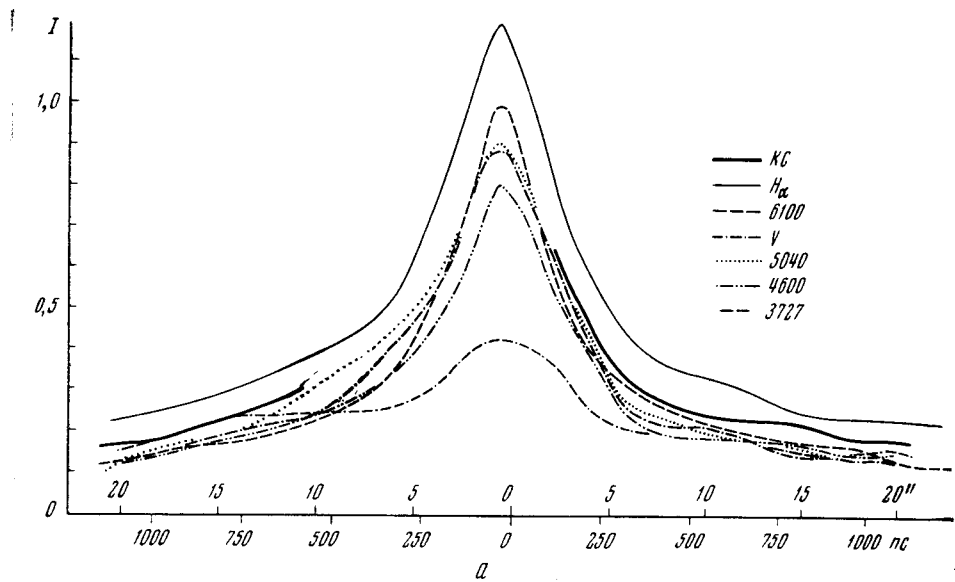
му которой нам любезно предоставил В. И. Проник. Таким образом, мы наблюдаем свечение водорода в линии  $H_{\alpha}$  в большой ядерной области диаметром до 2 *кпс*. В связи с этим интересно отметить, что Куртес и др. [10] недавно также нашли свечение  $H_{II}$  в близких к центру областях галактики М 33.

Для центральной области галактики диаметром  $10''$  средняя поверхностная яркость в фильтре  $H_{\alpha}$  получалась равной  $18^m,3$  с кв. секунды, а в фильтре  $4600 \text{ \AA}$  равной  $18^m,9$ . Это хорошо согласуется с данными [11], где для средней поверхностной яркости центральной области диаметром  $7''$  в системе *B* приведена величина  $18^m,8$ .

**Фотометрия деталей.** Фотометрической обработке было подвергнуто 53 детали галактики. На фиг. 2 дана схема расположения измеренных деталей. Для некоторых наиболее четких деталей были определены также их приблизительные размеры. Полученные кривые распределения энергии для этих деталей, часть из которых приведена на фиг. 5, можно разбить на три группы.

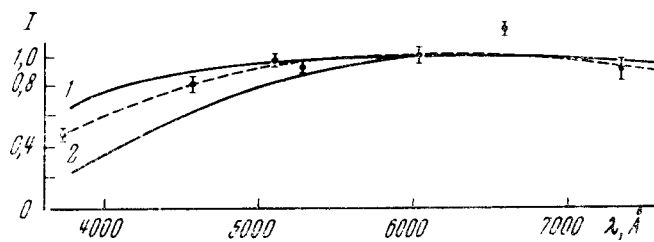
1. Детали, в которых явно имеется свечение в линии  $H_{\alpha}$  оказалось 38;





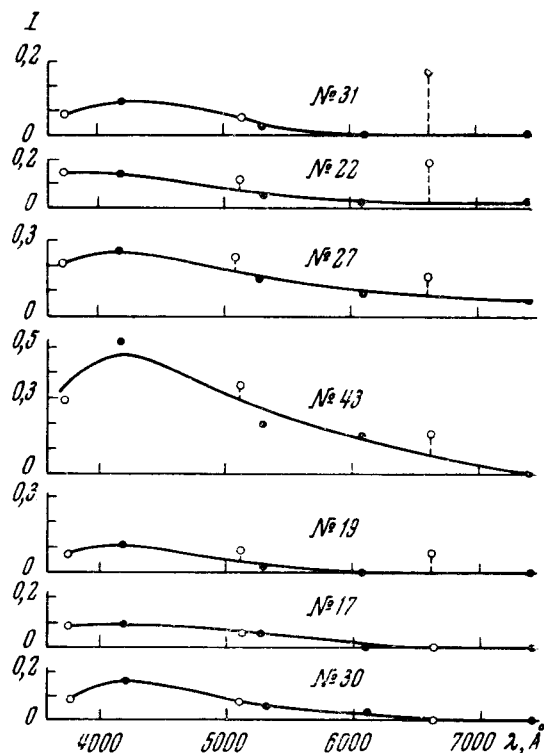
Фиг. 3. Интенсивности излучения в центральной области галактики в разных фильтрах в двух фотометрических разрезах *a*, *б* (см. фиг. 2)

Распределение энергии в центральной части галактики в фильтре 7400 Å (КС) совпадает с распределением энергии в фильтре V и 5060 Å



Фиг. 4. Распределение энергии в спектре центральной области NGC 4254 диаметром около 10"

Вертикальными черточками показаны средние квадратичные ошибки определения среднего значения интенсивности излучения в каждом фильтре. Сплошные линии — распределение энергии в спектрах галактик: 1 — NGC 4501; 2 — NGC 2163 согласно [9], (см. текст)



Фиг. 5. Распределение энергии в спектрах некоторых деталей галактики

Светлыми кружками обозначены интенсивности в фильтрах, где возможно излучение водорода или кислорода

2. Детали (9 из 38 деталей предыдущей группы), в которых можно заподозрить свечение кислорода в небулярных линиях.

3. Детали, в которых нет явного свечения газа.

Как видно из фиг. 5 все детали включают в себя группировки звезд. Их цвет в среднем более голубой, чем в группировках, исследованных нами ранее в галактике NGC 628 [1]. Это касается деталей, как имеющих газовую компоненту, так и лишенных ее. Наличие относительно большого числа деталей с вероятной эмиссией в небулярных линиях по сравнению с NGC 628 также может быть дополнительным свидетельством присутствия в NGC 4254 более ранних звезд.

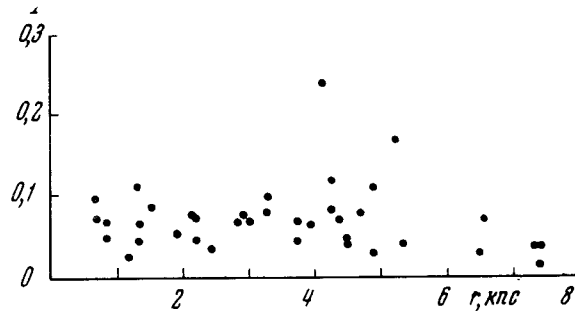
Для деталей с уверенным избытком излучения в фильтре  $H_{\alpha}$  по способу, описанному ранее в [1], были оценены верхние пределы масс водорода, приведенные в четвертой графе табл. 3. В этой же таблице даны размеры и яркости водородных деталей по отношению к яркости центральной части ядра в фильтре  $H_{\alpha}$ . Размер этой части  $2'' \times 2'$  и яркость ее  $17^m,2$  с квадратной секунды дуги.

Как видно из табл. 3, самые большие области свечения водорода имеют массы порядка нескольких единиц на  $10^6 M_{\odot}$ , самые слабые и маленькие детали — массы на порядок или два меньше. Ясно, что в этой галактике есть и менее массивные зоны свечения водорода, которые находятся за пределами обнаружения на фотографиях. При вычислениях мы не учитывали возможной тонкой структуры водородных образований, т. е. эффекта скважности, и могли получить в 10—50 раз завышенные массы водорода. Если принять во внимание это обстоятельство, то окажется, что водородные детали галактики NGC 4254 имеют массы от нескольких единиц  $10^4 M_{\odot}$  и меньше, т. е. того же порядка, что и в NGC 628.

На фиг. 6 приведено распределение  $H II$  областей по расстоянию от центра галактики. На этой фигуре видно, что наиболее яркие зоны ионизованного водорода прослеживаются от далеких областей до яркой центральной части, где относительно слабые детали становятся неразличимы-

Таблица 3

№ п-п	Размер	$I_{H\alpha}/I_{H\beta}$	$\frac{M}{M_{\odot}}$ $10^{-5}$	№ п-п	Размер	$I_{H\alpha}/I_{H\beta}$	$\frac{M}{M_{\odot}}$ $10^{-5}$
1	2,5×2,5	0,02	1	31	4,0×4,0	0,20	11
2	2,5×3,5	0,03	4	33	5,0×6,5	0,06	12
4	5,0×5,0	0,03	8	34	2,5×4,5	0,05	2
5	9,0×3,5	0,04	8	35	2,5×2,5	0,06	2
6	3,5×3,5	0,06	4	38	3,0×4,0	0,02	2
8	3,0×3,0	0,06	3	40	3,0×3,0	0,08	3
9	4,5×4,5	0,04	6	41	2,5×4,0	0,09	3
10	7,5×14,5	0,06	45	42	2,5×2,5	0,06	2
11	5,0×5,0	0,08	15	43	3,0×5,5	0,05	4
12	5,0×5,0	0,07	14	44	4,0×4,0	0,06	6
18	2,5×2,5	0,07	2	45	2,5×2,5	0,08	2
22	6,5×6,5	0,14	30	48	2,5×2,5	0,03	1
24	5,0×5,0	0,04	10	49	5,0×8,0	0,02	10
25	2,5×2,5	0,10	2	50	3,5×3,5	0,07	5
26	3,0×3,5	0,09	4	51	3,5×5,0	0,03	4
27	8,5×8,5	0,06	43	53	3,5×7,5	0,06	8
28	5,0×6,0	0,03	10	54	7,0×7,0	0,07	27
29	3,0×3,0	0,07	4	55	3,0×3,0	0,04	3



Фиг. 6. Распределение H II областей по расстоянию от центра галактики

ми. В интервале расстояний от 0,7 до 8,0 *кпс* яркость водородных образований существенно не меняется.

Рассмотрение фиг. 4 и 6 приводит к заключению, что близкие к центру зоны H II вместе со спиральными ветвями, к которым они принадлежат, погружены в большую центральную зону ионизованного водорода.

### Выводы

1. В центральной области NGC 4254 диаметром около 0,5 *кпс* яркость изменяется с расстоянием как в средней галактике аналогичного морфологического типа Sc [9].

2. В центральной области галактики диаметром не меньше 2 *кпс* наблюдается свечение зон ионизованного водорода в H $\alpha$ , интенсивность которого не менее 10% от интенсивности свечения галактики в непрерывном спектре.

3. В областях, находящихся далее 0,5 *kpc* от центра, излучение голубее, чем в более близких к центру, что указывает на возрастание доли более ранних звезд в свечении галактики по мере удаления от центра.

4. Все детали галактики представляют собой группировки звезд. В 38 из 53 изученных деталей наблюдается избыточное свечение в фильтре  $H_{\alpha}$ , что свидетельствует о наличии там зон H II. В 9 из 38 деталей, излучающих в линии  $H_{\alpha}$ , можно подозревать свечение в небулярных линиях.

5. Верхний предел масс самых больших водородных образований в галактике NGC 4254 порядка  $10^6 M_{\odot}$  без учета скважности и, возможно, больше чем на порядок меньше с ее учетом.

6. Сравнение двух изученных нами галактик одного морфологического типа NGC 628 и 4254, помимо естественно ожидаемых общих черт (богатство H II-областями примерно одинаковой массы в развитых спиральных ветвях, прослеживаемых до хорошо выраженных ярких центральных областей и т. д.), показало также некоторые интересные различия. Центральная часть NGC 4254 диаметром не менее 2 *kpc* представляет собой большую зону ионизованного водорода, тогда как в NGC 628 излучение водорода в аналогичной части можно лишь подозревать. Группировки звезд в NGC 4254, как правило, имеют более голубой цвет, чем NGC 628. Это видно непосредственно по кривым распределения энергии в их спектрах и подтверждается существованием свечения небулярных линий в ряде деталей, практически не наблюдающегося в деталях NGC 628.

Мы искренне благодарны В. Б. Никонову за постоянное внимание к работе, В. И. Пронику за предоставление спектрограммы галактики NGC 4254, а также А. И. Брунс за помощь в обработке и подготовке статьи к печати и А. И. Леушиной за изготовление фотографий.

Ноябрь 1967 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. И. И. Проник, К. К. Чуваев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 219.
2. S. van den Bergh. Publ. David Dunlap obs. univ. of Toronto, 1960, 11, N 6.
3. M. L. Humason et al. Astron. J., 1956, 61, 97.
4. H. L. Johnson, C. F. Kuckles. Astrophys. J., 1955, 122, 209.
5. H. F. Weaver. Astrophys. J., 1952, 116, 612.
6. R. J. Trumpler. Bull. Lick obs., 1938, 18, 167.
7. Б. П. Абражеский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 34, 331.
8. А. Ажусенис. Приложение к диссертации. Вильнюс, 1967.
9. W. J. Tifft. Astron. J., 1961, 66, 390.
10. G. Carrara, G. Courtes et al. Preprint obs. Cordoba (Argentine) and laboratoire d'Astronomie spatiale C. N. R. S. (France), 1967.
11. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Астрофиз. ж., 1965, 42, 1168.

## ЭФФЕКТ ВИЛЬСОНА В ЛИНИЯХ ПОГЛОЩЕНИЯ

*Э. А. Барановский*

На спектрограммах пятен в линиях  $\lambda 6253$  Fe I,  $\lambda 6258$  Ti I и  $H_{\alpha}$  измеряется смещение границы пятна в сторону лимба при переходе от непрерывного спектра к линии поглощения. Показано, что наблюдаемое смещение в линиях  $\lambda 6253$  Fe I и  $\lambda 6258$  Ti I может быть вызвано только большой прозрачностью ядра пятна. Смещение, вычисленное теоретически по модели пятна Мишара, количественно хорошо согласуется с наблюдаемым.

По величине смещения границы в  $H_{\alpha}$  определена высота образования этой линии над пятном. Высота оказалась равной 740 км.

На основании результатов наблюдений В. Ф. Чистякова [7] делается вывод, что полутень у границы ядра — полутень имеет столь же большую прозрачность, как и ядро.

THE WILSON EFFECT IN THE ABSORPTION LINES, by E. A. Baranovsky. — A displacement of the sunspot border to the limb when passing from the continuum to absorption line is measured in the lines Fe I  $\lambda 6253$ , Ti I  $\lambda 6258$  and  $H_{\alpha}$ . It is shown that the observed displacement in the lines Fe I  $\lambda 6253$  and Ti I  $\lambda 6258$  can be caused only by the large transparency of the umbra. The displacement calculated on the basis of Michard's sunspot model is in good agreement with the observed one when regarding the magnitude of these displacements.

It has been determined from the measurements of displacements of the sunspot border in  $H_{\alpha}$ , that this line originates at the height of 740 km above the sunspot.

On the basis of Chistjakov's [7] observations the conclusion is made that the penumbra near the umbra—penumbra boundary has as large transparency as that of the umbra.

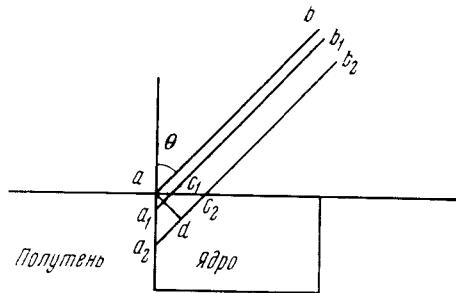
Эффект Вильсона наблюдают обычно в интегральном свете. Это явление выражается в том, что у пятен на краю диска ширина полутени, обращенной к лимбу, больше ширины полутени, обращенной к центру.

Существует три теории, объясняющие этот эффект. Первая рассматривает пятна как углубления в виде воронки или тарелки. Эффект Вильсона является в этой теории чисто геометрическим эффектом — внешняя и внутренняя полутени рассматриваются под разными углами [1]. Вторая теория исходит из того, что пятно имеет большую прозрачность в непрерывном спектре [2]. В этом случае увеличение ширины полутени, обращенной к лимбу, происходит за счет того, что мы видим полутень сквозь вещество ядра (фиг. 1). Если  $ab$  есть направление на истинную границу ядро — полутень, то видимая граница будет находиться в направлении  $a_2b_2$ ; здесь  $a_2c_2$  — единичная оптическая толщина. Аналогичным образом происходит уменьшение ширины полутени на противоположной стороне пятна, если полутень вблизи ядра также имеет большую прозрачность. Для объяснения наблюдаемой величины эффекта Вильсона нужно предположить, что прозрачность ядра примерно в 10 раз превосходит прозрачность невозмущенной фотосферы. Наконец, третья теория предполагает наличие вокруг внешней границы полутени некоторого возвышения,

которое экранирует внутреннюю полутень [3]. В настоящее время ни одна из теорий не может быть принята окончательно.

Здесь рассматривается способ, который может подтвердить или, наоборот, опровергнуть теорию прозрачного пятна. Допустим, что мы получили изображение пятна в монохроматическом свете — в частоте, соответствующей центру какой-либо линии поглощения. В линии коэффициент поглощения велик, и мы увидим теперь границу ядро — полутень в направлении  $a_1b_1$  (см. фиг. 1). Это направление определяется тем, что  $a_1c_1$  есть единичная оптическая толщина в частоте линии поглощения. Для достаточно сильной линии поглощения  $a_1$  практически совпадает с  $a$ .

Таким образом, для прозрачного пятна смещается граница ядро — полутень при переходе от непрерывного спектра к линии поглощения.



Фиг. 1. Схема смещения границы ядро — полутень для прозрачного пятна

С другой стороны, если  $a$  совпадает с  $a_1$ , то в линии поглощения эффект Вильсона наблюдаться не будет. Но если пятно непрозрачно и эффект Вильсона возникает согласно первой или третьей теории, то смещения границы не произойдет, а эффект Вильсона будет иметь одинаковую величину в непрерывном спектре и в линии поглощения.

Следовательно, для выяснения вопроса о прозрачности пятна есть два способа. Можно получить спектрограммы пятна в

какой-нибудь линии поглощения и измерять ширины полутени для выявления эффекта Вильсона. Второй способ — получить спектрограммы со щелью спектрографа, расположенной по радиусу диска Солнца и измерять ширины полутени или смещение границы ядро — полутень.

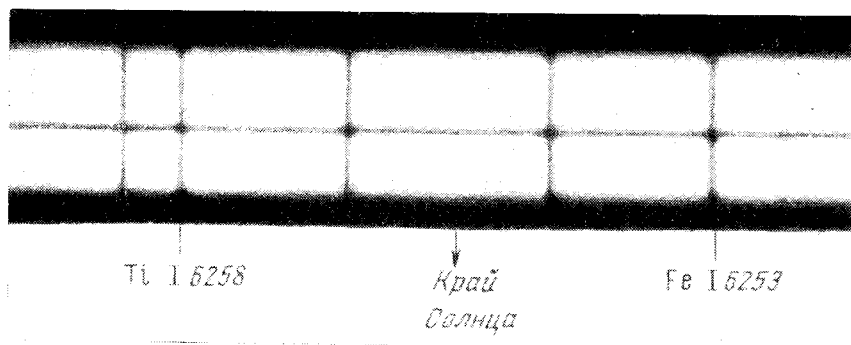
Смещение пятна в сторону лимба в линии  $H_\alpha$  наблюдали А. Б. Северный и В. Бумба [4] и В. Маттиг [5, 6]. Эти авторы объясняют смещение тем, что  $H_\alpha$  образуется высоко в хромосфере. Полученная высота образования  $H_\alpha$  оказалась порядка 2000 км. Маттиг наблюдал также смещение в других бальмеровских линиях и в некоторых металлических линиях. Для этих линий смещение также объясняется повышением уровня образования линий над пятном. Вопрос о прозрачности пятна не рассматривался.

### Наблюдения и измерения спектрограмм

Для решения поставленной задачи были получены спектрограммы пятен на горизонтальном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории с изображением Солнца диаметром 11 см и с дисперсией 0,32 Å/мм. С помощью поворотной призмы изображение Солнца устанавливалось таким образом, чтобы щель спектрографа была направлена по радиусу диска Солнца. Для измерения были выбраны линии  $\lambda 6253 \text{ \AA}$  Fe I  $\lambda 6258 \text{ \AA}$  Ti I. Остаточные интенсивности этих линий равны соответственно 0,40 и 0,65. Мы специально выбрали линии умеренной интенсивности, чтобы исключить влияние хромосферы на смещение границы пятна.

Были также получены спектрограммы пятен в линии  $H_\alpha$  для выяснения вопроса о влиянии хромосферы на смещение границы пятна в этой линии.

Наблюдения охватывают период с июля по ноябрь 1967 г. Были промерены спектрограммы 36 пятен в линиях  $\lambda 6253 \text{ \AA}$  Fe I и  $\lambda 6258 \text{ \AA}$  Ti I и спектрограммы 18 пятен в линии  $H_\alpha$ . Пятна, вошедшие в обработку, имеют диаметр ядра от 7 до 21" по измерениям на наших пластинках. Зависимости



Фиг. 2. Спектрограмма пятна в линии Fe I 6253 и Ti I 6258

В линиях пятно смещено в сторону лимба

среднего размера пятен от расстояния  $\rho$  от центра диска нет, т. е. в центре диска и у лимба наблюдались пятна в среднем одинакового размера.

Картина смещения границ пятна в линиях  $\lambda 6253 \text{ \AA}$  Fe I и  $\lambda 6258 \text{ \AA}$  Ti I показана на фиг. 2.

Измерять непосредственно ширину полутени оказалось невозможным, потому что границу ядро — полутень и границу полутень — фотосфера необходимо снимать с разными экспозициями. Поэтому измерялось смещение этих границ в линиях поглощения по отношению к непрерывному спектру.

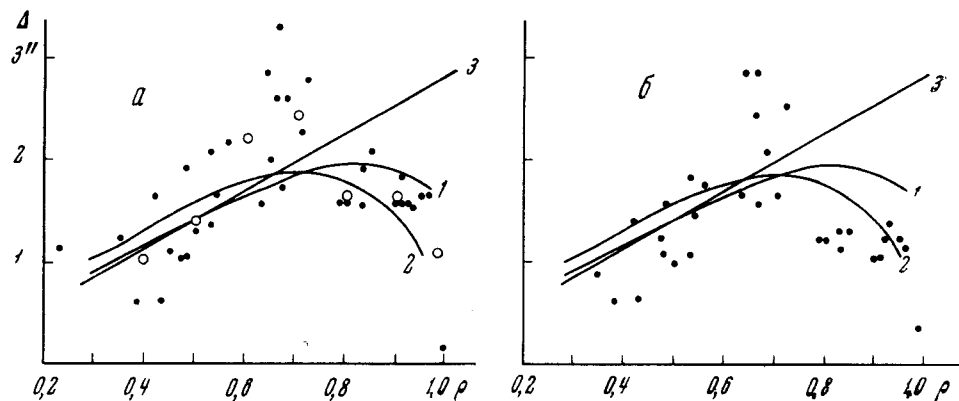
Смещение границы измерялось на лимбовой стороне пятна ( $\Delta_1$ ) и на стороне, обращенной к центру ( $\Delta_2$ ). Затем вычислялось среднее ( $\Delta$ ) из первого и второго измерений, т. е.  $\Delta = (\Delta_1 + \Delta_2)/2$ . Этот способ исключает ошибки, связанные с фотографическими эффектами, ошибки наведения на границу и эффект изменения размеров пятна с высотой. (Действие перечисленных эффектов на  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  равно по абсолютной величине, но противоположно по знаку и при вычислении  $\Delta$  исключается.)

Граница ядро — полутень измерялась в линиях  $\lambda 6253 \text{ \AA}$  Fe I,  $\lambda 6258 \text{ \AA}$  Ti I и  $H_\alpha$ , граница полутень — фотосфера — только в линии  $\lambda 6253 \text{ \AA}$  Fe I.

Спектрограммы измерены на микроскопе МИР-12. Результаты представлены графически на фиг. 3—7.

### Результаты и выводы

На фиг. 3 точками показана зависимость  $\Delta(\rho)$  для границы ядро — полутень в линиях  $\lambda 6253 \text{ \AA}$  Fe I (фиг. 3, а) и  $\lambda 6258 \text{ \AA}$  Ti I (фиг. 3, б). Здесь  $\rho$  — расстояние от центра диска в долях радиуса. Кружками на фиг. 3, а изображены усредненные значения  $\Delta(\rho)$ . Усреднения проводились в интервалах  $\Delta\rho = 0,1$ . Рассчитаем зависимость  $\Delta(\rho)$  теоретически для модели прозрачного пятна. Смещение  $\Delta$  определяется отрезком  $ad$  (фиг. 1),  $ad \perp a_2c_2$  (мы считаем, что направления  $ab$  и  $a_1b_1$  практически совпадают). Очевидно,  $\Delta = ad = a_2c_2 \sin \theta \cos \theta = a_2c_2\rho \sqrt{1 - \rho^2}$ , если  $\theta$  — угол между лучом зрения и нормалью к поверхности. Величина  $a_2c_2$  зависит, вообще говоря, от  $\rho$ . Вычисление  $a_2c_2(\rho)$  производится таким образом. Для данного  $\rho = \sin \theta$  берем  $\tau = \cos \theta$  и для этого  $\tau$  выбираем соответствующую величину  $h$  (по зависимости  $\tau(h)$  для данной модели пятна;  $h$  — линейная глубина). Тогда  $a_2c_2(\theta) = h/\cos \theta$ . Зависимость  $\Delta(\rho) = a_2c_2\rho \sqrt{1 - \rho^2}$  рассчитанная для модели Мишара, показана на фиг. 3 кривой 1. Зависимость  $\Delta(\rho) = a_2c_2\rho \sqrt{1 - \rho^2}$  для  $a_2c_2 = \text{const} = 2600 \text{ км}$  изображена

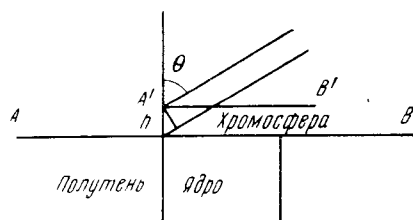


Фиг. 3. Зависимость  $\Delta(\rho)$  для границы ядро — полутень для линий Fe I 6253 (а) и Ti I 6258 (б)

кривой 2. Значение  $a_2 c_2 = 2600$  км соответствует некоторой средней плотности в пятне по модели Мишара.

Рассмотрим теперь вопрос о смещении границы пятна вследствие повышения уровня образования линии поглощения. Пусть пятно будет непрозрачным (равно по прозрачности фотосфере), а линия поглощения образуется в хромосфере на высоте  $h$  (фиг. 4). В этом случае непрерывный спектр образуется на уровне  $AB$  (граница между фотосферой и хромосферой), а линия поглощения — на уровне  $A'B'$  на высоте  $h$  над  $AB$ . Смещение будет равно  $\Delta = h \sin \theta = h\rho$ . Зависимость  $\Delta(\rho) = h\rho$  для  $h = 2000$  км показана на фиг. 3 кривой 3.

Таким образом, для прозрачного пятна и для плотного пятна с образованием линии поглощения в хромосфере получается разная зависимость  $\Delta(\rho)$ . Следовательно, характер зависимости  $\Delta(\rho)$  позволяет нам установить, какая причина вызывает смещение границы пятна.



Фиг. 4. Схема смещения границы ядро — полутень для случая, когда пятно непрозрачно, а линия поглощения образуется в хромосфере

На фиг. 3 видно, что наблюдения не дают прямолинейной зависимости от  $\rho$ . По характеру зависимости от  $\rho$  наблюдения более близки к кривым 1 и 2. Значительный разброс точек объясняется не только ошибками наблюдений и измерений, но и тем, что смещение границы  $\Delta$  зависит в какой-то мере от величины пятна — большие пятна в среднем имеют большее смещение. Использовать пятна одинакового размера оказалось невозможным ввиду ограниченного количества материала наблюдений. Заметим, что надежность измерений величины  $\Delta$  одинакова для различных значений  $\rho$ , так что уменьшение, например,  $\Delta$  для  $\rho > 0.8$  нельзя объяснить ухудшением или, наоборот, улучшением видимой картины смещения. Следует иметь в виду, кроме того, что для  $\rho > 0.8$  масштаб по оси абсцисс является более сжатым, чем для  $\rho < 0.8$ .

Таким образом, мы заключаем, что причиной смещения границы пятна является большая прозрачность последнего. Более того, модель прозрач-



ного пятна достаточно хорошо объясняет величину смещения  $\Delta$  количественно.

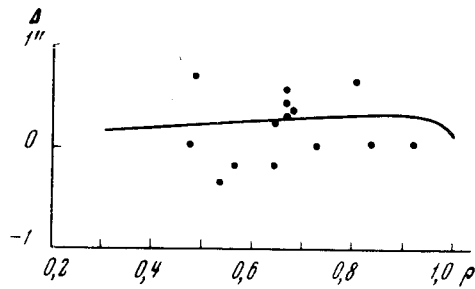
Данные по измерениям границы полутень — фотосфера ( $\lambda 6253 \text{ \AA}$  Fe I) представлены на фиг. 5. Из сравнения теоретических величин с наблюдаемыми мы приходим к выводу, что полутень у границы с фотосферой имеет прозрачность, равную примерно прозрачности невозмущенной фотосферы. Далее, мы видим, что смещение границы полутень — фотосфера мало по сравнению со смещением границы ядро — полутень. Следовательно, смещение последней границы равно изменению ширины полутени. С другой стороны, изменение ширины полутени по наблюдениям эффекта Вильсона в интегральном свете [7] составляет около  $2''$ . Эта величина примерно равна полученным нами значениям  $\Delta$ . Таким образом, при переходе от непрерывного спектра к линии поглощения ширина полутени изменяется как раз на столько, чтобы свести эффект Вильсона к нулю. Но переход от непрерывного спектра к линии есть переход от большой прозрачности к малой. Следовательно, мы можем заключить, что большая прозрачность является причиной эффекта Вильсона.

Рассмотрим вопрос о смещении границы ядро — полутень в линии  $H_\alpha$  (фиг. 6). Если  $H_\alpha$  образуется в хромосфере на высоте  $h$ , то смещение границы будет равно

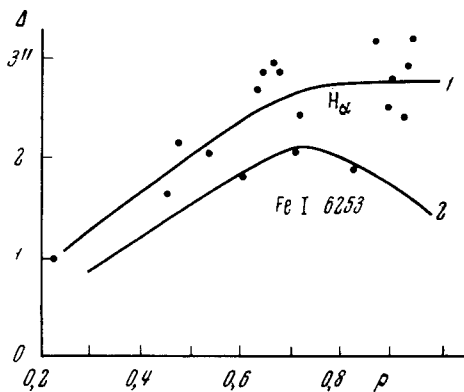
$$\Delta_{H_\alpha}(\rho) = a_2 c_2 \rho \sqrt{1 - \rho^2} + h\rho.$$

Здесь первое слагаемое соответствует смещению, вызванному прозрачностью пятна, а второе — смещению за счет того, что  $H_\alpha$  образуется в хромосфере на высоте  $h$  (фиг. 7). Величина  $\Delta_{H_\alpha}(\rho)$  известна из наблюдений в  $H_\alpha$ ;  $a_2 c_2 \rho \sqrt{1 - \rho^2}$  также известна из наблюдений в линии  $\lambda 6253 \text{ \AA}$  Fe I или  $\lambda 6258 \text{ \AA}$  Ti I (для получения количественных результатов мы использовали только линию  $\lambda 6253 \text{ \AA}$  Fe I как более сильную). Таким образом, мы можем написать

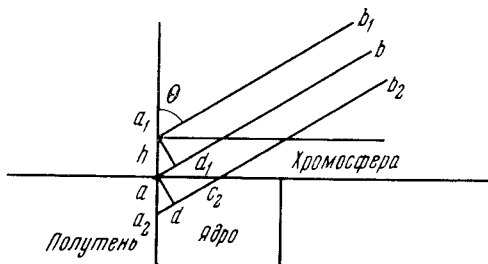
$$\Delta_{H_\alpha}(\rho) = \Delta_{Fe}(\rho) + h\rho,$$



Фиг. 5. Наблюдаемая зависимость  $\Delta(\rho)$  для границы полутень — фотосфера для линии Fe I 6253 (точки) и зависимость  $\Delta(\rho)$ , вычисленная теоретически для полутени, имеющей прозрачность невозмущенной фотосферы (сплошная линия)



Фиг. 6. Наблюдаемая зависимость  $\Delta(\rho)$  для  $H_\alpha$  (точки и кривая 1) и наблюдаемая зависимость  $\Delta(\rho)$  для Fe I 6253, полученная по точкам на фиг. 3, а (кривая 2)



Фиг. 7. Схема смещения границы ядро — полутень для случая, когда пятно прозрачно, а линия образуется в хромосфере

где  $\Delta_{\text{Fe}}(\rho)$  — смещение границы по наблюдениям в линии  $\lambda 6253 \text{ \AA}$  Fe I. Отсюда можем найти  $h\rho$  и далее  $h$ . На фиг. 6 кривая 2 представляет значения  $\Delta_{\text{Fe}}(\rho)$ , полученные на основании наблюдаемых точек фиг. 3, а. Величины  $h\rho = \Delta_{\text{H}\alpha}(\rho) - \Delta_{\text{Fe}}(\rho)$ ,  $h$  и  $h_{\text{ср}}$  даны в таблице. Мы получили  $h_{\text{ср}} = 740 \text{ км}$ , что меньше значения  $h = 2000 \text{ км}$ , которое дают А. Б. Северный и В. Бумба в [4] и В. Маттиг в [6]. Объясняется это тем, что в [4] и [6] не учитывается прозрачность пятна — смещение в  $\text{H}_2$  приписывается только влиянию хромосферы. Учет прозрачности пятна приводит к уменьшению высоты  $h$ .

**Результаты определения высоты образования  $\text{H}_2$  над пятном**

$\rho$	$(h\rho)''$	$h''$	$h, \text{ км}$	$\rho$	$(h\rho)''$	$h''$	$h, \text{ км}$
0,3	0,40	1,33	930	0,7	0,55	0,79	550
0,4	0,45	1,12	780	0,8	0,75	0,94	660
0,5	0,48	0,96	670	0,9	1,05	1,17	820
0,6	0,53	0,88	620	0,95	1,22	1,29	900

$$h_{\text{ср}} = 740 \text{ км}$$

На основании наших наблюдений мы не можем ничего сказать о прозрачности полутени у границы ядро — полутень. Для решения этого вопроса обратимся к наблюдениям В. Ф. Чистякова [7]. По данным этого автора ядро пятна и сумма ширин полутени, обращенной к лимбу и к центру диска, изменяется как  $\cos \theta$ , т. е.  $D_1/D_0 = \cos \theta$ ,  $1/2 (B_1/B_0 + B_2/B_0) = \cos \theta$ ; здесь  $D_1, D_0$  — поперечник ядра, измеренного вдоль радиуса диска и в перпендикулярном направлении,  $B_1, B_2, B_0$  — аналогичные величины для внешней и внутренней полутени. Этот результат говорит о том, что происходит смещение границы как на стороне ядра, обращенной к лимбу, так и на противоположной стороне. Следовательно полутень у границы ядро — полутень имеет такую же прозрачность, как и ядро. Если бы полутень была здесь менее прозрачна, то смещалась бы только граница ядра, обращенная к лимбу. Тогда имело бы место соотношение  $D_1/D_0 < \cos \theta$ ,  $1/2 (B_1/B_0 + B_2/B_0) > \cos \theta$ .

Резюмируем основные выводы: 1) эффект Вильсона вызывается большой прозрачностью пятна; 2) для количественного объяснения величины смещения границы ядро — полутень модель Мишара дает хорошие результаты; 3) высота образования  $\text{H}_2$  над пятном равна 740 км; 4) полутень у границы ядро — полутень имеет столь же большую прозрачность, как и ядро пятна; 5) полутень у границы полутень — фотосфера по прозрачности равна невозмущенной фотосфере.

Ноябрь 1967 г.

**Л и т е р а т у р а**

1. D. N. Menzel. Our Sun. Blackiston Company. Toronto, 1949, p. 124—125.
2. R. J. Bray, R. E. Loughhead. Austral. J. Phys., 1958, 11, 177.
3. M. Hotinly. Ann. Astrophys., 1957, 20, 45.
4. A. B. Severny, V. Bumba. Observatory, 1958, 78, 33.
5. W. Matting. Naturwiss., 1958, 45, 104.
6. W. Matting. Mitt. Astrophys. Observ. Potsdam, 1959, N 82.
7. В. Ф. Чистяков. Астрон. ж., 1962, 39, 459.

ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ НА ДВУХ УРОВНЯХ  
В ИЮЛЬСКОЙ ГРУППЕ 1966 г.

С. И. Горасюк

Изучены лучевые скорости в быстроразвивавшейся активной области, возникшей на диске 4.VII 1966 г. Записи лучевых скоростей выполнены с 4 по 7.VII на двойном магнитографе одновременно в двух линиях:  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I и  $\lambda 6102,7 \text{ \AA}$  Ca I. Изучение лучевых скоростей показало, что районы, в которых скорости на обоих уровнях имели одинаковые направления, по площади занимали 85% и более всей активной области. При возникновении пятен почти вся активная область была занята опускающимся газом и скорость опускания росла с высотой. Когда активная область развилась, скорости подъема и опускания газа возросли на обоих уровнях. Но на нижнем уровне опускание газа шло быстрее, чем на верхнем, а подъем, наоборот, шел несколько быстрее на верхнем уровне. Коэффициенты корреляции между скоростями на разных уровнях менялись со временем. По мере развития активной области все в большей части районов магнитного поля южной полярности газ опускался, а северной полярности — поднимался. Большие поперечные магнитные поля совпадали в основном с районами опускания газа.

THE VELOCITY FIELD ON THE TWO LEVELS IN THE ACTIVE REGION OF JULY 1966, by S. I. Gorasyuk. — The radial velocities in the rapidly developing active region, which appeared on the solar disc on July 4, 1966, have been studied. The records of radial velocities were made simultaneously in the Fe I  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  and Ca I  $\lambda 6102,7 \text{ \AA}$  lines with the aid of magnetograph from July 4 to July 7 1966. It is shown that the radial velocities on both levels have the same sign in the areas covering over 85% of the whole active region. At the appearance of spots gases are descending almost all over the active region. The velocities of descending gases increase with the height. The velocities of ascending and descending gases are increasing at both levels, when the active region develops, but the velocities of descending gases are higher at the lower level, and those of ascending gases are higher at the upper level. Correlation coefficients between the velocities at different levels are varying with time. With the active region developing, gases are descending over more and more parts of the region occupied by the magnetic field of south polarity and at the same time gases are ascending in the parts with the magnetic field of north polarity. Strong transverse magnetic fields coincide on the whole with the seats of descending gases.

К настоящему времени имеется большое число работ по исследованию поля скоростей как на одном, так и на разных уровнях в активных областях. В основном все они выполнены по материалам, полученным с помощью магнитографа, описанного в [1], позволяющего производить записи в различных линиях последовательно. Очевидно, что в этом случае сравнение данных, в частности по полю скоростей на разных уровнях, связано с трудностями. Они в основном возникают из-за разновременности записей и их некоторого пространственного несоответствия (нельзя провести два последовательных разреза строго по одному и тому же месту). Создание двойного магнитографа автоматически исключает указанные трудности. В Крымской астрофизической обсерватории двойной магнитограф работает с середины 1965 г. Он позволяет одновременно регистрировать магнитные поля, лучевой скорости и яркости по любым двум спектральным линиям [2].

Изучение поля скоростей на двух уровнях в активных областях, записи которых сделаны на двойном магнитографе, в значительной степени может пролить свет на процесс возникновения и развития активных областей.

Здесь исследуется поле лучевых скоростей на двух уровнях быстро развивавшейся активной области. Активная область возникла на диске 4.VII 1966 г., и уже в этот день в ней были небольшие пятна и поры. К 5.VII пятна очень сильно выросли и их полутени объединились в одну общую. В последующие дни активная область также очень быстро менялась, и 7.VII в ней произошла протонная вспышка. По РФР мировой сетью станций для этой активной области и протонной вспышки получен исключительно богатый материал, и в настоящее время закончена его обработка. В частности, изучение развития активной области проводилось в [3], а ее магнитных полей — в [4].

Записи лучевых скоростей, магнитных полей и яркости активной области проводились нами с 4 по 7.VII 1966 г. Наиболее полные данные по лучевым скоростям получены нами при одновременной записи в линиях  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I и  $\lambda 6102,7 \text{ \AA}$  Ca I; 4.VII — одна серия записей, 5.VII — одна, 6.VII — две последовательные серии (в конце первой серии произошла вспышка 1 б) и 7.VII — одна после протонной вспышки. Калибровка лучевых скоростей в обеих линиях выполнена по записи сигналов на восточном и западном краях Солнца. Нулевая линия локальных лучевых скоростей проводилась по методу, предложенному в [5], с точностью  $\pm 80 \text{ м/сек}$ . Шумы при записях лучевых скоростей, обусловленные в основном движениями воздуха в спектрографе, достигали  $\pm 80 \text{ м/сек}$ .

Примеры карт поля лучевых скоростей в активной области 4 и 7.VII 1966 г. приведены попарно на фиг. 1—2. Здесь нулевые линии скоростей отмечены штриховой линией. Сплошными тонкими линиями проведены значения скоростей 150 м/сек (5), 300 м/сек (10), 450 м/сек (15), 600 м/сек (20), 900 м/сек (30) и т. д. Районы подъема газа заштрихованы.

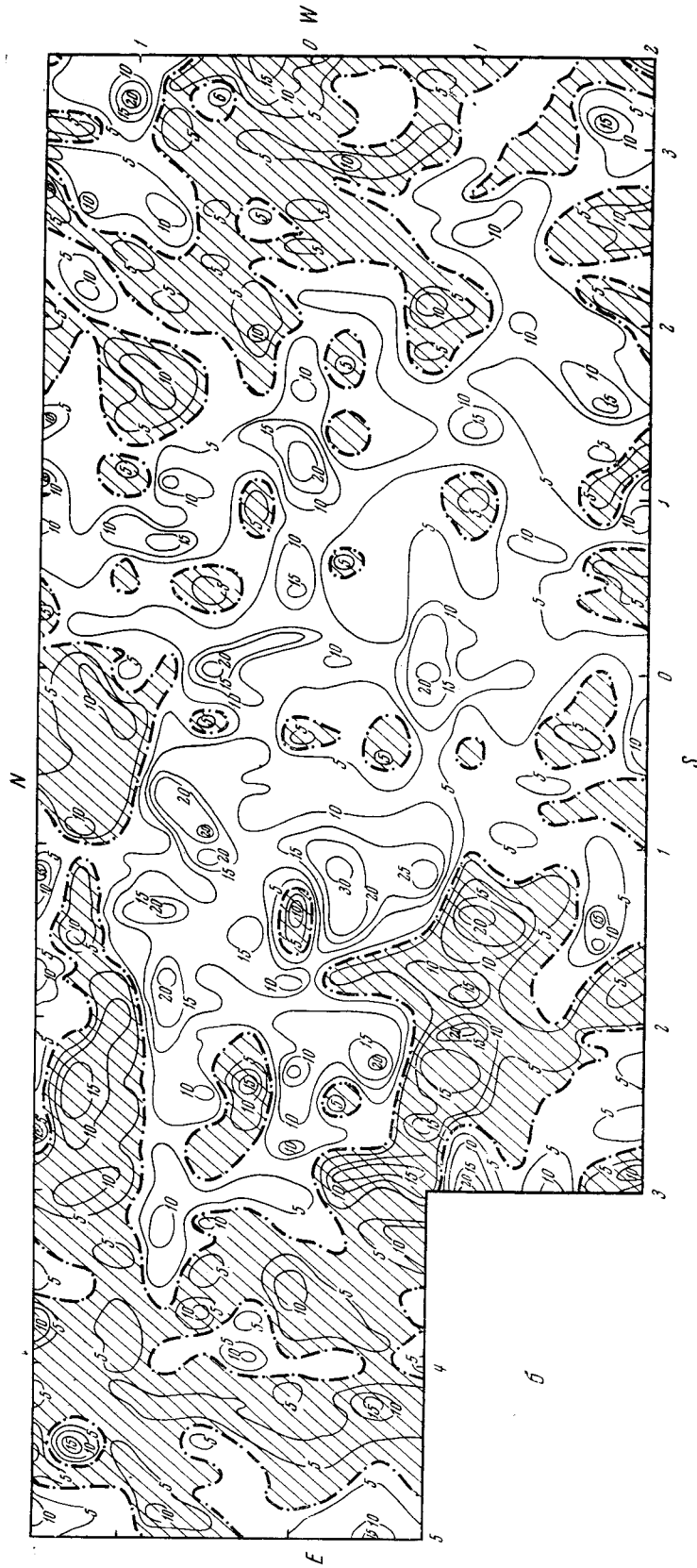
Попарное сравнение карт показало хорошее качественное соответствие поля скоростей в активной области на обоих уровнях. Районы, в которых скорости на обоих уровнях имели противоположное направление, занимали по площади всего лишь 15% и меньше (см. фиг. 3). В остальной части области, составляющей по площади 85% и больше, скорости на обоих уровнях имели одинаковый знак (подъем, опускание). На картах также можно видеть очень сильные изменения поля скоростей со временем.

Так, 4.VII, когда наблюдались только небольшие пятна и поры, почти вся активная область была занята полем скоростей, указывающим на опускание газа. Районы с подъемом газа располагались в основном на периферии активной области и занимали ее малую часть. Максимальные скорости опускания и подъема газа не превышали 1 км/сек. Но на следующий день (5.VII) поле скоростей уже стало таким, как для развитой активной области. При этом значительно возросли максимальные скорости опускания и подъема газа. В последующие дни поле скоростей также изменялось довольно сильно. В частности, обращает на себя внимание изменение скоростей в активной области, наблюдавшееся 6.VII (см. фиг. 3). Это изменение совпало со вспышкой, возникшей в конце первой записи, и качественно подтверждает результаты [5—7].

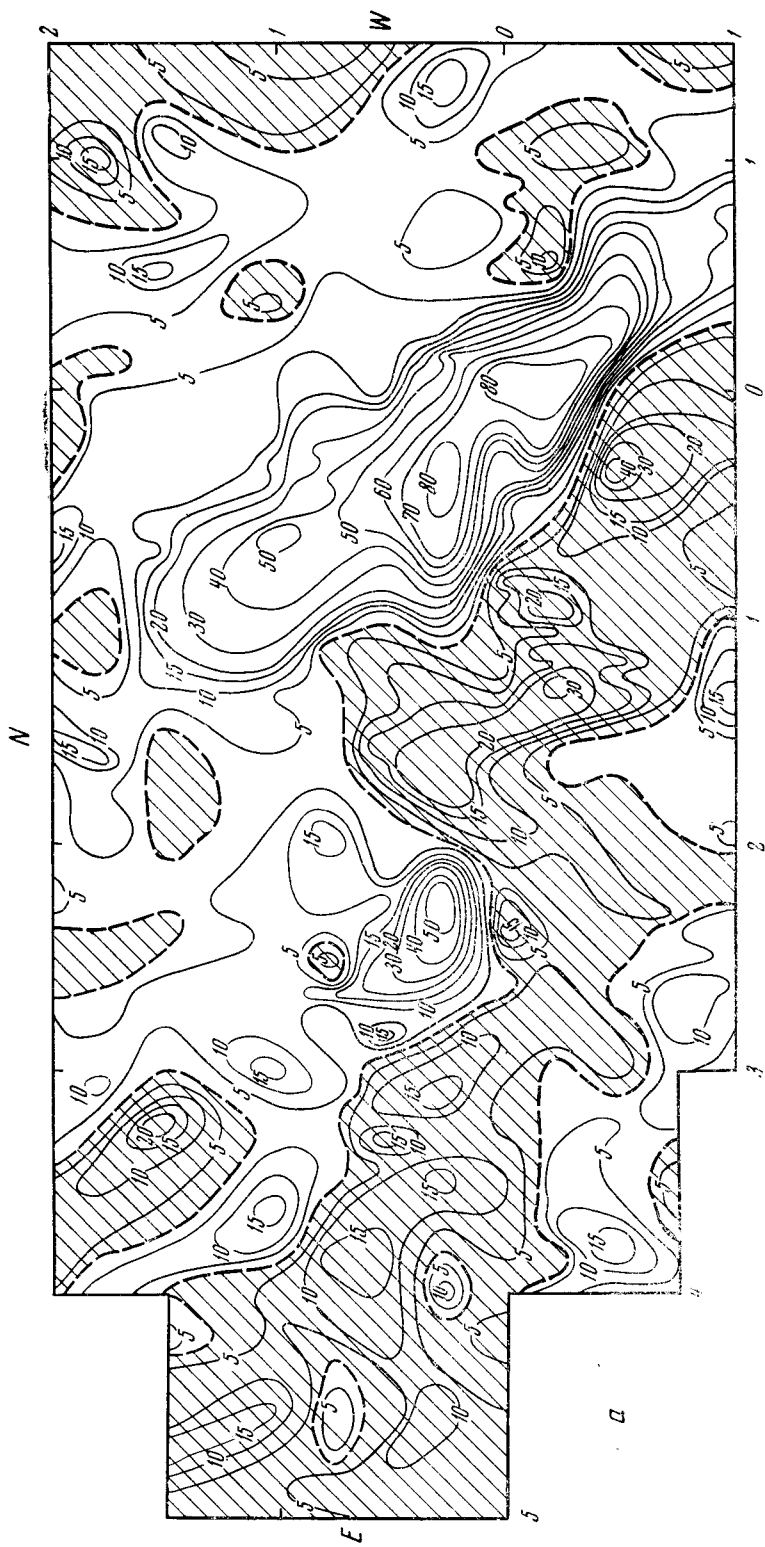
Несмотря на то, что между полем скоростей на уровнях образования линий  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  и  $\lambda 6102,7 \text{ \AA}$  (средний уровень образования линии  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I лежит примерно на 260 км ниже среднего уровня образования линии  $\lambda 6102,7 \text{ \AA}$  Ca I [8]) имеется хорошее качественное соответствие, тем не менее на фиг. 1, 2 видны различия в величинах скоростей. Для изучения этих различий на основании всех имевшихся карт получены карты разностей  $\Delta v = |v_{5250}| - |v_{6102,7}|$ . При построении карт разностей  $\Delta v$  использовались только те участки активной области, в которых скорости на обоих



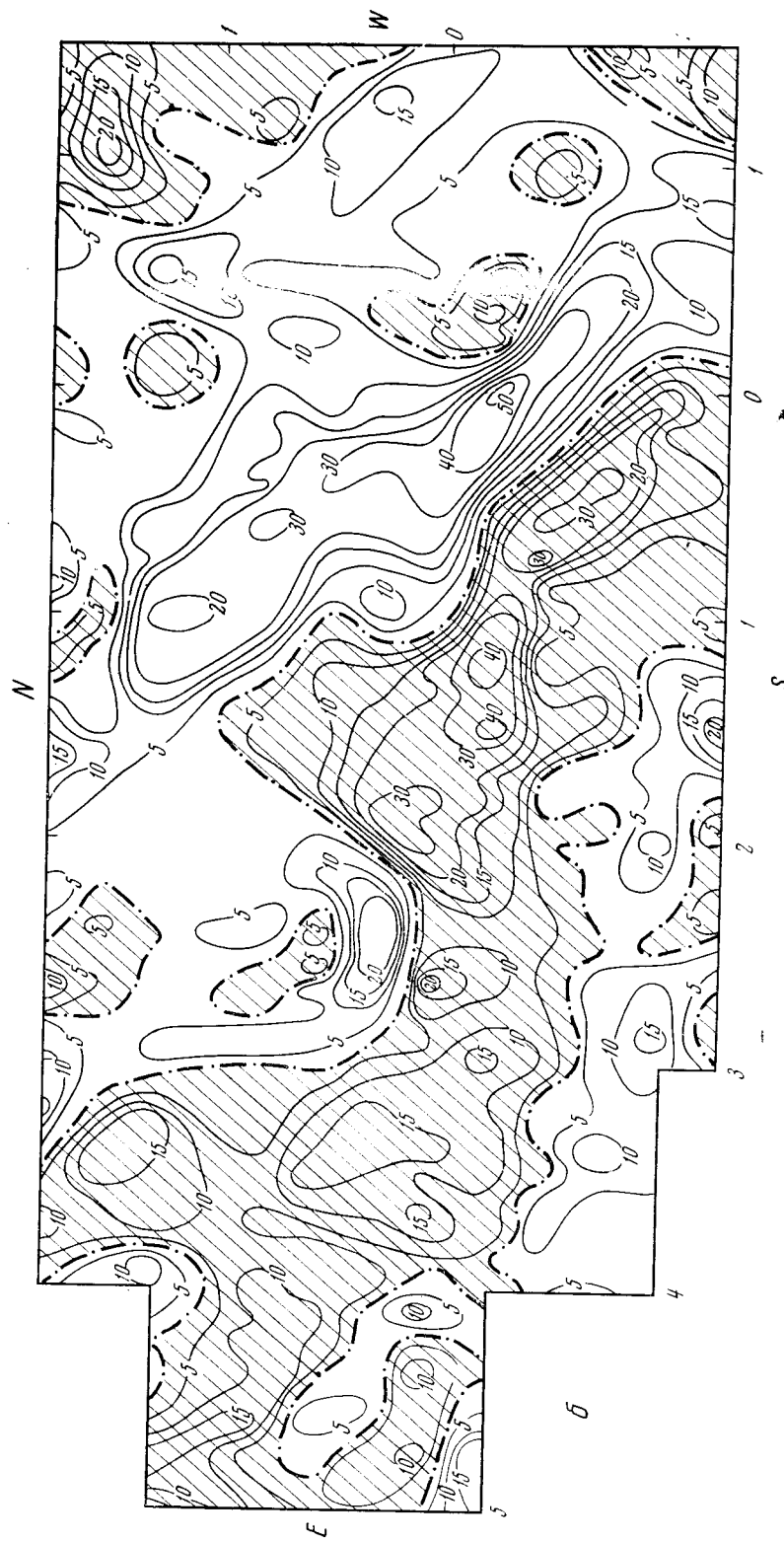
Фиг. 4. Поле скоростей в активной области 4.VII 1966 г. ( $7^{\text{h}}20^{\text{m}} - 8^{\text{h}}00^{\text{m}}$  U. T.)  
 a — A5250 A;



Фиг. 1. Окончание. б — λ6102,7 А



Фиг. 2. Поле скоростей в активной области 7.VII 1966 г. ( $5^{\text{h}}10^{\text{m}}-6^{\text{h}}25^{\text{m}}$  U.T.)  
 $\alpha - \lambda 5250\text{A}$ .



Фиг. 2. Окончание. 6 — Л6102,7А



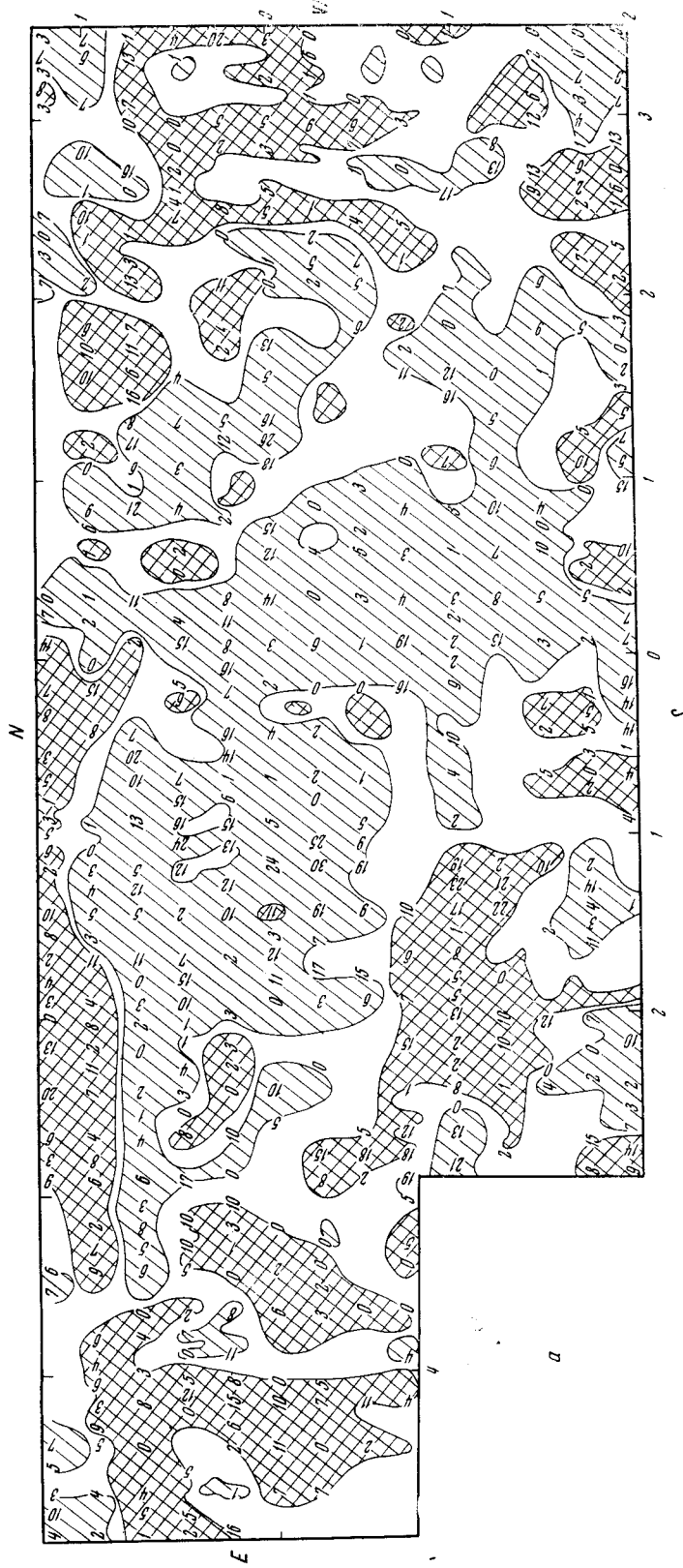
уровнях имели одинаковое направление (участки с противоположным направлением скоростей на разных уровнях исключались). На фиг. 3 приведены карты разностей  $\Delta v$ , где двойной штриховкой обозначены районы, в которых газ поднимался на обоих уровнях. Районы с противоположным направлением скоростей на разных уровнях не заштрихованы. Цифры в каждой точке дают значения разностей  $\Delta v$  в произвольных единицах (одна единица соответствует 22 м/сек). В тех точках, где  $\Delta v > 0$ , т. е. скорость на нижнем уровне больше, чем на верхнем, цифры написаны вертикально и повернуты на  $90^\circ$ , если  $\Delta v < 0$ . На фиг. 3 хорошо видно, что в общих районах и опускания и подъема газа встречаются места, где скорости на нижнем уровне больше, чем на верхнем, и наоборот.

Но наряду с этим у соотношения скоростей на разных уровнях активной области (фиг. 3) проявляется определенная тенденция. Именно, для общих районов с опусканием газа на обоих уровнях большинство цифр фиг. 3, а (4.VII) показывает, что  $\Delta v < 0$ . Это означает, что скорость опускания газа на верхнем уровне больше, чем на нижнем. Далее, из фиг. 3, б следует, что в общих районах с опусканием газа на обоих уровнях к 5.VII соотношение между скоростями изменилось на обратное, т. е. в большинстве мест скорости на нижнем уровне больше, чем на верхнем. Такое соотношение между скоростями оставалось и в последующие дни, но выявлялось более отчетливо.

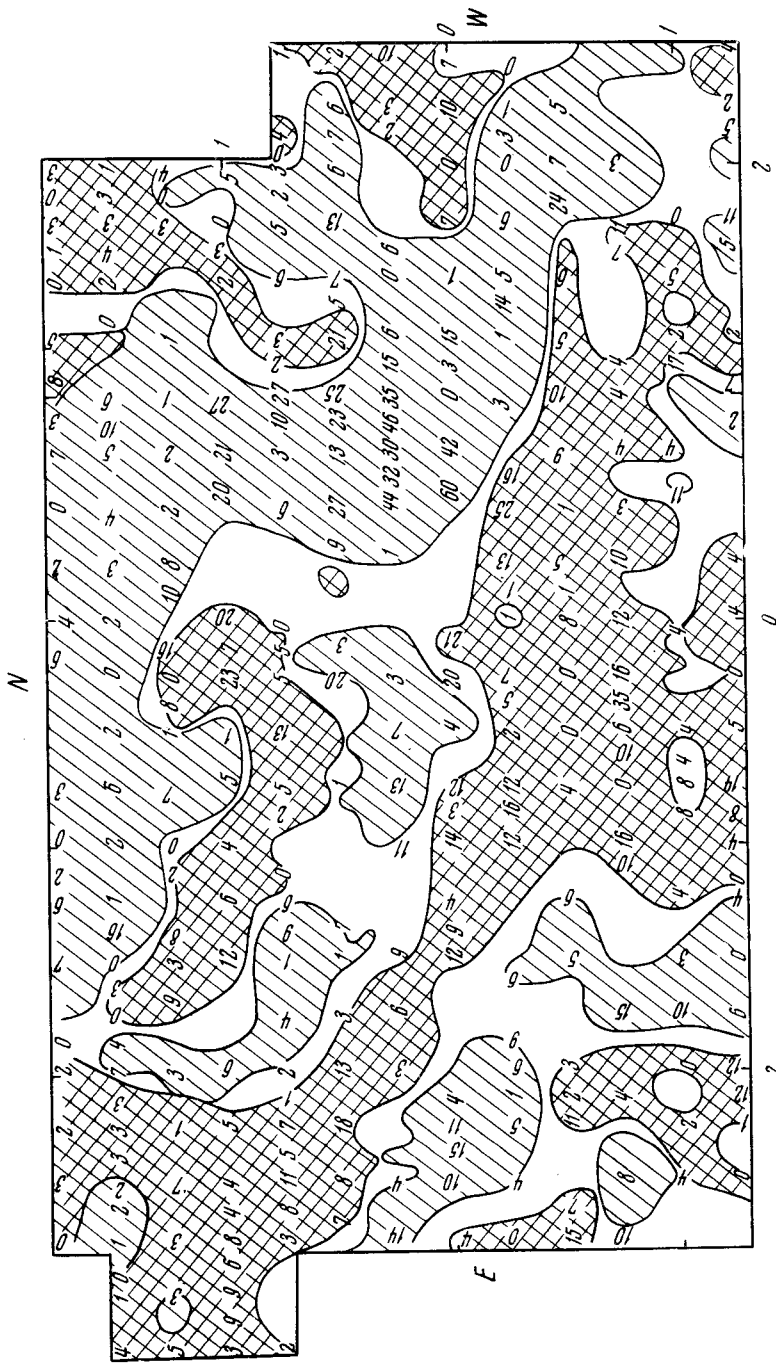
Для общих районов с подъемом газа на обоих уровнях соотношение между скоростями существенно другое. Если 4.VII в районах с подъемом газа столь же часто встречаются места, в которых скорость на одном уровне больше, чем на втором, и наоборот, то 5.VII преобладают места со скоростями большими на нижнем уровне. Начиная с 6.VII мест со скоростью подъема газа на верхнем уровне, большей, чем на нижнем, становится снова больше, и это очень ярко вырисовывается на карте фиг. 3, в (7.VII).

Чтобы видеть, как менялось соотношение между скоростями на разных уровнях по мере развития активной области по картам фиг. 1, 2 и всем остальным, были вычислены значения  $k = \bar{v}_{6102,7} / \bar{v}_{5250}$ . Они представляют собой отношения средних значений скоростей на верхнем уровне к средним значениям скоростей на нижнем уровне для общих районов с подъемом газа и отдельно для общих районов с опусканием газа на обоих уровнях. Наряду с этим также были вычислены коэффициенты корреляции  $r$  между скоростями на разных уровнях для общих районов с подъемом газа и отдельно для общих районов с опусканием газа. Результаты вычислений  $k$  и  $r$  представлены в виде графиков соответственно на фиг. 4 и 5 в зависимости от времени  $t$ . На фиг. 4 вдоль оси абсцисс отмечены вспышки, возникшие в этой активности, и их балл. Из данных этой фигуры следует, что для районов с опусканием газа 4.VII среднее значение скорости на верхнем уровне в 1,5 раза превосходило среднее значение скорости на нижнем уровне.

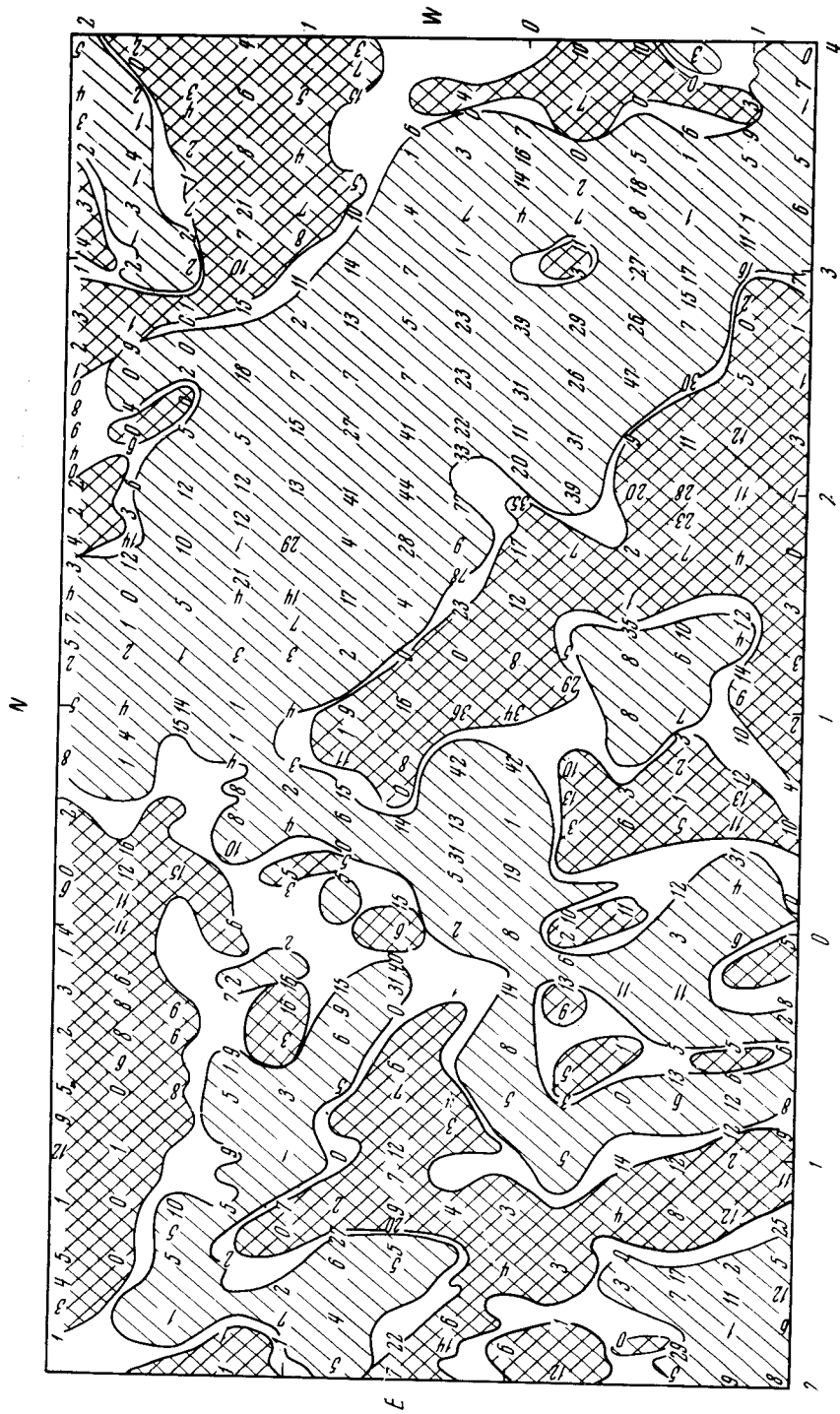
Теперь, если учесть сказанное, мы приходим к заключению, что при возникновении пятен в значительно большей части активной области газ опускался. При этом скорость его опускания росла с высотой. Это находится в хорошем согласии с результатами [9, 10]. В дальнейшем при развитии активной области  $k$  для районов с опусканием газа продолжало монотонно уменьшаться и 7.VII достигло значения  $k = 0,4$ . Однако для общих районов с подъемом газа в данной активной области это соотношение изменялось по-другому. Сначала (4.VII)  $k = 1,4$  уменьшалось так же, как и для районов с опусканием газа, и 5.VII достигло наименьшего значения  $k = 0,85$ . Затем  $k$  монотонно возросло до своего прежнего значения, что указывает на весьма необычное соотношение скоростей на разных уровнях фотосферы в активной области. В связи с этим следует обратить внимание на то обстоятельство, что в данной активной области появлялось больше всего вспышек с того момента времени, когда значения  $k$  для



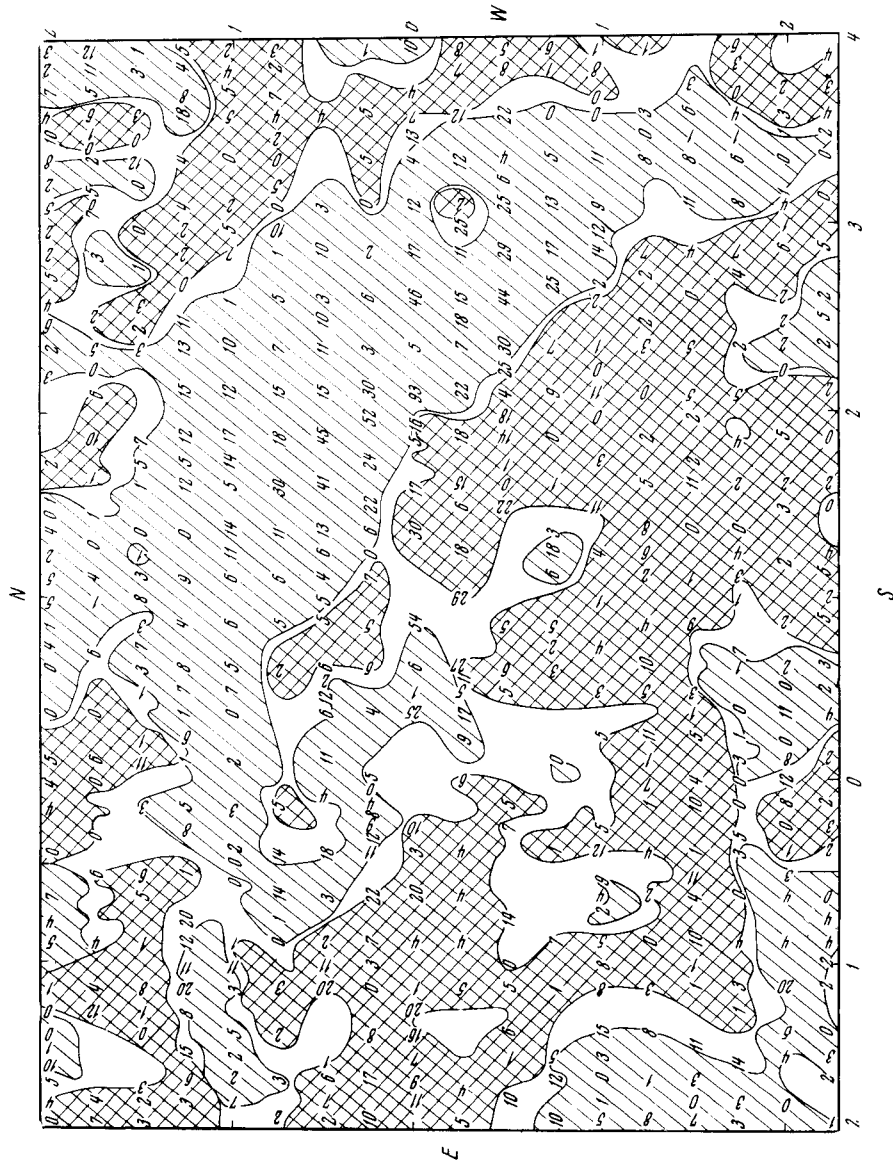
Фиг. 3. Карты разности скоростей  $\Delta v = |v_{3250} - v_{6102.7}|$   
 а — 4.VII;



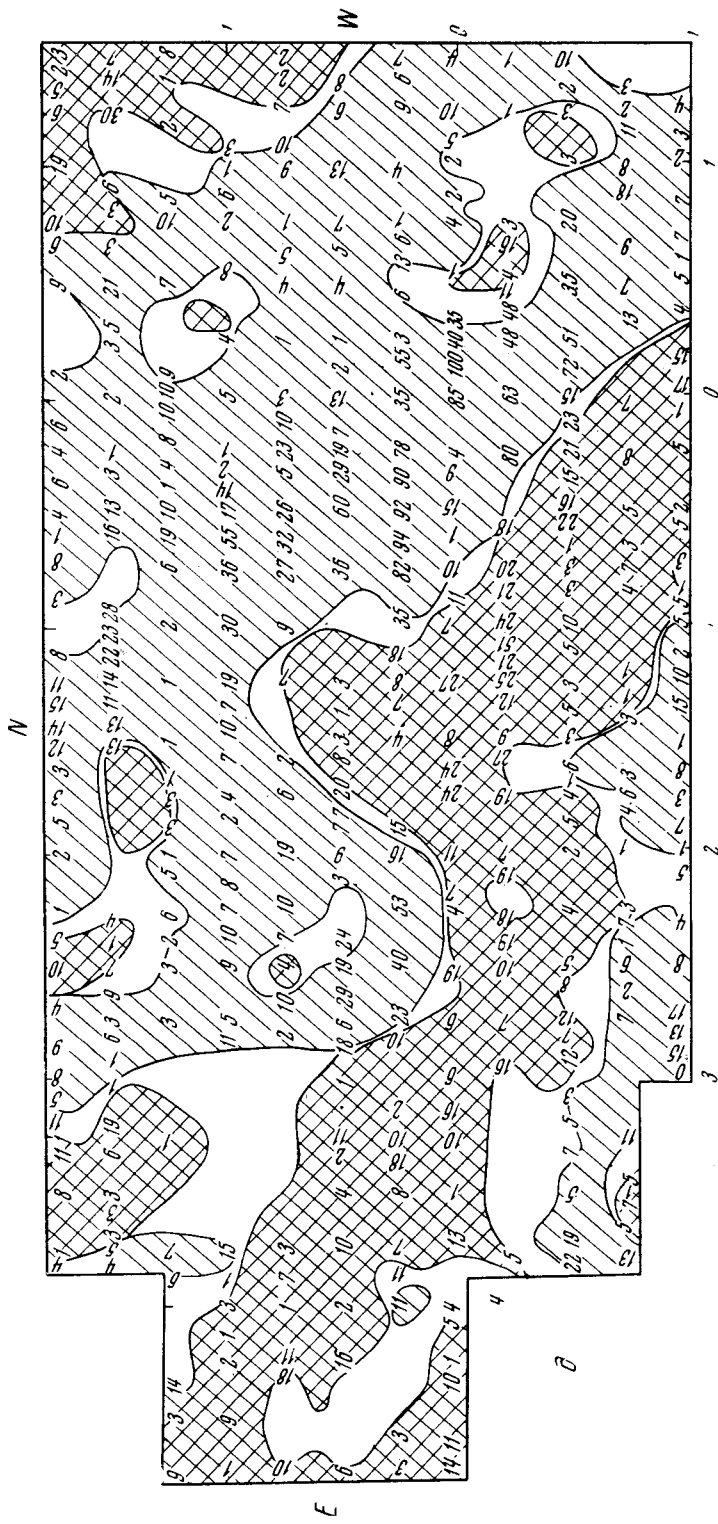
Фиг. 3. Продолжение — 5.VII;



Фиг. 3. Продолжение  $e$  — 6.VII (5h<sub>00</sub>ш — 5h<sub>48</sub>ш Г.Т.);



Фиг. 3. Продолжение а — 6.VII (6<sup>h</sup><sub>48m</sub> — 6<sup>h</sup><sub>25m</sub> У.Т.);



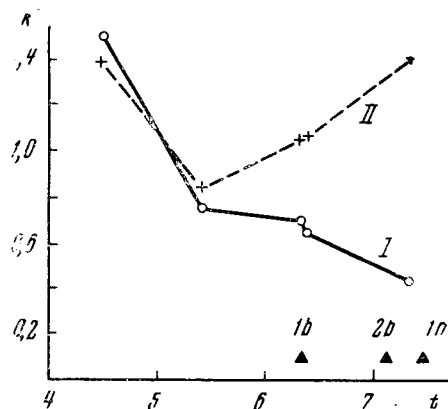
Фиг. 3. Окончание в — 7.VII 1966 г.

районов подъема и опускания газа начали заметно различаться (см. фиг. 4).

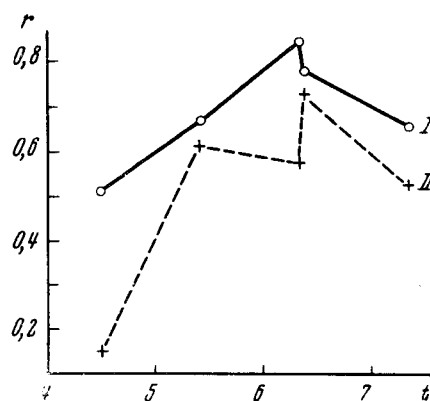
На фиг. 5 можно видеть, что и коэффициент корреляции  $r$  между скоростями на разных уровнях изменялся со временем. Для районов с опусканием газа наименьшее значение коэффициента корреляции  $r = 0,5$  было 4.VII. Наибольшего значения  $r = 0,8$  он достиг 6.VII, после чего снова уменьшился. Столь высокое значение коэффициента корреляции указывает на весьма тесную связь между скоростями опускания газа на разных уровнях активной области. Коэффициент корреляции в районах с подъемом газа изменялся со временем аналогичным образом. Но наименьшее значение  $r = 0,15$  он имел 4.VII, когда в активной области возникали пятна. Столь низкое значение коэффициента корреляции дает основание предполагать, что при возникновении пятен нарушается связь между скоростями подъема газа на разных уровнях фотосферы. После того как активная область развилась, коэффициент корреляции достиг значения  $r = 0,6$  и в последующие дни оставался большим. Обращает на себя внимание и то, что в соответствующие дни коэффициент корреляции между скоростями на разных уровнях имел систематически большие значения в районах с опусканием газа, чем в районах с его подъемом.

По всей вероятности, в развитых активных областях коэффициент корреляции между скоростями, записи которых сделаны в  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I и  $\lambda 6102,7 \text{ \AA}$  Ca I, довольно велик и близок к значению, полученному в [8] для невозмущенной фотосферы. Так как районы с противоположным направлением скоростей на разных уровнях занимают по площади не более 15% всей активной области, то приведенные значения  $k$  и  $r$  характеризуют активную область в целом.

Наконец, на фиг. 6 мы приводим сравнение карт разности скоростей  $\Delta v$  (фиг. 3), продольных магнитных полей и структуры поперечного магнитного поля (4.VII поперечные магнитные поля не были записаны). Поскольку магнитные поля этой активной области подробно изучены в [4] и там имеются подробные карты, то здесь приведены их основные контуры. На фиг. 6 нулевая линия продольного магнитного поля проведена штриховой линией, изогансы продольного магнитного поля — тонкими сплошными линиями. Черточками дана структура поперечного магнитного поля. В тех местах, где длина штрихов мала, там малы и поперечные магнитные поля. В верхней части карт — основные поля южной полярности. На фиг. 6 можно видеть, что сначала большие продольные магнитные поля обеих полярностей совпадали в основном с районами опускания

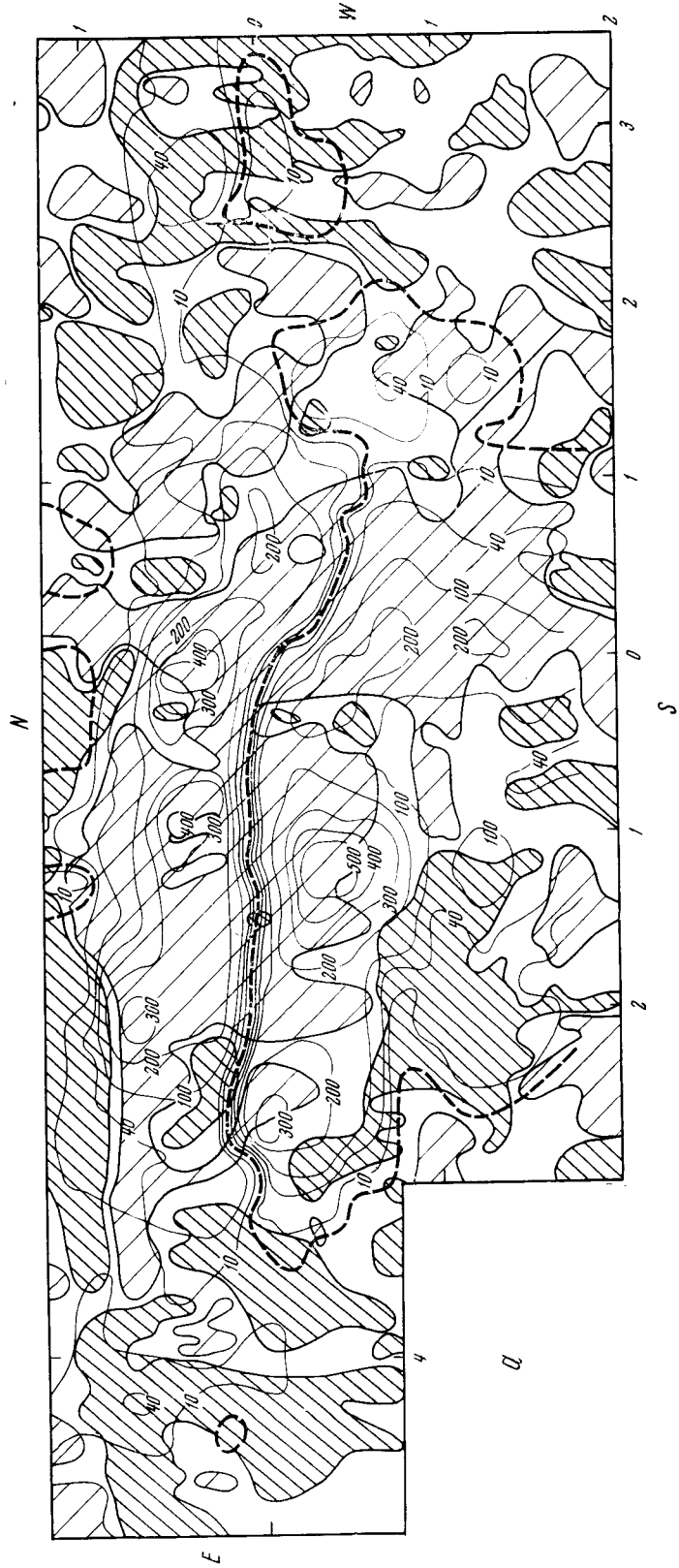


Фиг. 4. Изменение со временем отношения средних скоростей  $k = v_{6102.7} / v_{5250}$   
I — для общих районов с опусканием газа;  
II — для общих районов с подъемом газа

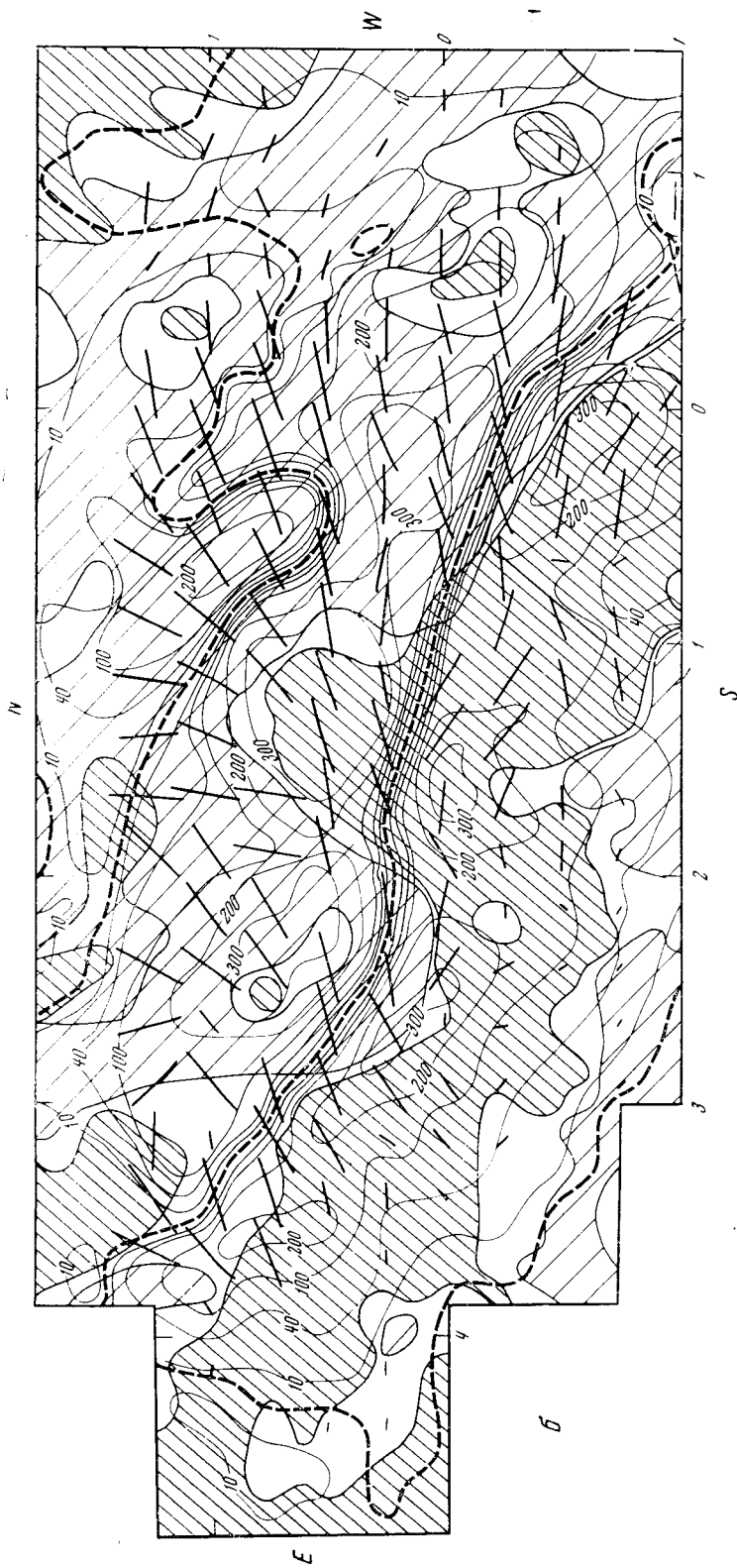


Фиг. 5. Изменение со временем коэффициента корреляции  $r$  между скоростями на обоих уровнях

Обозначения те же, что на фиг. 4







Фиг. 6. Сравнение карт разностей скоростей  $\Delta g$  с картами магнитных полей (продольных и поперечных)  
 а — 4. VII 1966 г. (только продольные магнитные поля); б — 7. VII 1966 г. (на всех картах масштаб: 1 дел. = 2·10<sup>6</sup> см)

газа. В местах расположения большинства холмов продольного магнитного поля наряду с опусканием наблюдалось также движение газа с противоположно направленными скоростями на разных уровнях. Затем по мере развития активной области шел процесс в таком направлении, что все в большей части мест с полем южной полярности газ опускался, а с полем северной полярности — поднимался.

Большие напряженности поперечных магнитных полей совпадали в основном с районами опускания газа и в значительно меньшем числе мест — с районами подъема газа. Безусловно, некоторые из полученных результатов являются предварительными и требуют дополнительного исследования.

В заключение приношу глубокую благодарность чл.-корр. АН СССР А. Б. Северному за обсуждение работы и младшему научному сотруднику Н. В. Годовникову за проведение расчетов на электронно-вычислительной машине.

Декабрь 1967 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 19, 3.
2. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1966, 43, № 3, 465.
3. Н. В. Стещенко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1969, 39, 245.
4. A. B. Severny. Magn. fields a. prot. flare of 7 July 1966, X COSPAR plenary meeting, London, 27 July, 1967, (in press).
5. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 148.
6. Г. Я. Васильева. Солнечные данные, 1961, № 12, 64.
7. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 14.
8. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1968, 38, 3.
9. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 37, 29.
10. V. Vumba. Bull. Astron. Institutes Czechoslovakia, 1967, 18, N 4, 238.

**ОБРАЗОВАНИЕ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ  
В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

*Д. Н. Рачковский*

Для модели атмосферы звезды с магнитным полем, меняющимся с глубиной, выведены уравнения переноса излучения с учетом некогерентного рассеяния в линии. Приведены некоторые предварительные расчеты. Обнаружен эффект магнитного усиления линий, достигающий 30%. Поляризационные характеристики в линии определяются слоями атмосферы, значительно более близкими к поверхности, чем слои, ответственные за образование самой линии.

THE FORMATION OF ABSORPTION LINES IN THE INHOMOGENEOUS MAGNETIC FIELD, by *D. N. Rachkovsky*. — The formation of absorption lines in the solar atmosphere with inhomogeneous magnetic field is considered. Transfer equations for the Stokes parameters with the assumption of inhomogeneous atmosphere and non-uniform magnetic field have been derived taking into account the absorption and line scattering. Some preliminary calculations have been made, for the case of only true absorption. The effect of magnetic intensification in Fe I 5250 Å line is about 30%. It is found that the polarization of the line originates in the layers higher than those where the intensity does.

До настоящего времени уравнения переноса в неоднородной среде с неоднородным магнитным полем не были сформулированы. Эту задачу можно решить, перейдя в уравнениях переноса излучения, выведенных для однородной среды с постоянным магнитным полем, к системе координат, не связанной с магнитным полем. Однако здесь вывод уравнений переноса излучения произведен независимо. Это сделано по следующим причинам: во-первых, становится более ясным характер приближений, допущенных при выводе; во-вторых, многие вопросы разобраны проще, чем ранее; в-третьих, не надо делать многочисленные ссылки, что упрощает чтение статьи. Отметим, что некоторые результаты работы содержатся в ряде статей В. Е. Степанова, В. Унно и автора. Но уравнения переноса в неоднородном поле с учетом как истинного поглощения, так и некогерентного рассеяния сформулированы впервые.

**1. Уравнения для вектора электрической напряженности поля**

Рассмотрим нормальное распространение излучения в плоско-слоистой анизотропной атмосфере. Обобщение задачи на случай наклонного падения в оптическом диапазоне спектра не вносит ничего нового по сравнению с нормальным распространением.

Для вектора электрической напряженности поля имеем [1]

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E_x}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{xk} E_k &= 0, \\ \frac{d^2 E_y}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{yk} E_k &= 0, \end{aligned} \quad \epsilon_{zk} E_k = 0. \quad (1)$$

Здесь  $\epsilon_{ik}$  — тензор диэлектрической проницаемости среды,  $\omega$  — угловая частота,  $c$  — скорость света.

Нашей задачей является нахождение элементов тензора  $\epsilon_{ik}$ . Для этого будем сначала считать, что ось  $z$  совпадает с направлением вектора магнитной напряженности внешнего поля  $\mathbf{H}$ . В конечном счете элементы тензора  $\epsilon_{ik}$  определяются законами поглощения и излучения в магнитном поле. Для электрически дипольного излучения все величины зависят только от угла между направлением магнитного поля и направлением излучения и не зависят от азимута. Поэтому тензор  $\epsilon_{ik}$  в выбранной системе координат должен быть инвариантным при повороте системы координат на угол  $\varphi$  вокруг оси  $z$ .

Применяя преобразования поворота

$$\hat{L} = \begin{vmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi & 0 \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (2)$$

к матрице  $\hat{\epsilon}'$ , мы должны иметь

$$\hat{L}\hat{\epsilon}'\hat{L}^{-1} = \hat{\epsilon}. \quad (3)$$

Приравнивая соответствующие элементы  $\epsilon'_{ik}$ , получаем

$$\hat{\epsilon}' = \begin{vmatrix} \epsilon'_{xx} & \epsilon'_{xy} & 0 \\ \epsilon'_{xy} & \epsilon'_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon'_{zz} \end{vmatrix} \quad (4)$$

В дальнейшем штрих над тензором  $\hat{\epsilon}'$  будет означать, что ось координат  $z$  выбрана параллельно внешнему магнитному полю. Система координат со штрихом связана с нештрихованной соотношением

$$x_i = \alpha_{ik}x'_k, \quad (5)$$

где

$$\alpha_{ik} = \begin{vmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \cos \gamma & \sin \varphi \cos \gamma \\ \sin \varphi & \cos \varphi \cos \gamma & -\cos \varphi \sin \gamma \\ 0 & \sin \gamma & \cos \gamma \end{vmatrix}. \quad (6)$$

Смысл углов  $\varphi$  и  $\gamma$  ясен из фиг. 1. Ось  $x'$  мы всегда можем выбрать в плоскости  $xy$ , поскольку тензор  $\hat{\epsilon}'$  не меняется при повороте вокруг оси  $z$ .

Элементы тензора  $\hat{\epsilon}$  в произвольной системе координат  $x, y, z$  выражаются через элементы тензора в системе  $x', y', z'$  соотношением

$$\epsilon_{ik} = \alpha_{im}\alpha_{kl}\epsilon'_{ml}. \quad (7)$$

Для дальнейшего нам потребуются только четыре элемента тензора:  $\epsilon_{xx}$ ,  $\epsilon_{yy}$ ,  $\epsilon_{xy}$ ,  $\epsilon_{yx}$ . Нетрудно их получить:

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \epsilon'_{xx} + \sin^2 \varphi \sin^2 \gamma (\epsilon'_{zz} - \epsilon'_{xx}), \\ \epsilon_{xy} &= \epsilon'_{xy} \cos \gamma - \sin \varphi \sin^2 \gamma \cos \varphi (\epsilon'_{zz} - \epsilon'_{xx}), \\ \epsilon_{yx} &= -\epsilon'_{xy} \cos \gamma - \sin \varphi \cos \varphi \sin^2 \gamma (\epsilon'_{zz} - \epsilon'_{xx}), \\ \epsilon_{yy} &= \epsilon'_{xx} + \cos^2 \varphi \sin^2 \gamma (\epsilon'_{zz} - \epsilon'_{xx}). \end{aligned} \quad (8)$$

Обратимся снова к уравнениям (1). Исключая  $E_z$ , их можно записать в форме, принятой в радиофизике:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E_x}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} (A E_x + C_1 E_y) &= 0, \\ \frac{d^2 E_y}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} (C_2 E_x + B E_y) &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

$$A = \frac{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xz}\varepsilon_{zx}}{\varepsilon_{zz}}, \quad B = \frac{\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{yz}\varepsilon_{zy}}{\varepsilon_{zz}},$$

$$C_1 = \frac{\varepsilon_{xy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xz}\varepsilon_{zy}}{\varepsilon_{zz}}, \quad C_2 = \frac{\varepsilon_{yx}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{yz}\varepsilon_{zx}}{\varepsilon_{zz}}.$$

Выражения для  $A$ ,  $B$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  можно значительно упростить, пользуясь тем обстоятельством, что в оптическом диапазоне спектра в атмосферах звезд тензор  $\hat{\varepsilon}$  мало отличается от единичного. Ограничиваясь величинами первого порядка малости, запишем

$$\varepsilon_{xx} = 1 + \Delta\varepsilon_{xx}, \quad \varepsilon_{yy} = 1 + \Delta\varepsilon_{yy}, \quad \varepsilon_{zz} = 1 + \Delta\varepsilon_{zz};$$

$$\Delta\varepsilon_{xx} \approx \Delta\varepsilon_{yy} \approx \Delta\varepsilon_{zz} \approx \varepsilon_{xy} \approx \varepsilon_{zx} \approx \varepsilon_{zy}.$$

Поэтому

$$A = \varepsilon_{xx}, \quad B = \varepsilon_{yy}, \quad C_1 = \varepsilon_{xy}, \quad C_2 = \varepsilon_{yx}. \quad (10)$$

Таким образом,

$$\begin{aligned} A &= \varepsilon'_{xx} + \sin^2 \varphi \sin^2 \gamma (\varepsilon'_{zz} - \varepsilon'_{xx}), \\ B &= \varepsilon'_{yy} + \cos^2 \varphi \sin^2 \gamma (\varepsilon'_{zz} - \varepsilon'_{xx}), \\ C_1 &= \varepsilon'_{xy} \cos \gamma + \sin \varphi \cos \varphi \sin^2 \gamma (\varepsilon'_{xx} - \varepsilon'_{zz}), \\ C_2 &= -\varepsilon'_{xy} \cos \gamma + \sin \varphi \cos \varphi \sin^2 \gamma (\varepsilon'_{xx} - \varepsilon'_{zz}). \end{aligned} \quad (11)$$

Значения элементов  $\varepsilon'_{xx}$ ,  $\varepsilon'_{xy}$ ,  $\varepsilon'_{zz}$  можно получить, применяя уравнения (9) к однородной атмосфере. В этом случае уравнения имеют решения в виде плоских однородных волн:

$$E = E_0 e^{i(\omega t - n \frac{\omega}{c} z)}. \quad (12)$$

Подставляя (12) в (9), находим

$$(A - n^2) E_x + C_1 E_y = 0, \quad C_2 E_x + (B - n^2) E_y = 0. \quad (13)$$

Отсюда

$$n_{\pm}^2 = \frac{1}{2} [A + B \pm \sqrt{(A - B)^2 + 4C_1 C_2}], \quad (14)$$

$$K_{\pm} = \left( \frac{E_y}{E_x} \right)_{\pm} = \frac{1}{2C_1} [B - A \pm \sqrt{(A - B)^2 + 4C_1 C_2}]. \quad (15)$$

Это означает, что в однородной среде решение представляется в виде линейной комбинации двух выражений типа (12). Но, поскольку колебания «плюс» и «минус», как показывает анализ (15), неортогональны, мы не имеем независимого распространения двух лучей.

Допустим, что магнитное поле настолько велико, что поглощение в каждой частоте определяется целиком одной компонентой зеемановского расщепления.

Для продольного поля  $\gamma = 0$

$$A = B = \varepsilon'_{xx}, \quad n_{\pm}^2 = \varepsilon'_{xx} \pm i \varepsilon'_{xy},$$

$$C_1 = -C_2 = \varepsilon'_{xy}, \quad k_{\pm} = \pm i.$$

В выбранной системе координат знак «плюс» соответствует право-, а знак «минус» — левополяризованному излучению. Обозначая лево- и право-поляризованное излучение соответственно индексами 1 и 2, находим

$$n_{\pm} = 1 - i \frac{c}{2\omega} s_{2,1}, \quad (16)$$

$$s_{1,2} = (k + im)_{1,2}. \quad (17)$$

Поэтому

$$\epsilon'_{xx} = 1 - i \frac{c}{2\omega} (s_1 + s_2), \quad \epsilon'_{xy} = \frac{c}{2\omega} (s_1 - s_2). \quad (18)$$

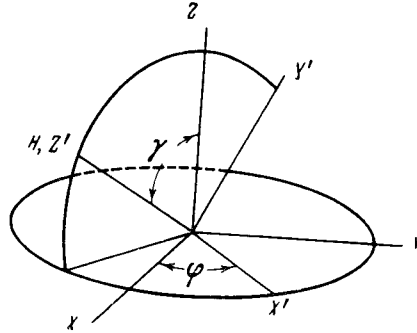
Для поперечного поля аналогично получаем

$$A = \epsilon'_{xx} + \sin^2 \varphi (\epsilon'_{zz} - \epsilon'_{xx}), \quad c_1 = c_2 - \sin \varphi \cos \varphi (\epsilon'_{zz} - \epsilon'_{xx}),$$

$$B = \epsilon'_{xx} + \cos^2 \varphi (\epsilon'_{zz} - \epsilon'_{xx}), \quad n_{\pm}^2 = \epsilon'_{zz}, \quad K_{\pm} = -\operatorname{ctg} \varphi.$$

Рассмотрение фиг. 1 показывает, что колебания (+) соответствуют  $\pi$ -компоненте. Итак,

$$n_{+}^2 = \epsilon'_{zz} = 1 - i \frac{c}{\omega} s_0. \quad (19)$$



Фиг. 1. Расположение вектора напряженности магнитного поля относительно системы координат  $x, y, z$ .

Перепишем (11), учитывая (18), (19):

$$\begin{aligned} A &= 1 - \frac{ic}{2\omega} (s_1 + s_2) - \frac{ic}{2\omega} \sin^2 \varphi \sin^2 \gamma (2s_0 - s_1 - s_2), \\ B &= 1 - \frac{ic}{2\omega} (s_1 + s_2) - \frac{ic}{2\omega} \cos^2 \varphi \sin^2 \gamma (2s_0 - s_1 - s_2), \\ C_1 &= \frac{c}{2\omega} \cos \gamma (s_1 - s_2) + \frac{ic}{4\omega} \sin 2\varphi \sin^2 \gamma (2s_0 - s_1 - s_2); \\ C_2 &= -\frac{c}{2\omega} \cos \gamma (s_1 - s_2) + \frac{ic}{4\omega} \sin 2\varphi \sin^2 \gamma (2s_0 - s_1 - s_2). \end{aligned} \quad (20)$$

Выясним теперь смысл введенных в (17) коэффициентов  $k$  и  $m$ . Согласно (12) интенсивность пропорциональна:

$$I = EE^* \approx e^{-\frac{1}{2}(s+s^*)z} = e^{-kz}.$$

Следовательно,  $k$  — это коэффициент поглощения на единицу длины. Учитывая только доплеровское поглощение, имеем

$$k = N \frac{\sqrt{\pi} e^2 f_{ik}}{m_e c \Delta \nu_D} e^{-v^2}. \quad (21)$$

Здесь  $\nu = \Delta\lambda/\Delta\lambda_D$ ,  $N$  — число поглощающих атомов на единицу объема. Известное соотношение между мнимой и вещественной частью атомного коэффициента преломления [2] дает

$$m = -\frac{2k}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\nu} e^{t^2} dt. \quad (22)$$

## 2. Приближение геометрической оптики

Запишем формулы (20) в виде

$$A = 1 - i\frac{2c}{\omega} a, \quad B = 1 - i\frac{2c}{\omega} b, \quad C_1 = -i\frac{2c}{\omega} c_1, \quad C_2 = -i\frac{2c}{\omega} c_2,$$

где

$$\begin{aligned} a &= \frac{1}{4} [s_1 + s_2 + \sin^2 \varphi \sin^2 \gamma (2s_0 - s_1 - s_2)], \\ b &= \frac{1}{4} [s_1 + s_2 + \cos^2 \varphi \sin^2 \gamma (2s_0 - s_1 - s_2)], \\ c_1 &= \frac{1}{4} [i(s_1 - s_2) \cos \gamma - \sin \varphi \cos \varphi \sin^2 \gamma (2s_0 - s_1 - s_2)], \\ c_2 &= \frac{1}{4} [i(s_2 - s_1) \cos \gamma - \sin \varphi \cos \varphi \sin^2 \gamma (2s_0 - s_1 - s_2)]. \end{aligned} \quad (23)$$

Тогда уравнения (9) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E_x}{dz^2} + \left( \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\omega}{c} 2ia \right) E_x - \frac{\omega}{c} 2ic_1 E_y &= 0, \\ \frac{d^2 E_y}{dz^2} + \left( \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\omega}{c} 2ib \right) E_y - \frac{\omega}{c} 2ic_2 E_x &= 0. \end{aligned} \quad (24)$$

Будем искать решение в виде ряда по степеням  $c/\omega$ :

$$E = \left( E^{(0)} + \frac{c}{\omega} E^{(1)} + \frac{c^2}{\omega^2} E^{(2)} \right) e^{-i\frac{\omega}{c} z}. \quad (25)$$

Подставляя (25) в (24) и приравнявая члены одинаковых порядков относительно  $c/\omega$ , для  $E^{(0)}$  получаем

$$\frac{dE_x}{dz^2} + aE_x + c_1 E_y = 0, \quad \frac{dE_y}{dz^2} + c_2 E_x + bE_y = 0. \quad (26)$$

В дальнейшем мы ограничимся первым членом в разложении (25) и индекс (0) будем опускать. Можно показать, что  $c/\omega E^{(1)} \ll E^{(0)}$ . В (26) коэффициенты  $a$ ,  $b$ ,  $c_1$ ,  $c_2$  зависят от  $z$  вследствие изменения  $\Delta\lambda_D$ ,  $N$ ,  $H$  с глубиной.

В однородной атмосфере (26) имеет решение  $E = E_0 e^{-\frac{1}{2}sz}$ ,

$$s_{\pm} = a + b \pm \sqrt{(a-b)^2 + 4c_1 c_2}, \quad (27)$$

$$K_{\pm} = \left( \frac{E_y}{E_x} \right)_{\pm} = \frac{1}{2c_1} (b - a \pm \sqrt{(a-b)^2 + 4c_1 c_2}). \quad (28)$$

Подставляя (23) в (27), получаем

$$\begin{aligned} s_{\pm} &= \frac{1}{2} \left\{ s_1 + s_2 + \frac{\sin^2 \gamma}{2} (2s_0 - s_1 - s_2) \pm \right. \\ &\left. \pm \sqrt{\frac{\sin^4 \gamma}{4} (2s_0 - s_1 - s_2)^2 + (s_1 - s_2) \cos^2 \gamma} \right\}. \end{aligned} \quad (29)$$

### 3. Уравнения переноса излучения с учетом только истинного поглощения

Введем параметры Стокса в системе координат  $x, y$  следующими соотношениями:

$$I_1 = \overline{E_x E_x^*}, \quad I'_1 = \overline{E_y E_y^*}, \quad V = -\sqrt{2} \operatorname{Im} \overline{E_x E_y^*}, \quad U = \sqrt{2} \operatorname{Re} \overline{E_x E_y^*}. \quad (30)$$

Приращения параметров на пути  $\Delta z$  равны

$$\begin{aligned} \Delta I_1 &= 2 \operatorname{Re} \overline{E_x \Delta E_x^*}, & \Delta V &= -\sqrt{2} \operatorname{Im} (\overline{E_x \Delta E_y^*} + \overline{E_y \Delta E_x^*}), \\ \Delta I'_1 &= 2 \operatorname{Re} \overline{E_y \Delta E_y^*}, & \Delta U &= \sqrt{2} \operatorname{Re} (\overline{E_x \Delta E_y^*} + \overline{E_y \Delta E_x^*}). \end{aligned} \quad (31)$$

Согласно (26) имеем

$$\Delta E_x = -(aE_x + c_1 E_y) \Delta z, \quad \Delta E_y = -(c_2 E_x + bE_y) \Delta z. \quad (32)$$

Выражения (31) с помощью (32), (30) дают

$$\Delta \mathbf{I} = -\hat{\alpha} \mathbf{I} \Delta z, \quad (33)$$

где

$$\hat{\alpha} = \begin{vmatrix} 2 \operatorname{Re} a & 0 & -\sqrt{2} \operatorname{Im} c_1 & \sqrt{2} \operatorname{Re} c_1 \\ 0 & 2 \operatorname{Re} b & \sqrt{2} \operatorname{Im} c_2 & \sqrt{2} \operatorname{Re} c_2 \\ \sqrt{2} \operatorname{Im} c_2 & -\sqrt{2} \operatorname{Im} c_1 & \operatorname{Re} (a + b) & \operatorname{Im} (b - a) \\ \sqrt{2} \operatorname{Re} c_2 & \sqrt{2} \operatorname{Re} c_1 & -\operatorname{Im} (b - a) & \operatorname{Re} (a + b) \end{vmatrix} \quad (34)$$

Выпишем элементы (34):

$$\begin{aligned} 2 \operatorname{Re} a &= \frac{1}{2} [k_1 + k_2 + \sin^2 \varphi \sin^2 \gamma (2k_0 - k_1 - k_2)], \\ 2 \operatorname{Re} b &= \frac{1}{2} [k_1 + k_2 + \cos^2 \varphi \sin^2 \gamma (2k_0 - k_1 - k_2)], \\ \sqrt{2} \operatorname{Im} c_1 &= \frac{\sqrt{2}}{4} [(k_1 - k_2) \cos \gamma - \sin \varphi \cos \varphi \sin^2 \gamma (2m_0 - m_1 - m_2)], \\ \sqrt{2} \operatorname{Re} c_1 &= \frac{\sqrt{2}}{4} [(m_2 - m_1) \cos \gamma - \sin \varphi \cos \varphi \sin^2 \gamma (2k_0 - k_1 - k_2)], \\ \sqrt{2} \operatorname{Im} c_2 &= \frac{\sqrt{2}}{4} [(k_2 - k_1) \cos \gamma - \sin \varphi \cos \varphi \sin^2 \gamma (2m_0 - m_1 - m_2)], \\ \sqrt{2} \operatorname{Re} c_2 &= \frac{\sqrt{2}}{4} [(m_1 - m_2) \cos \gamma - \sin \varphi \cos \varphi \sin^2 \gamma (2k_0 - k_1 - k_2)], \\ \operatorname{Re} (a + b) &= \frac{1}{2} [k_1 + k_2 + \frac{1}{2} \sin^2 \gamma (2k_0 - k_1 - k_2)], \\ \operatorname{Im} (b - a) &= \frac{1}{4} \cos 2\varphi \sin^2 \gamma (2m_0 - m_1 - m_2). \end{aligned} \quad (35)$$

Полагая  $\varphi = 90^\circ$ , мы получаем случай постоянного по азимуту магнитного поля, причем проекция  $\mathbf{H}$  на плоскость  $x, y$  совпадает с осью  $x$ .

Уравнение переноса излучения с учетом только истинного поглощения находим, добавляя к (33) вектор-параметр  $\varepsilon$ , соответствующий излучению:

$$\Delta \mathbf{I} = (-\hat{\alpha} \mathbf{I} + \varepsilon) \Delta z. \quad (36)$$

$\varepsilon$  находим из условия, что при больших  $\tau$  предполагается термодинамическое равновесие; поэтому

$$\Delta \mathbf{I} = 0, \quad \begin{vmatrix} I_1 \\ I'_1 \\ V \\ U \end{vmatrix} = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} B(T) = \mathbf{B}(T) \frac{1}{2}.$$



Окончательно, учитывая непрерывное поглощение и переходя к оптической глубине в  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ , находим

$$\cos \theta \frac{d\mathbf{I}}{d\tau} = \left( \frac{\hat{\kappa}_\lambda}{\kappa_{5000 \text{ \AA}}} + \hat{\alpha} \right) \left( \mathbf{I} - \frac{1}{2} \mathbf{B}(T) \right). \quad (37)$$

Здесь  $\kappa_\lambda$  — коэффициент поглощения в непрерывном спектре в длине волны  $\lambda$ . В уравнении (37) мы перешли к наклонному распространению луча, вводя угол  $\theta$  луча с нормалью к атмосфере. Матрица  $\hat{\kappa}_\lambda/\kappa_{5000 \text{ \AA}}$  диагональна с элементами, равными  $\kappa_\lambda/\kappa_{5000 \text{ \AA}}$ .

#### 4. Уравнения переноса с учетом рассеяния в линии

Для дальнейшего изложения потребуется преобразование параметров Стокса при повороте осей  $x, y$  (см. фиг. 2).

Пользуясь определением (30), нетрудно получить

$$\begin{aligned} I &= \hat{L}(\varphi) I', \quad I' = \hat{L}(-\varphi) I, \\ \hat{L}(\varphi) &= \begin{vmatrix} \sin^2 \varphi & \cos^2 \varphi & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\varphi \\ \cos^2 \varphi & \sin^2 \varphi & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\varphi \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\varphi & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\varphi & 0 & -\cos 2\varphi \end{vmatrix}. \end{aligned} \quad (38) \quad (39)$$

На поглощающий атом падает со всех сторон излучение, вообще говоря поляризованное, неизотропное и зависящее от частоты внутри линии. В результате получается какое-то сложное распределение атомов по состояниям верхнего уровня. Однако вследствие соударений с ионами и электронами это распределение нарушается. Сделаем предположение, что результирующее распределение незначительно отличается от распределения, вызываемого неполяризованным, изотропным, не зависящим от частоты внутри линии излучением. Назовем такое рассеяние квантов полностью некогерентным. Конечно, такое рассмотрение перераспределения состояний является неполным, но оно позволяет сформулировать уравнения переноса, а затем и решить их.

Характер поляризации переизлученных квантов при приведенном предположении довольно прост и не отличается от излучения атома с нерасщепленным верхним уровнем. Разумеется, что под коэффициентами  $k_1, k_2, k_0$  надо понимать суммы соответствующих величин в данной частоте.

Матрица рассеяния  $\hat{S}_1$ , для линии с  $j_B = 0$  получена ранее [3]. Определяя соотношение между параметрами Стокса, падающего  $\mathbf{I}_0$  и рассеянного  $\mathbf{I}_{\text{pc}}$  излучений соотношением

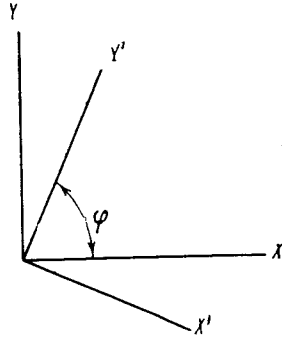
$$\mathbf{I}_{\text{pc}} = A \hat{S}_1(\gamma, \gamma') \mathbf{I}_0, \quad (40)$$

имеем

$$\hat{S}_1(\gamma, \gamma') = \hat{\beta}_1(\gamma) \tilde{\beta}_1(\gamma'), \quad (41)$$

где

$$\hat{\beta}_1(\gamma) = \begin{vmatrix} (2k_0 - k_1 - k_2) \sin^2 \gamma + k_1 + k_2 & 0 & 0 & 0 \\ k_1 + k_2 & 0 & 0 & 0 \\ \sqrt{2}(k_2 - k_1) \cos \gamma & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}. \quad (42)$$



Фиг. 2. Относительное расположение систем координат

Матрица (42) выведена в предположении, что ось  $x$  совпадает с проекцией  $H$  на волновую поверхность. Рассматривая фиг. 1 и 2, мы видим, что ось  $x$  для (42) совпадает с осью  $x'$  фиг. 2. Переходя к системе  $x, y$  фиг. 2, имеем

$$\hat{\beta}(\gamma, \varphi) = \hat{L}(\varphi) \hat{\beta}_1(\gamma).$$

Матрица рассеяния в системе  $x, y$  будет записываться

$$\hat{S}(\gamma, \varphi; \gamma', \varphi') = \hat{\beta}(\gamma, \varphi) \tilde{\beta}(\gamma', \varphi'), \quad (43)$$

$$\hat{\beta}(\gamma, \varphi) = \begin{pmatrix} k_1 + k_2 + \sin^2 \varphi \sin^2 \gamma (2k_0 - k_1 - k_2) & 0 & 0 & 0 \\ k_1 + k_2 + \cos^2 \varphi \sin^2 \gamma (2k_0 - k_1 - k_2) & 0 & 0 & 0 \\ \sqrt{2} \cos \gamma (k_2 - k_1) & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\varphi \sin^2 \gamma (2k_0 - k_1 - k_2) & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (44)$$

Множитель пропорциональности находим из условия, чтобы поглощение в некотором телесном угле излучения равнялось по интенсивности рассеянному проинтегрированному по всем направлениям и частотам

$$A \int_0^\infty dv' \int_{4\pi} [ \{ S_{11}(\gamma', \varphi'; \gamma, \varphi) + S_{21}(\gamma', \varphi'; \gamma, \varphi) \} I_1(\gamma, \varphi) + \{ S_{12}(\gamma', \varphi'; \gamma; \varphi) + S_{22}(\gamma', \varphi'; \gamma, \varphi) \} I_1'(\gamma, \varphi') ] d\omega' = [ (\alpha_{11} + \alpha_{21}) I_1(\gamma, \varphi) + (\alpha_{12} + \alpha_{22}) I_1'(\gamma, \varphi') ];$$

Отсюда находим

$$A = \frac{3}{32\pi} \left[ \int_0^\infty \{ k_1(v') + k_2(v') + k_0(v') \} dv' \right]^{-1}. \quad (45)$$

Итак, рассеянное излучение записывается

$$\mathbf{I}_{\text{рс}} = A \hat{\beta}(\gamma, \varphi, \nu) \int_0^\infty dv' \int_{4\pi} \tilde{\beta}(\gamma', \varphi', \nu') \mathbf{I}(\gamma', \nu', \varphi') d\omega'. \quad (46)$$

Уравнение переноса с учетом некогерентного рассеяния можно записать

$$\cos \theta \frac{d}{dt} \mathbf{I} = \left( \frac{\hat{\chi}_\lambda}{\kappa_{5000 \text{ \AA}}} + \hat{\alpha} \right) \mathbf{I} - (1 - \varepsilon) A \hat{\beta}(\theta, \varphi) \int_0^\infty \tilde{\beta}(\theta, \varphi') \mathbf{I}' d\omega' dv' - \left( \frac{\hat{\chi}_\lambda}{\kappa_{5000 \text{ \AA}}} + \varepsilon \hat{\alpha} \right) \frac{1}{2} \mathbf{B}(T). \quad (47)$$

Другой крайний случай учета рассеяния в линии — чисто когерентное по частоте переизлучение. Уравнение переноса имеет тот же вид, что и (47). Однако матрицу  $\hat{\beta}$  надо взять из [3], и тогда в уравнении не будет интегрирования по частотам.

## 5. Обсуждение результатов вычислений

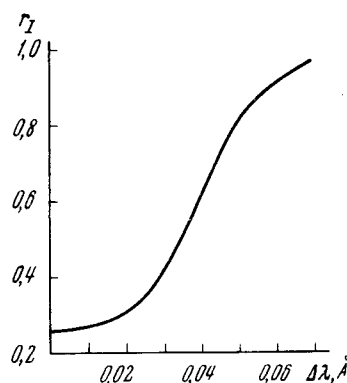
Был проведен некоторый ограниченный объем вычислений. Рассчитывался контур линий  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I в предположении только истинного поглощения. Напряженность магнитного поля полагалась равной 0 и 1000 *гс*. В качестве модели атмосферы была принята Утрехтская модель [4]. Рассчитаны следующие четыре варианта.

а) Однородная атмосфера с постоянным магнитным полем. Значения параметров были взяты из модели при  $\tau_0 = 0,15$ . Коэффициент  $\beta$  линейного разложения функции Планка  $B(T) = B_0(1 + \beta\tau)$  принят равным 2. Угол  $\phi$  принят равным  $90^\circ$ , при этом проекция магнитного поля на волновую поверхность совпадает с осью  $x$ . Угол  $\gamma$  принят равным  $55^\circ$ . Это промежуточное значение угла  $\gamma$  выбрано с тем, чтобы сказались влияние аномальной дисперсии.

б) Утрехтская модель фотосферы с постоянным магнитным полем. Значения углов  $\phi$  и  $\gamma$  те же, что и в случае «а».

в) Утрехтская модель. Магнитное поле переменное по направлению: угол  $\phi$  меняется по закону  $\phi = 0,923 - 0,341 \ln \tau$ ; это соответствует приблизительно линейному изменению с геометрической глубиной. Угол  $\gamma$  принят равным  $55^\circ$ .

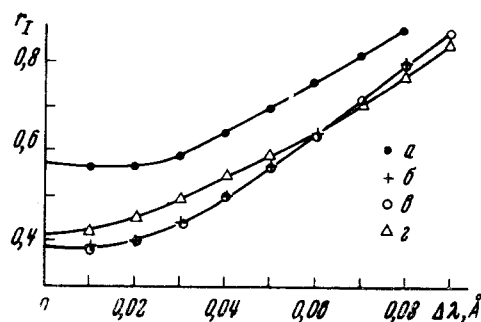
г) Утрехтская модель. Магнитное поле переменное по направлению: угол  $\gamma'$  меняется по закону  $\gamma' = 1,534 - 0,341 \ln \tau$ . Угол  $\phi$  принят равным  $90^\circ$ .



Фиг. 3. Остаточная интенсивность в линии  $5250 \text{ \AA}$  (утрехтская модель атмосферы)

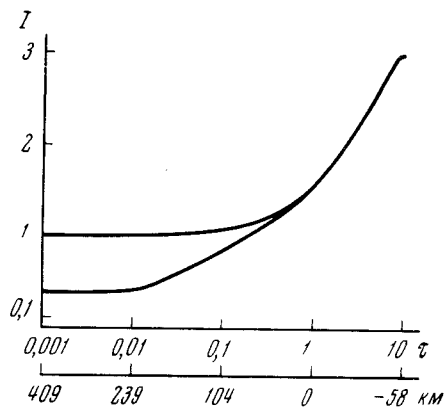
Фиг. 4. Остаточная интенсивность в линии

а — однородная модель; б — утрехтская модель атмосферы, магнитное поле постоянно; в — утрехтская модель атмосферы, магнитное поле переменное по азимуту; г — утрехтская модель, магнитное поле переменное по углу  $\gamma$



Из рассмотрения фиг. 3 можно сделать следующий вывод. В случае неоднородной модели линии получаются значительно глубже, чем для однородной атмосферы. Видимо, это объясняется способом приведения к непрерывному спектру. В разложении  $B(T) = B_0(1 + \beta\tau)$  для однородной атмосферы  $B_0$  принимается одинаковым для линии и непрерывного спектра. Правильнее для непрерывного спектра было бы взять эту величину несколько большей, так как он образуется глубже. Однако в этом случае нарушилась бы нормировка в крыле линии — крыло оказалось бы в излучении.

Сравнивая эквивалентные ширины для случая неоднородной атмосферы (фиг. 4, 3), получим, что при наличии магнитного поля эквивалентная ширина увеличивается приблизительно на 30%. Видимо, это объясняется тем, что при наличии магнитного поля линия образуется эффективно в более высоких слоях фотосферы. Для однородной атмосферы магнитное



Фиг. 5. Изменение интенсивности выходящего излучения с глубиной  
Верхняя кривая относится к непрерывному спектру, нижняя рассчитана для модели г,  $\Delta\lambda = 0$

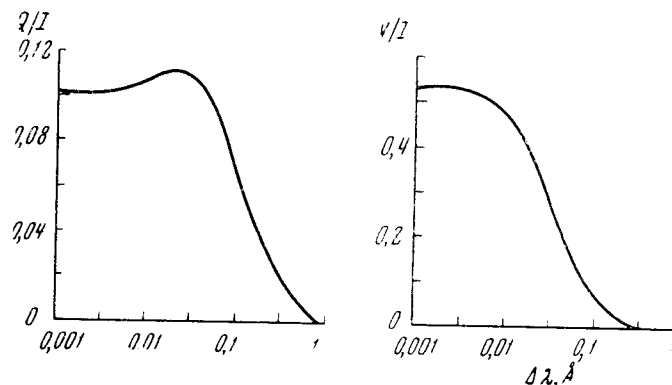
усиление такого типа будет отсутствовать, поскольку параметры атмосферы выбираются одинаковыми для всех частот.

На фиг. 5—6 показано изменение параметров Стокса в крыле линии ( $\Delta\lambda = 0,07 \text{ \AA}$ ) с глубиной. Интегрирование велось по способу Рунге — Куна начиная с глубины  $\tau = 10$ . На фиг. 5 видно, что область образования интенсивности линии соответствует  $0,01 < \tau < 1,0$ . На фиг. 6 видно, что поляризационные характеристики формируются в диапазоне  $0,01 < \tau < 0,1$ .

Оценим глубину образования линий в некоторой частоте соотношением

$$B(\bar{\tau}) = I(\nu).$$

Тогда для  $\Delta\lambda = 0,07$  получим  $\bar{\tau} = 0,43$ , для  $\Delta\lambda = \infty$   $\bar{\tau} = 0,8$ . Таким образом, интенсивность в линии определяется условиями в более глубоких слоях, чем поляризация.



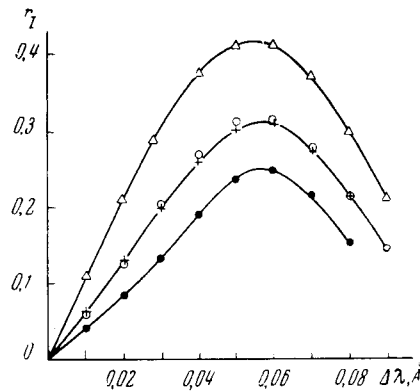
Фиг. 6. Изменение относительных параметров Стокса с глубиной  
Модель г,  $\Delta\lambda = 0,07$

Этот вывод качественно подтверждает рассмотрение фиг. 7. Если считать, что линия в  $\Delta\lambda = 0,07 \text{ \AA}$  образуется на глубине  $\tau = 0,4$ , то непонятно, почему параметр  $V$  для случая «г» больше, чем для «б» или «в»: ведь поле на глубине 0,4 для модели «г» имеет большую поперечную составляющую, чем для модели «б» и «в». Все объясняется, если считать средней глубиной образования параметра  $V$  величину  $\tau = 0,05$ . На этой глубине поле в модели «г» имеет большую продольную составляющую, чем для моделей «б» и «в».

На фиг. 8 нанесены углы  $\alpha$  между плоскостью преимущественных колебаний и осью  $x$ . Углы  $\alpha$  определяются из соотношений

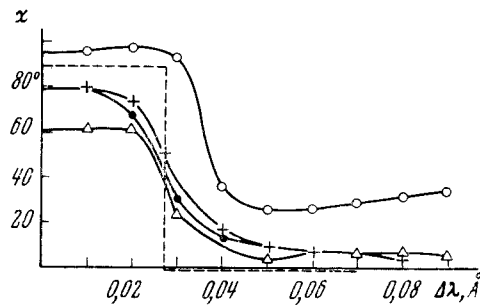
$$\operatorname{tg} 2\alpha = \sqrt{2} \frac{u}{Q}, \quad \frac{Q}{\cos 2\alpha} > 0.$$

Фиг. 7. Изменение параметра Стокса  $V$  в выходящем излучении с частотой внутри линии  
Обозначения те же, что на фиг. 4



Фиг. 8. Углы наклона плоскости преимущественных колебаний с осью  $X$ . Показана их зависимость от частоты внутри линии

Обозначения те же, что на фиг. 4



Пунктирной линией для моделей «а», «б», «г» показано положение плоскости преимущественных колебаний с частотой, если исключить в уравнениях переноса члены, соответствующие аномальной дисперсии. Ход углов  $\alpha$  в крыле линии для модели «в» согласуется с предположением, что поляризационные характеристики образуются при  $\tau = 0,05$ .

А. Б. Северный [5] обнаружил в ряде случаев большие скачки положения плоскости поляризации в крыле, достигающие  $90^\circ$ . Развита здесь теория не может их объяснить, если не предположить более резких скачков положения магнитного поля в самых поверхностных слоях. А может быть, придется предположить, что в некоторых слоях излучается чисто поляризованное излучение.

В заключение нужно сделать вывод о необходимости дополнительного исследования эффектов магнитного усиления линий в неоднородной атмосфере и глубин образования поляризационных характеристик.

Автор выражает глубокую благодарность А. Б. Северному за ценное обсуждение настоящей работы.

Декабрь 1967 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. В. Л. Г и н з б у р г. Распространение электромагнитных волн в плазме. Физматгиз, 1960.
2. М. Б о р н. Оптика. Гостехиздат, 1940.
3. Д. Н. Р а ч к о в с к и й. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 34, 3.
4. I. R. W. H e i n t z e, H. H u b e n e t, C. D e J a g e r. Bull. Astron. Netherl., 1964, 17, 442.
5. А. Б. С е в е р н ы й. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 31, 126.

О ЖЕСТКОМ РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ СОЛНЕЧНОЙ  
ВСПЫШКИ 28 сентября 1961 г.

С. И. Гопасыук, Н. Н. Ерушев, Ю. И. Нешпор

Рассмотрены временные изменения плотности потока тормозного излучения нерелятивистских электронов со степенным дифференциальным спектром. Полученные результаты сопоставляются с данными о жестком рентгеновском излучении солнечной вспышки 28 сентября 1961 г. Показано, что нельзя объяснить наблюдаемый спад рентгеновских всплесков в различных интервалах энергий только ионизационными потерями. Весь временной ход можно объяснить, предполагая, что магнитное поле, содержащее нерелятивистские электроны и плазму, сначала сжимается, затем расширяется. Ионизационные потери при этом малы. Определены параметры излучающей области и дифференциального спектра электронов. Найденные параметры хорошо описывают радиовсплеск на волне 3,2 см (в предположении синхротронной природы излучения) во время этой вспышки.

ABOUT HARD X RAY EMISSION OF THE SOLAR FLARE ON SEPTEMBER 28 1961. by S. I. Gopasyuk, N. N. Erusher, Y. I. Neshpor. — The time changes of the flux density of bremsstrahlung emission of non-relativistic electrons with the power law differential energy spectrum are considered. The obtained results are compared with the data of X-ray bursts of the solar flare on September 28, 1961. It is shown that it is not possible to explain the observed decay phases of hard X-ray bursts in the different energy regions only by ionization losses in the plasma. The rapid rise and decay of these bursts can be explained assuming that non-relativistic electrons and plasma are penetrated by the magnetic field compressing at first and then expanding. In this case the collision loss in the plasma is small. The parameters of emission region and the power law differential energy spectrum have been determined. The obtained parameters explain quite well the radio burst of this solar flare at  $\lambda = 3.2$  cm supposing that it is a synchrotron emission.

В продолжение [1] здесь нами рассмотрено тормозное излучение нерелятивистских электронов со степенным энергетическим спектром. При этом предполагается, что нарастающей фазе рентгеновских всплесков соответствует сжатие, а спадающей — расширение излучающей области.

## 1. Вводные замечания

Для понимания природы жесткой рентгеновской радиации солнечных вспышек ( $\epsilon \geq 20$  кэв) необходимы прежде всего данные о плотности потока в широкой области спектра. Наиболее полные сведения о спектральном распределении плотности потока получены во время вспышки 28.IX 1961 г. В этом случае измерения жесткого излучения проводились одновременно в трех интервалах энергий:  $\epsilon \geq 20$  кэв,  $\epsilon \geq 50$  кэв и  $\epsilon \geq 150$  кэв [2, 3]. Для рассматриваемого рентгеновского всплеска (см. фиг. 5) характерны следующие особенности. Во-первых, крутизна спектрального распределения плотности потока практически не изменяется со временем [2]. Во-вторых, спад плотности потока после максимума всплеска до уровня 0,5 происходит почти одновременно для всех участков спектра.

Обычно принимается, что спад рентгеновских всплесков обусловлен

ионизационными потерями излучающих электронов. Однако для вспышки 28.IX1961 г. такое объяснение, как нам кажется, вряд ли полностью приемлемо. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

Пусть мы имеем первоначальный дифференциальный энергетический спектр нерелятивистских электронов с энергиями в интервале  $E_0, E_0 + dE_0$  (в единице объема)

$$N(E_0)dE_0 = K_0 E_0^{-\gamma} dE_0. \quad (1)$$

Полагая, что электроны из области излучения не уходят и плотность «холодной» плазмы  $n_0$  со временем не изменяется, рассмотрим изменение тормозного излучения только за счет ионизационных потерь. Для этого запишем выражение ионизационных потерь отдельного электрона [4]

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_i = \frac{\pi e^4}{mc} n_0 L \sqrt{2mc^2} \frac{1}{E^{1/2}}, \quad (2)$$

где  $L \approx 25$ . Из (2) следует, что

$$E(t) = \left[ E_0^{3/2} + \frac{3\pi e^4}{2mc} n_0 L \sqrt{2mc^2} t \right]^{2/3}. \quad (3)$$

Вследствие ионизационных потерь электроны с энергией  $E_0$  в интервале от  $E_0$  до  $E_0 + dE_0$  примут новое значение энергии  $E$  и перейдут в интервал от  $E$  до  $E + dE$ . Тогда

$$N(E)dE = N(E_0) \left( \frac{dE_0}{dE} \right) dE. \quad (4)$$

Используя (1), (3) и (4), получим преобразованный дифференциальный энергетический спектр электронов

$$N(E)dE = K_0 \left[ E^{3/2} + \frac{3\pi e^4}{2mc} n_0 L \sqrt{2mc^2} t \right]^{-\frac{2\gamma+1}{3}} E^{1/2} dE. \quad (5)$$

Для определения плотности потока тормозного излучения нерелятивистских электронов воспользуемся выражением для распределения интенсивности [5]

$$dW = \frac{8}{3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{mc^2}{137} \frac{1}{E} \ln \frac{(V\bar{E} + \sqrt{E - \epsilon})^2}{\epsilon} d\epsilon, \quad (6)$$

где  $\epsilon$  — энергия излучаемого кванта.

Умножим (6) на (5) и на  $n_0 \sqrt{\frac{2E}{m}}$  и результат проинтегрируем по энергиям электронов от  $E = \epsilon$  до  $\infty$ . После интегрирования с использованием второй теоремы о среднем выражение для энергии  $dW$ , излучаемой единицей объема в единицу времени в интервале  $d\epsilon$ , принимает вид

$$dW = K_0 B \left( 1 + \frac{M_1(t)}{\epsilon^{3/2}} \right)^{-\frac{2\gamma+1}{3}} \epsilon^{-\frac{2\gamma-1}{2}} d\epsilon. \quad (7)$$

Поскольку измерения рентгеновского излучения проводились практически в интегральном спектре, то проинтегрируем (7) по  $\epsilon$  в пределах от  $\epsilon$  до  $\infty$ . Затем, умножив результат на  $Q/4\pi R_\odot^2$  ( $Q$  — объем излучающей области,  $R_\odot$  — расстояние от Земли до Солнца), получим выражение для плотности потока

$$S(\epsilon, t) = \frac{K_0 Q B}{(2\gamma-3) 2\pi R_\odot^2} \left( 1 + \frac{M_1(t)}{\epsilon^{3/2}} \right)^{-\frac{2\gamma-3}{3}} \epsilon^{-\left(\gamma-\frac{3}{2}\right)} {}_2F_1 \left( -\frac{1}{3}; \frac{2\gamma-3}{3}; \frac{2\gamma}{3}; \frac{M_1}{\epsilon^{3/2} + M_1} \right), \quad (8)$$

где  ${}_2F_1$  — гипергеометрический ряд с абсолютной сходимостью в единичном круге,

$$B = \frac{16}{3} \frac{mc^2}{137} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \sqrt{\frac{2}{m}} n_0, \quad (9)$$

$$M_1(t) = \frac{3\pi e^4}{2mc} n_0 L \sqrt{2mc^2} t. \quad (10)$$

Используя (8), легко можно получить соотношение, связывающее длительности спада плотности потока после максимума до одних и тех же уровней для двух различных энергий излучаемых квантов  $\varepsilon$ ,

$$t = t_0 \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)^{3/2}, \quad (11)$$

где  $t_0$  зависит от параметров  $\gamma$  и  $n_0$ .

Для всплеска 28.IX1961 г. время спада плотности потока до уровня 0,5 составляет на  $\varepsilon \geq 20$  кэв  $t_0 = t_{0,5} \approx 30$  сек. Тогда на основании (11)  $t_{0,5} = 120$  сек для  $\varepsilon \geq 50$  кэв и  $t_{0,5} \approx 600$  сек для  $\varepsilon \geq 150$  кэв, что находится в противоречии с данными наблюдений (см. фиг. 5). Это противоречие остается и при учете изменения по глубине в излучающей области как плотности плазмы  $n_0$ , так и числа нерелятивистских электронов со спектром вида (1). Чтобы показать это, предположим, что с глубиной  $h$  в излучающей области  $n$  и  $K$  изменяются по закону

$$n = n_0 (1 + ah),$$

$$1. K = K_0 (1 + ah),$$

$$2. K = K_0,$$

$$3. K = \frac{K_0}{1 + zh}.$$

Тогда для спада плотности потока за счет ионизационных потерь из (7) можно получить выражение

$$\frac{S(\varepsilon, t)}{S_m(\varepsilon)} = \frac{\int z^j \left( 1 + \frac{zM_1(t)}{\varepsilon^{3/2}} \right)^{-\frac{2\gamma-3}{3}} dz}{\int z^j dz} \quad (j = 0, 1, 2, \dots),$$

в котором интегрирование ведется по  $h$ . Из последнего выражения следует, что если  $\gamma > 3/2$ , то спад плотности потока зависит от  $\varepsilon$ .

На основании проведенного рассмотрения мы приходим к заключению, что объяснение послемаксимального спада плотности потока жесткого рентгеновского излучения только за счет ионизационных потерь вряд ли представляется возможным.

Трудности встречаются и в случае, если считать, что в течение всей длительности рентгеновского всплеска происходит непрерывный процесс ускорения электронов. В этом случае время жизни электронов должно быть значительно меньше времени длительности всплеска. Это требует, чтобы в области генерации излучения плотность была  $n \geq 10^{11}$  см<sup>-3</sup>. Столь высокая плотность приводит практически к полному поглощению сантиметрового радиоизлучения, и тогда приходится предполагать, что оно выходит из области с более низкой плотностью (из короны).

В таком случае вряд ли наблюдалось бы детальное соответствие во временных ходах радио- и рентгеновского всплесков вспышки 28.IX1961 г. Поэтому для объяснения рентгеновских всплесков приходится предполагать существование дополнительных причин.



**§ 2. Сжатие излучающей области.  
Нарастающая фаза рентгеновских всплесков**

Здесь мы рассмотрим изменение со временем интенсивности тормозного излучения нерелятивистских электронов со степенным энергетическим спектром. Для простоты, как и в [1, 6], излучающую область уподобим цилиндрической силовой трубке с постоянной плотностью частиц по сечению. Примем, что внутри трубки имеются ускоренные нерелятивистские электроны, движущиеся поперек магнитного поля. Очевидно, что при сжатии области будет меняться как температура, так и плотность частиц «холодной» плазмы.

В результате сжатия магнитного поля в трубке будет расти также энергия излучающих электронов [4]

$$E(t) = E_0 k(t), \quad (12)$$

где [6]

$$k(t) = \frac{1}{\left(1 - \frac{v_0}{r_0} t\right)^2}. \quad (12a)$$

Чтобы получить выражение для изменения тормозного излучения со временем при сжатии, необходимо произвести преобразование энергетического спектра электронов и решить уравнение баланса вида

$$\frac{dE}{dt} = \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{пр}} + \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{пот}}, \quad (13)$$

где  $(dE/dt)_{\text{пр}}$  и  $(dE/dt)_{\text{пот}}$  — прирост и полные потери энергии электрона в единицу времени в процессе сжатия.

Так как для нерелятивистских электронов доминирующими являются ионизационные потери, то в (13)  $(dE/dt)_{\text{пот}}$  можно заменить выражением (2), где вместо  $n_0$  необходимо поставить значение  $n(t)$ .

Тогда с учетом (12)

$$F_0 = \left[ E^{3/2} + \frac{3}{4} A k^{3/2}(t) (k(t) - 1) \right]^2 \frac{1}{k(t)}, \quad (14)$$

$E_0$  — значение энергии электрона до сжатия области,

$$A = \frac{\pi e^4}{mc} \frac{r_0}{v_0} n_0 L \sqrt{2mc^2} \quad (L \approx 25).$$

Аналогично § 1 запишем выражение для преобразованного спектра электронов в результате сжатия

$$N(E) dE = K \left[ E^{3/2} + \frac{3}{4} A k^{3/2}(t) \left(1 - \frac{1}{k(t)}\right) \right]^{-\frac{2\gamma+1}{3}} k^{\gamma-1}(t) E^{1/2} dE, \quad (15)$$

а для плотности потока на орбите Земли будем иметь

$$S(\varepsilon, t) = \frac{KQB}{(2\gamma-3)2\pi R_{\oplus}^2} k^{\gamma}(t) \left(1 + \frac{M_2(t)}{\varepsilon^{3/2}}\right)^{-\frac{2\gamma-3}{3}} \varepsilon^{-\left(\gamma - \frac{3}{2}\right)} \times \\ \times {}_2F_1\left(-\frac{1}{3}; \frac{2\gamma-3}{3}; \frac{2\gamma}{3}; \frac{M_2}{\varepsilon^{3/2} + M_2}\right), \quad (16)$$

где

$$M_2(t) = \frac{3}{4} \frac{\pi e^4}{mc} \frac{r_0}{v_0} n_0 L \sqrt{2mc^2} k^{1/2}(t) [k(t) - 1].$$

Отметим, что  $KQ = \text{const}$  [6].

Перепишем (16) в единицах максимального значения:

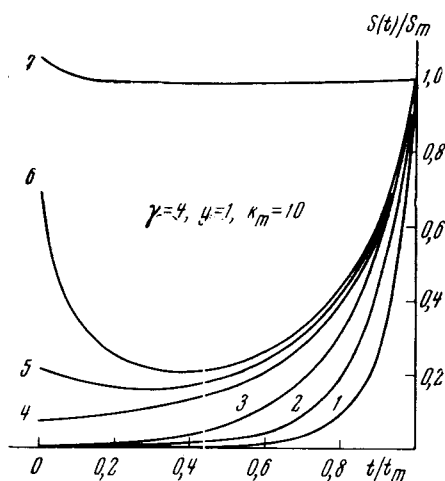
$$\frac{S(\varepsilon, t)}{S_m(\varepsilon)} = \left(\frac{k(t)}{k_m}\right)^\gamma \left[ \frac{1 + \frac{M}{y}}{1 + \frac{M}{y} \left(\frac{k(t)}{k_m}\right)^{1/2} \frac{k(t) - 1}{k_m - 1}} \right]^{\frac{2\gamma - 3}{3}}, \quad (17)$$

где

$$y = \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)^{3/2}, \quad M = \frac{3}{4} \frac{A}{\varepsilon_0^{3/2}} k_m^{1/2} (k_m - 1). \quad (18)$$

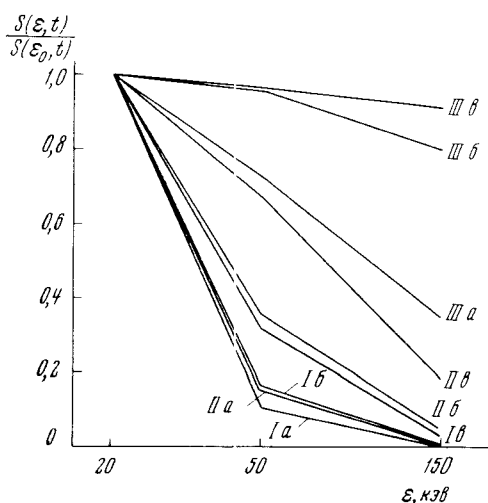
Нами были проведены расчеты  $S(\varepsilon, t)/S_m(\varepsilon)$  для энергий квантов  $\varepsilon \geq 20$ ,  $\varepsilon \geq 50$ ,  $\varepsilon \geq 100$ ,  $\varepsilon \geq 150$ ,  $\varepsilon \geq 200$ ,  $\varepsilon \geq 300$  и  $\varepsilon \geq 500$  кэВ при значениях параметров:  $\gamma = 2, 3, 4$  и  $5$ ,  $k_m = 3, 6$  и  $10$  и  $M = 0,3; 3, 10, 50, 100, 150, 200, 250, 300$  и  $500$ .

В качестве примера результаты вычислений для  $k_m = 10$ ,  $\gamma = 4$ ,  $y = 1$  представлены на фиг. 1, где по оси абсцисс отложено время в единицах всей длительности процесса сжатия излучающей области, а по оси ординат — относительное значение величины плотности потока (в единицах максимума при  $k(t) = k_m$ ).



Фиг. 1. Относительное изменение плотности потока тормозного излучения со временем при сжатии излучающей области

1 —  $M = 0,3$ ; 2 —  $M = 3$ ; 3 —  $M = 10$ ; 4 —  $M = 50$ ; 5 —  $M = 100$ ; 6 —  $M = 200$ ; 7 —  $M = 500$



Фиг. 2. Спектральное распределение плотности потока при сжатии излучающей области ( $\gamma = 4$ ,  $k_m = 10$ ,  $t_m = 150$  сек.)

I —  $M = 2$ ; II —  $M = 10$ ; III —  $M = 500$ ; а —  $t/t_m = 0,4$ ; б —  $t/t_m = 0,8$ ; в —  $t/t_m = 1$

Из расчетов следует, что крутизна кривых увеличивается с ростом параметров  $k_m$  и  $\gamma$  и с уменьшением параметра  $M$ . Изменение крутизны кривых в зависимости от  $\gamma$  носит более сложный характер.

Теперь рассмотрим изменения спектрального распределения плотности потока со временем в результате сжатия. Используя (16), мы считали отношения  $\frac{S(\varepsilon, t)}{S(\varepsilon_0, t)_{\varepsilon_0 \geq 20 \text{ кэв}}}$  для  $\varepsilon \geq 50$  и  $\varepsilon \geq 150$  кэв при  $k_m = 10$ ,  $\gamma = 4$ ,  $M = 2, 10, 500$  и  $t/t_m = 0,4; 0,8$  и  $1,0$  ( $t_m$  — длительность сжатия). Результаты представлены на фиг. 2.

На фиг. 2 видно, что при малых значениях  $M$  изменения спектра со временем незначительны. При больших значениях  $M$  эти изменения велики и в максимуме сжатия плотность потока практически не зависит от энергии квантов.

### § 3. Спадающая фаза рентгеновских всплесков

1. Спад плотности потока только за счет ионизационных потерь после прекращения сжатия. Аналогично тому, как это было проделано выше, при  $k(t) = k_m$  выражение для дифференциального спектра электронов можно записать в виде

$$N(E) dE = K \left\{ E^{3/2} + \frac{3}{4} A k_m^{1/2} \left[ (k_m - 1) + 2(k_m^{1/2} - 1) \frac{t}{t_m} \right] \right\}^{-\frac{2\gamma+1}{3}} k_m^{\gamma-1} E^{1/2} dE,$$

а для плотности потока на уровне Земли

$$S(\varepsilon, t) = \frac{KQB}{(2\gamma-3) 2\pi R_0^2} k_m^\gamma \left( 1 + \frac{M_3(t)}{\varepsilon^{3/2}} \right)^{-\frac{2\gamma-3}{3}} \varepsilon^{-(\gamma-3/2)} F_1 \left( -\frac{1}{3}; \frac{2\gamma-3}{3}; \frac{2\gamma}{3}; \frac{M_3}{\varepsilon^{3/2} + M_3} \right), \quad (19)$$

где

$$M_3(t) = \frac{3}{4} A k_m^{1/2} \left[ (k_m - 1) + 2(k_m^{1/2} - 1) \frac{t}{t_m} \right].$$

На основании (19) были вычислены значения  $t/t_m$ , соответствующие спаду плотности потока после максимума до уровня 0,5. Расчеты проводились для различных значений  $\gamma$  и  $M$  при  $k_m = 10$ ,  $\gamma = 4$ . Результаты сведены в таблицу.

$\varepsilon, \text{ кэв}$	$\left( \frac{t}{t_m} \right)_{0,5}$				
	Параметр $M$				
	0,3	2	10	100	500
20	4,62	1,61	1,18	1,09	1,08
50	11,0	3,04	1,50	1,10	1,08
150	75,0	12,0	3,28	1,29	1,11

Из таблицы видно, что при больших значениях  $M$  спад плотности потока не зависит от энергии квантов. Однако в этом случае плотность потока в максимуме сжатия мала.

2. Расширение излучающей области. Расширение излучающей области после окончания сжатия повлечет за собой уменьшение энергии

электронов [4]:

$$E = E_0 k_p(t), \quad k_p(t) < 1, \quad (20)$$

где  $k_p(t)$  — степень расширения [6].

Решение уравнения баланса для расширения с учетом (2) и (20) дает выражение для энергии электрона:

$$E = \left\{ E_0^{3/2} (k_m k_p(t))^{3/2} - \frac{3}{4} A (k_m k_p(t))^{1/2} \left[ k_p(t) (k_m - 1) + \frac{1}{X} (1 - k_p(t)) \right] \right\}^{2/3},$$

где  $X = v_p/v_0$  ( $v_0$  — скорость сжатия).

Аналогично тому, как было проделано выше, получим выражение для изменения плотности потока тормозного излучения при расширении области с учетом ионизационных потерь

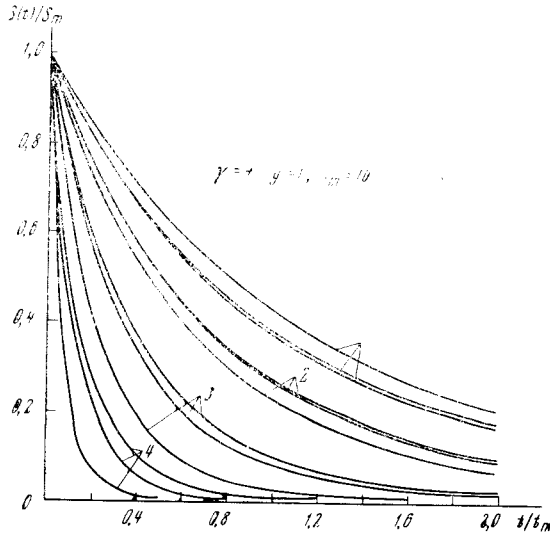
$$S(\epsilon, t) = \frac{KQB}{(2\gamma - 3)2\pi R_0^2} (k_m k_p(t))^\gamma \left( 1 + \frac{M_4(t)}{\epsilon^{3/2}} \right)^{-\frac{2\gamma-3}{3}} \epsilon^{-\left(\gamma - \frac{3}{2}\right)} \times \\ \times {}_2F_1\left(-\frac{1}{3}; \frac{2\gamma-3}{3}; \frac{2\gamma}{3}; \frac{M_4}{\epsilon^{3/2} + M_4}\right), \quad (21)$$

где

$$M_4(t) = \frac{3}{4} A (k_m k_p(t))^{1/2} \left[ k_p(t) (k_m - 1) + \frac{1}{X} (1 - k_p(t)) \right].$$

По (21) проведены вычисления величины  $S(\epsilon, t)/S_m(\epsilon)$  при различных значениях параметров  $k_m$ ,  $\gamma$ ,  $M$  и  $X$  для энергий квантов  $\epsilon \geq 20$ ,  $\epsilon \geq 50$ ,  $\epsilon \geq 100$ ,  $\epsilon \geq 150$ ,  $\epsilon \geq 200$ ,  $\epsilon \geq 300$ ,  $\epsilon \geq 500$  кэВ. В качестве примера некоторые из результатов приведены в виде графиков на фиг. 3. Из полученных данных следует, что характер изменения плотности потока главным образом определяется параметром  $X$ . При некотором значении  $X = X_0$ , которое определяется, в свою очередь, показателем спектра  $\gamma$  и энергией квантов, изменение плотности потока не зависит от параметра  $M$ .

На основании вычислений по (21) на фиг. 4 построены графики изменения плотности потока от энергии квантов, отнесенные к потоку с  $\epsilon \geq 20$  кэВ при  $k_m = 10$ ,  $\gamma = 4$ ,  $X = 0,3$  и  $M = 2, 10$  и  $500$  для  $t/t_m = 0,2; 0,6$  и  $1,0$ . На фиг. 4 видно, что на стадии расширения при больших значениях  $M$  спектр очень пологий, с уменьшением  $M$  крутизна его увеличивается. Далее с ростом  $t/t_m$  при одних и тех же значениях  $M$  крутизна спектра так-

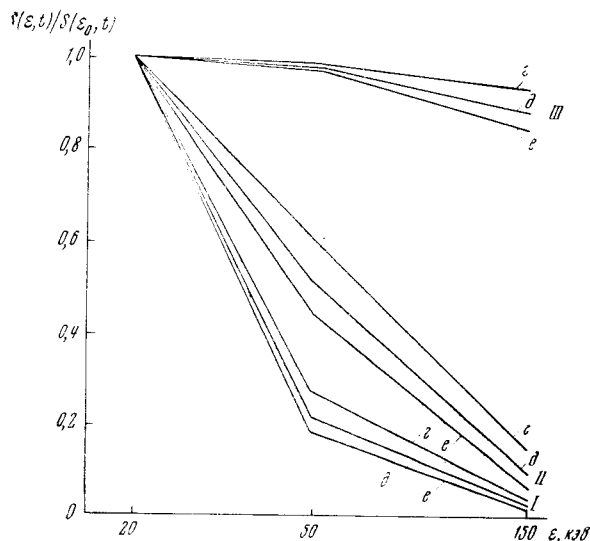


Фиг. 3. Относительное изменение плотности потока тормозного излучения со временем при расширении излучающей области

1 —  $X = 0,05$ ,  $M = 0,3$  (верхняя),  $M = 10$  (средняя),  $M = 500$  (нижняя); 2 —  $X = 0,1$ ,  $M = 0,3$  (нижняя),  $M = 10$  (средняя),  $M = 500$  (верхняя); 3 —  $X = 0,3$ ,  $M = 0,3$  (нижняя),  $M = 10$  (средняя),  $M = 500$  (верхняя); 4 —  $X = 1,0$ ,  $M = 0,3$  (нижняя),  $M = 10$  (средняя),  $M = 500$  (верхняя)

Фиг. 4. Спектральное распределение плотности потока при расширении излучающей области ( $\gamma = 4$ ,  $k_m = 10$ ,  $t_m = 150$  сек.)

I —  $M = 2$ ; II —  $M = 10$ ; III —  $M = 500$ ;  $\alpha$  —  $t/t_m = 0,2$ ,  
 $\beta$  —  $t/t_m = 0,6$ ,  $\epsilon$  —  $t/t_m = 1$



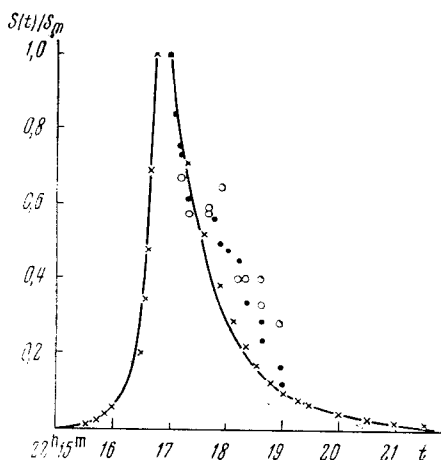
же увеличивается. И даже при изменении  $t/t_m$  в довольно широких пределах для любых  $M$  спектр изменяется незначительно.

Сравнение фиг. 2 и 4 позволяет видеть, что наименьшие изменения крутизны спектра за время сжатия и расширения области излучения имеют место при малых значениях  $M$ . Это находится в качественном согласии со спектральными измерениями рентгеновского излучения во время вспышки 28.IX1961 г.

#### § 4. Обсуждение результатов

На фиг. 5 по данным [3] для вспышки 28.IX 1961 г. приведены изменения плотности потока со временем в единицах максимума для энергий  $\epsilon \geq 20$  кэв (крестики),  $\epsilon \geq 50$  кэв (точки) и  $\epsilon \geq 150$  кэв (кружки) (для  $\epsilon \geq 50$  и  $\epsilon \geq 150$  кэв представлены только спадающие ветви всплесков).

Фиг. 5. Временной ход плотности потока рентгеновского излучения вспышки 28.IX 1961 г.



Сравнение фиг. 1, 3 и 5 показывает, что теоретически вычисленные кривые в принципе могут описать временной ход наблюдаемого всплеска. Из семейства кривых, полученных по формуле (17), выбиралась та кривая, которая наилучшим образом описывала возрастающую фазу всплеска с  $\epsilon \geq 20$  кэв. Это позволило определить значения параметров  $k_m$ ,  $M$ ,  $\gamma$  и

$t_m$ . Затем при этих же параметрах находилось значение параметра  $X$ , при котором кривая, вычисленная по формуле (24), хорошо совпадала со спадающей фазой всплеска. Найденный таким образом теоретический ход всплеска представлен сплошной линией на фиг. 5 (теоретическая кривая также хорошо описывает спадающую часть всплеска с энергиями квантов  $\varepsilon \geq 50$  кэв и  $\varepsilon \geq 150$  кэв). Этому всплеску соответствуют следующие значения параметров:  $k_m = 10$ ,  $\gamma = 4$ ,  $M = 2$ ,  $t_m = 150$  сек. и  $X = 0,3$ .

Из (12а) при  $k_m = 10$  и  $t_m = 150$  сек. находим, что  $v_0/r_0 = 4,5 \cdot 10^{-3}$  сек $^{-1}$ . Если принять начальный линейный размер области равным  $r_0 \approx 8 \cdot 10^9$  см [7], то скорость сжатия  $v_0 \approx 360$  км/сек, а скорость расширения  $v_p \approx 110$  км/сек.

По значению параметра  $M = 2,0$  на основании (18) находим начальную плотность «холодной» плазмы:  $n_0 \approx 2 \cdot 10^7$  см $^{-3}$ . Возможно, что столь низкое значение начальной плотности холодной плазмы связано с большими неоднородностями в короне.

Выражение для полного числа электронов с использованием (15) и (16) можно записать в виде

$$N_{\Pi}(t) = \frac{2\gamma - 3}{\gamma - 1} \frac{2\pi R_{\odot}^2}{B} (\varepsilon^{3/2} + M_2(t))^{-1/2} \frac{S(\varepsilon, t)}{k(t)}. \quad (22)$$

Подставив в (22) все значения параметров в максимуме сжатия и  $S_m = 7 \cdot 10^{-6}$  эрг/см $^2 \cdot$  сек для  $\varepsilon \geq 20$  кэв, будем иметь  $N_{\Pi} = 4 \cdot 10^{36}$  электронов. Величина, связанная с мощностью источника,  $KQ = 5 \cdot 10^{12}$  эрг $^3$  ( $\gamma = 4$ ).

Продолжим дифференциальный энергетический спектр с  $\gamma = 4$  в область энергий электронов, ответственных за сантиметровые радиовсплески. Тогда для объяснения наблюдаемого потока  $S_m = 1,6 \cdot 10^{-16}$  эрг/см $^2 \cdot$  сек  $\cdot$  гц в максимуме всплеска на волне  $\lambda = 3,2$  см необходима напряженность магнитного поля до сжатия (см. [6])  $H_0 \approx 60$  э. Это значение напряженности магнитного поля вполне приемлемо.

Таким образом, мы приходим к заключению, что на основании рассмотренной модели представляется возможным объяснить временной ход и спектральное распределение плотности потока жесткого рентгеновского и радиоизлучения вспышки 28.IX 1961 г.

В заключение приносим глубокую благодарность академику А. Б. Северному за детальное обсуждение работы и научному сотруднику Н. В. Годовникову за проведение расчетов на электронно-вычислительной машине.

Сентябрь 1967 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. С. И. Г о п а с ю к, Н. Н. Е р ю ш е в, Ю. И. Н е ш п о р. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 37, 109.
2. K. A. A n d e r s o n, J. R. W i n c k l e r. J. Geophys. Res., 1962, 67, N 11, 4103.
3. J. R. W i n c k l e r. AAS — NASA Symposium on the Phys. of solar flares, 1964, p. 117.
4. В. Л. Г и н з б у р г, С. И. С ы р о в а т с к и й. Происхождение космических лучей. Изд-во АН СССР, 1963.
5. В. Г а й т л е р. Квантовая теория излучения. ИЛ, 1956.
6. С. И. Г о п а с ю к, Н. Н. Е р ю ш е в, Ю. И. Н е ш п о р. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 39, 299.
7. В. В. Ж е л е з н я к о в. Радиоизлучение Солнца и планет. Изд-во «Наука», 1964.

## СТРУКТУРА ВСПЛЕСКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА ВОЛНЕ 10 см

*Ю. Ф. Юровский*

Описывается аппаратура и методика наблюдений микропульсаций потока радиоизлучения Солнца на волне 10 см с использованием большого радиотелескопа РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории. На основе обработки полученного материала наблюдений делаются следующие выводы.

1. Уменьшение интенсивности радиоизлучения может либо предшествовать, либо следовать за импульсным всплеском.

2. Сравнительно часто наблюдается экранирование радиоизлучения источника S-компоненты.

3. Событие в радиоизлучении, связанное даже с небольшой вспышкой, иногда бывает сложным и состоит из простого импульсного всплеска, послевсплескового поглощения и вторичного максимума излучения.

4. Области генерации импульсного и вторичного всплесков отличаются по своему положению на диске Солнца.

5. По изученным свойствам вторичный всплеск, происходящий даже после слабых вспышек, напоминает радиоизлучение IV типа.

STRUCTURE OF THE SOLAR RADIO BURSTS AT 10 CM WAVELENGTH, by *J. F. Jurovsky*. — The large radiotelescope RT-22 of the Crimean Astrophysical Observatory has been used for the observations of radio bursts at 10 cm wavelength. The following conclusions are made on the basis of records of 10 cm radioemission.

1. Decrease of the flux density can either precede or follow the pulse burst.

2. A screening of the radio source of the S-component is frequently observed.

3. Radio event connected even with a small flare sometimes consists of three parts: a simple pulse burst, postbursts decrease and a secondary burst.

4. Position of the regions of radio emission for the pulse bursts differs from that of the sources of secondary bursts.

5. Properties of the secondary burst occurring even after a small flare allow one to consider this burst as a kind of type IV radio emission.

Цель настоящей работы — попытка проведения наблюдений радиоизлучения Солнца на волне 10 см с повышенной точностью на большом радиотелескопе РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории с диаметром зеркала 22 м. Описывается аппаратура и методика наблюдений, с помощью которых сверхстабильный приемник был заменен устройством непрерывного контроля аппаратурных флуктуаций [1]. На основе полученного материала наблюдений исследуется взаимосвязь радиоизлучения с оптическими деталями развития вспышки.

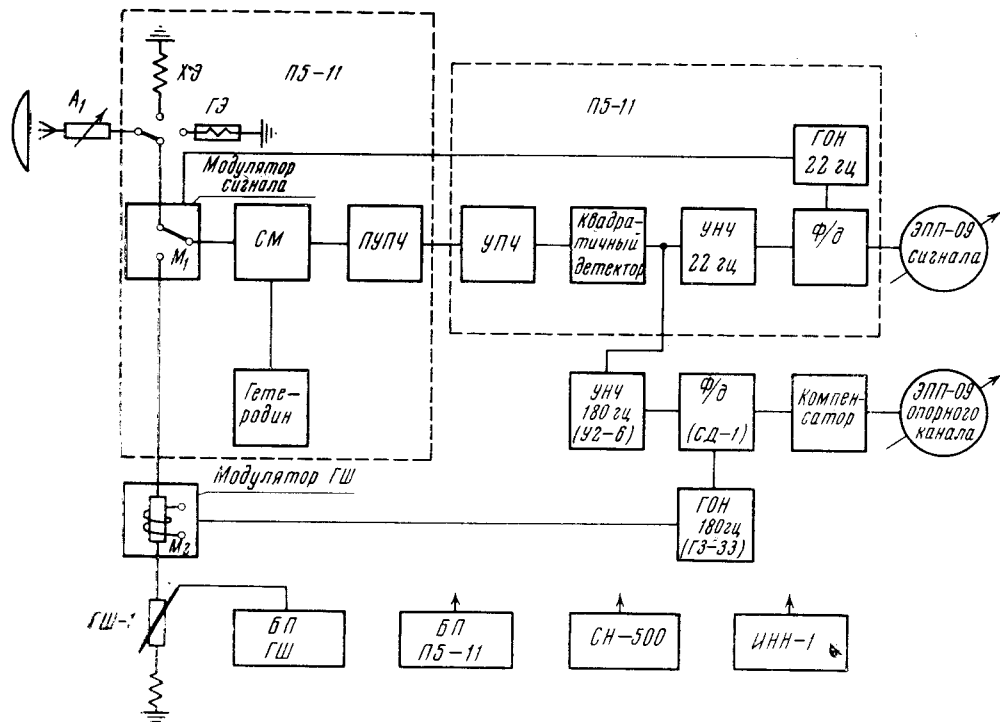
### § 1. Аппаратура и методика наблюдений

Повышенная направленность антенны позволяет значительно снизить принимаемую мощность от тех участков Солнца, на фоне которых наблюдается событие. Выигрыш по сравнению со слабонаправленной антенной определяется отношением телесного угла диаграммы направленности к эффективному радиоразмеру Солнца.

Телесный угол диаграммы направленности по половинной мощности при работе радиотелескопа РТ-22 на длине волны 10 см составляет  $2,6 \cdot 10^{-5}$  стер. Если размеры равномерно яркого диска Солнца на этой волне  $1,1 R_{\odot}$  ( $R_{\odot}$  — радиус фотосферы), то выигрыш получается приблизительно в 4 раза, при условии, что размеры исследуемого источника малы по сравнению с шириной диаграммы.

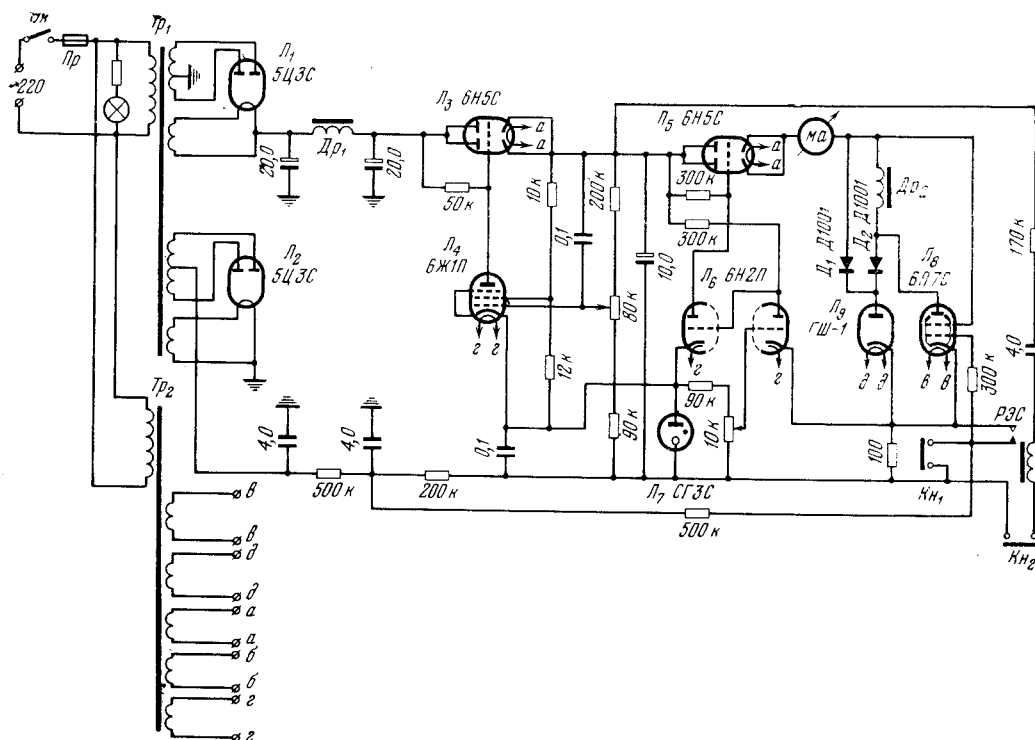
Радиометр на волну 10 см для РТ-22 построен на основе измерительного приемника П5-11 и других стандартных приборов по блок-схеме фиг. 1. Принцип работы радиометра заключается в следующем. Энергия, собранная отражателем телескопа, поступает через облучатель и калиброванный аттенюатор поглощающего типа на вход модулятора сигнала, где сравнивается с мощностью опорной шумовой газоразрядной лампы ГШ-1. С помощью аттенюатора  $A_1$  величина полезного сигнала устанавливается равной мощности ГШ-1. В этом случае флуктуации коэффициента усиления приемника П5-11 не искажают записи сигнала, так как приемник служит только нуль-индикатором. Стабильность записи в таком режиме целиком зависит от флуктуаций мощности шумовой лампы. Поэтому особое внимание уделялось повышению стабильности ее работы.

Схема блока питания ГШ-1 (фиг. 2) содержит, кроме обычного электронного стабилизатора напряжения ( $L_3, L_4$ ), еще и стабилизатор тока с двумя каскадами усиления ( $L_5, L_6$ ). Лампа  $L_9$  поджигается высоковольтным импульсом дросселя  $Dr_2$  через диод  $D_2$  при резком запираании балластной лампы  $L_3$ . Управление поджигом местное ( $K_{H1}$ ) или дистанционное ( $K_{H2}$ ). В режиме горения ток ГШ-1 проходит через диод  $D_1$ , минуя дроссель  $Dr_2$ . Таким образом устраняются паразитные колебания тока на резонансной частоте дросселя.



Фиг. 1. Блок-схема радиометра





Фиг. 2. Схема блока питания шумового генератора

Несмотря на принятые меры, стабильность мощности ГШ-1 все-таки вызывала сомнения. Для четкого разделения действительных микровсплесков солнечного излучения и флуктуаций уровня записи аппаратного происхождения радиометр дополнен каналом регистрации мощности шумового генератора и коэффициента усиления. Ферритовый вентиль  $M_2$  (фиг. 1) с переменным магнитным полем модулирует мощность ГШ-1 с частотой, отличной от частоты модуляции сигнала. Это позволяет на выходе квадратичного детектора с помощью узкополосных усилителей разделить канал сигнала и опорный канал. Параллельная запись опорного канала дает возможность исключить ненадежные участки регистрограммы полезного сигнала.

Наряду со специальной методикой регистрации были приняты также необходимые меры по стабилизации источников питания и коэффициента усиления. Введение дополнительного каскада усиления напряжения (лампа  $L_1$  на фиг. 3) в схему стабилизатора накала прибора П5-11 улучшило стабилизацию в 15 раз.

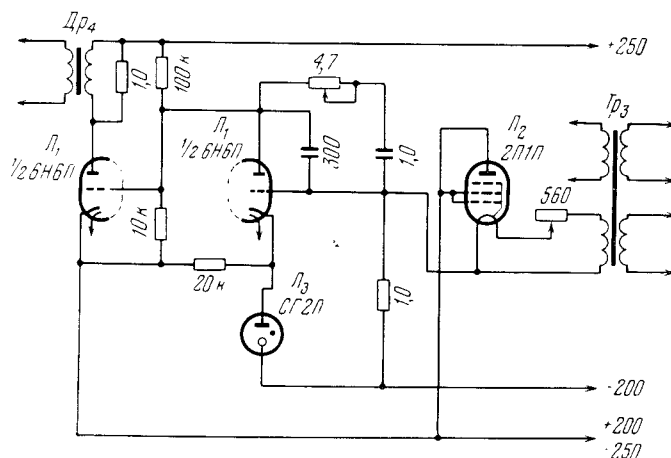
Механический модулятор сигнала приемника П5-11 не обеспечивал постоянства коэффициента передачи из-за нарушения контактов в процессе работы. В связи с этим он был заменен специально разработанным коаксиальным переключателем на параметрических диодах.

Для поставленной задачи полоса пропускания радиометра не имела существенного значения. При уходе частоты гетеродина входной высокочастотный фильтр мог быть источником нестабильности. Поэтому он был исключен из схемы прибора П5-11 вместе с ферритовым вентиляем.

Перечисленные мероприятия и ряд других (устранение микрофонного эффекта первой лампы УНЧ приемника П5-11, уменьшение влияния переходного сопротивления разъемов и т. п.) позволили получить достаточно стабильный радиометр со следующими параметрами: шум-фактор

$N = 20$ , полоса пропускания УПЧ  $\Delta f = 8 \text{ Мгц}$ , чувствительность при постоянной времени  $\tau = 1 \text{ сек.}$  около  $1,5^\circ\text{К}$ .

Введение поглощающего аттенуатора в канал полезного сигнала вызвано тем, что выпускаемые промышленностью газоразрядные источники шума 10-сантиметрового диапазона имеют эквивалентную температуру порядка  $20 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{К}$ , в то время как антенная температура при наведении



Фиг. 3. Схема улучшенного стабилизатора напряжения накала прибора П5-11

22-метрового телескопа на «спокойное» Солнце соответствует  $30 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{К}$ . Поэтому для достижения баланса температур на входе радиометра приходится уменьшать полезный сигнал. На первый взгляд кажется, что это приведет к ухудшению параметров радиотелескопа. Однако при работе с таким мощным источником радиоизлучения, как Солнце, это ухудшение практически несущественно. Действительно, флуктуационная чувствительность радиотелескопа  $\Delta T_a$ , отнесенная к антенной температуре  $T_a$ , определяется выражением

$$\frac{\Delta T_a}{T_a} = \frac{T_{\text{шп}}}{T_a \sqrt{\Delta f \tau}} + \frac{1}{\sqrt{\Delta f \tau}},$$

где  $T_{\text{шп}} = (N - 1) T_0$  — эквивалентная шумовая температура приемника,  $\Delta f$  — полоса пропускания приемника,  $\tau$  — постоянная времени выходного прибора.

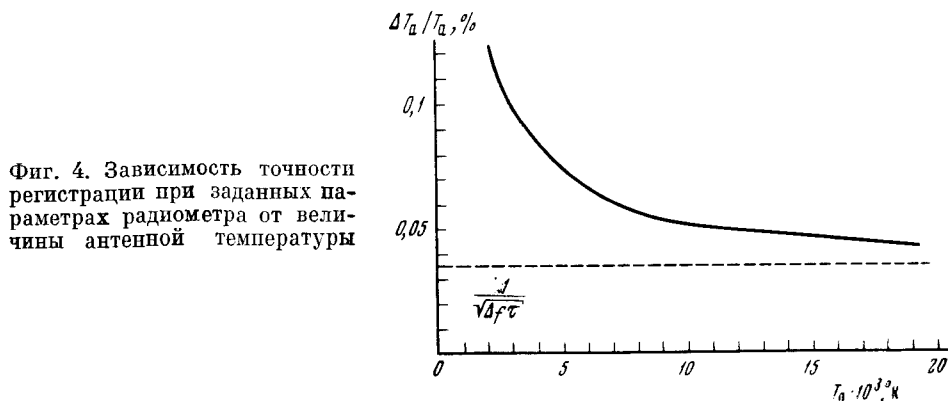
Зависимость  $\Delta T_a/T_a$  от величины  $T_a$ , выраженная в процентах, показана на фиг. 4. Как видно из графика, уменьшение антенной температуры до  $10^4 \text{ }^\circ\text{К}$  существенно не влияет на величину флуктуаций, которые остаются меньше 0,05% принимаемого сигнала.

Решающее значение для успешных наблюдений микровсплесков имеет точность сопровождения выбранной точки диска Солнца. На записи радиоизлучения практически невозможно определить, чем вызвано изменение уровня: действительным изменением величины потока или перемещением источника по диаграмме направленности радиотелескопа в результате ошибок сопровождения. В связи с этим была проведена специальная работа по определению точности сопровождения.

Радиотелескоп РТ-22 имеет азимутальную монтировку. Специализированная электронная цифровая вычислительная машина осуществляет пересчет параллактических координат в азимутальные с точностью  $\pm 5''$ .

Проверка сопровождения звезды с помощью оптического инструмента показала, что систематическая ошибка телескопа за 6 час. наблюдений не

превышает  $\pm 15''$ . Случайные ошибки системы наведения и всего телескопа в целом определялись по радиоизлучению Солнца следующим образом. Производилось сканирование через центр диска Солнца. Затем находилась крутизна кривой сканирования как отношение изменения интенсивности сигнала  $\Delta I$  к величине угла  $\Delta\theta$ , вызывающего это изменение. Сопровождение точки с известной крутизной позволяет по ширине флук-

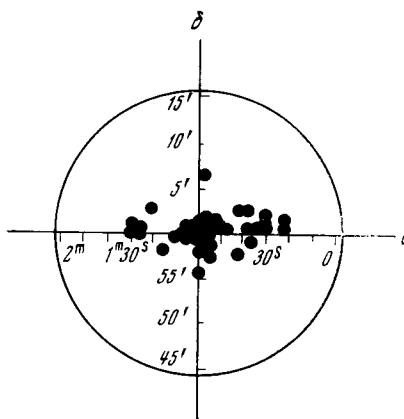


Фиг. 4. Зависимость точности регистрации при заданных параметрах радиометра от величины антенной температуры

туационной дорожки на записи радиоизлучения определить случайные ошибки системы наведения и найти реальную точность регистрации плотности потока.

Серия контрольных записей показала, что случайные ошибки сопровождения не превышают  $10''$ . Однако в точке с большой крутизной такие ошибки вызывают флуктуации на записи величиной около  $1-2\%$ . В точке

Фиг. 5. Участки диска Солнца, которые сопровождал радиотелескоп РТ-22 в процессе 32 отдельных наблюдений



наименьшей крутизны флуктуации уменьшаются до  $0,5\%$ . Выигрыш в величине флуктуаций в 4 раза и неизвестное положение активной области на диске Солнца в день наблюдений привели к выводу, что целесообразнее наблюдать «центр тяжести» радиоизлучения Солнца, так как в этой точке крутизна кривой сканирования минимальна. При этом в некоторых случаях величина всплесков получается заниженной из-за того, что источник попадает не на максимум диаграммы направленности. Величина проигрыша зависит от положения активной области на диске Солнца и ее интенсивности. Фиг. 5 дает некоторое представление о том, какие точки диска приходилось сопровождать в процессе 32 отдельных наблюдений.

Радиоволны на своем пути до наземной антенны проходят через всю толщу земной атмосферы. В результате интенсивность излучения в точке приема ослабевает и может иметь значительные флуктуации, не связан

ные с природой источника. Выяснению влияния атмосферы на прием радиоизлучения Солнца был посвящен специальный цикл наблюдений на РТ-22. Методика исследования заключалась в измерении величины флуктуаций плотности потока по мере увеличения высоты Солнца над горизонтом. Из-за уменьшения длины пути радиоволн в атмосфере изменяется амплитуда и характер флуктуаций. Полученные результаты позволяют подтвердить сделанные ранее в [2] выводы о том, что величина флуктуаций за счет мешающего действия атмосферы Земли и гидрометеоров не превосходит 0,5% наблюдаемого потока, если высота Солнца над горизонтом больше  $15^\circ$  и облачность не дождевая.

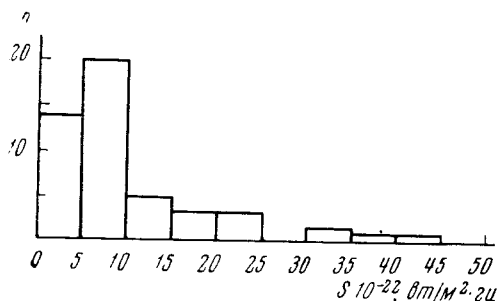
Таким образом, технические характеристики аппаратуры и всего радиотелескопа в целом позволили обнаруживать на волне 10 см всплески с амплитудой  $0,2 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ .

Методика наблюдений состояла в следующем. Сначала производилось сканирование Солнца по прямому восхождению и склонению для определения координат точки минимальной крутизны. Затем включалась шумовая лампа опорного канала, аттенуатором сигнал выравнивался до уровня ГШ и усиление радиометра увеличивалось в 10 раз. На повышенной чувствительности производилась коррекция наведения телескопа по максимуму принимаемого сигнала. В процессе сопровождения в значения  $\alpha$  и  $\delta$  непрерывно вносилась поправка в соответствии с годичным движением Солнца.

Плотность потока в день наблюдений и амплитуда всплесков в единицах  $10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$  определялась с помощью одновременных записей интегрального потока Солнца, которые производятся ежедневно по программе Службы Солнца на небольшом радиотелескопе [3]. Во время больших всплесков усиление приемника уменьшалось дискретно на определенную величину. Истинный временной профиль всплеска затем восстанавливался с помощью электромеханического пантографа [4].

## § 2. Результаты наблюдений

Основной материал наблюдений, рассматриваемый в настоящей работе, был получен с помощью радиотелескопа РТ-22 в 1967 г. Наблюдения проводились с 7.II по 5.III, затем с 29.V по 12.VI и с 27.VI по 14.VII. Суммарное время патрулирования составило около 250 час.

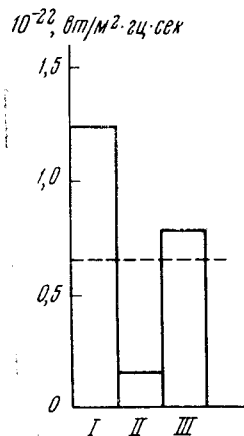


Фиг. 6. Распределение числа всплесков в зависимости от их амплитуды

Из-за повышения солнечной активности в связи с началом нового 11-летнего цикла микровсплески типа «постепенное нарастание и спад интенсивности» не рассматривались, так как была сравнительно велика вероятность наложения эффектов от одновременно существующих источников радиоизлучения. Основное внимание сосредоточивалось на излучении импульсных всплесков. В течение всего времени наблюдений зарегистрировано 53 таких всплеска, которые в дальнейшем были тщательно изучены.

Распределение числа всплесков в зависимости от их мощности показано на гистограмме фиг. 6. Максимум в районе значений потока  $(5 \div 10) \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$  объясняется не недостатком точности регистрации, а скорее всего изменением профиля всплеска при уменьшении его интенсивности. Если причина возникновения сильных и слабых всплесков одна и та же, то их длительность должна быть сравнима. Очевидно, что при уменьшении амплитуды импульсного всплеска с сохранением длительности он все больше начинает напоминать «постепенное нарастание и спад интенсивности», которое нами не учитывалось.

Фиг. 7. Скорость нарастания интенсивности всплесков различных групп

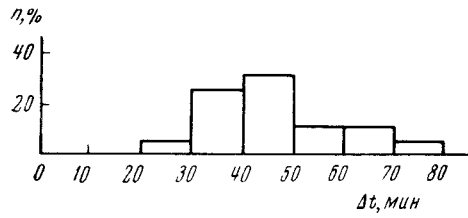
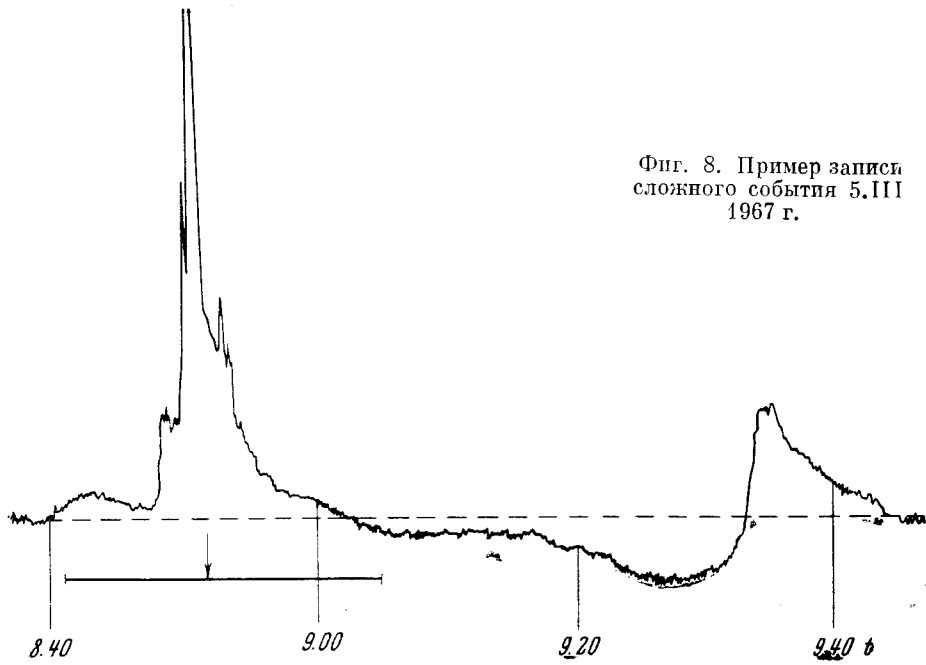


Повышенная точность регистрации позволила уже в первый период наблюдений заметить, что некоторые всплески имеют тенденцию появляться друг за другом с интервалом 20—30 мин. Причем за простым всплеском ярко выраженной импульсной формы следовал, как правило, всплеск с более медленным нарастанием потока. Иногда перед появлением всплеска интенсивность радиоизлучения уменьшалась. В других случаях подобное уменьшение наблюдалось после всплеска.

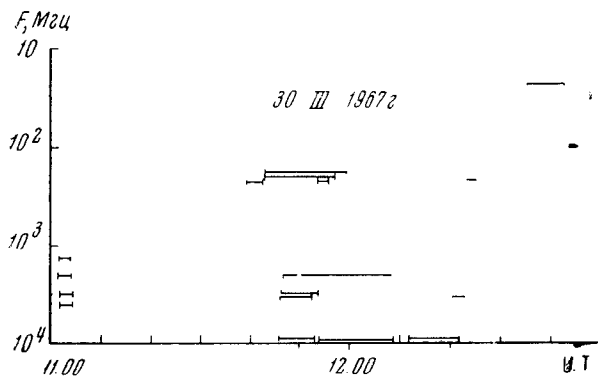
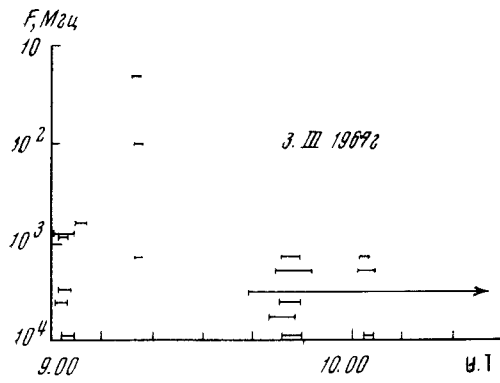
Для выявления связи этого уменьшения интенсивности с характерными особенностями всплесков они были разделены на три группы. Отличительным признаком первой группы являлось наличие послевсплескового уменьшения. Во вторую группу включались всплески, имевшие предвсплесковый спад интенсивности. В случае отсутствия в интервале  $\pm 30$  мин. каких-либо заметных изменений плотности потока всплеск относился к третьей группе. Для каждого всплеска вычислялась скорость нарастания интенсивности, которая может служить некоторым физическим параметром, описывающим степень его «импульсности». Затем находилась средняя скорость нарастания для всей группы. Результаты такой обработки представлены на фиг. 7. По оси ординат отложена скорость нарастания в единицах  $10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц} \cdot \text{сек}$ . Пунктиром изображена средняя скорость, найденная по всем исследованным всплескам независимо от принадлежности к группе. Диаграмма показывает, что всплески, за которыми следует уменьшение интенсивности (группа I), имеют наибольшую скорость нарастания, т. е. ясно выраженную импульсную природу. Средняя скорость нарастания всплесков второй группы (II) почти на порядок меньше. Небольшое отличие крутизны всплесков третьей группы (III) от средней величины говорит о том, что в эту группу вошли всплески, отождествить которые с первой или второй группой не позволили либо точность регистрации, либо условия наблюдений.

В [5] и [6] указывается, что причиной появления послевсплескового поглощения может быть затенение части источника медленно меняющейся компоненты вспышечным выбросом. Если поглощение перед всплеском

Фиг. 8. Пример записи сложного события 5. III 1967 г.



Фиг. 9. Время запаздывания вторичного всплеска



Фиг. 10. Динамический спектр сложного события. Длина штриха соответствует длительности всплеска

имеет ту же природу, то отсюда следует естественное предположение о связи всплесков второй группы с предшествующим выбросом, т. е. импульсный всплеск, последующее поглощение и вторичный максимум интенсивности могут представлять единое явление. Конечно, это справедливо только в том случае, если они связаны с одним и тем же выбросом.

Основываясь на этих соображениях, мы рассмотрели весь материал наблюдений с целью выявления таких сложных событий. Всплески, происшедшие в течение  $\pm 40$  мин. от начала или конца дня наблюдений, исключались, так как в этом случае невозможно было установить характер явления. Из оставшихся 20 событий три оказались большими длительными возмущениями, тип которых определить затруднительно. Два импульсных всплеска были одиночными. В восьми случаях наблюдалось ясно выраженное сложное событие. Пример показан на фиг. 8, где сплошной линией обозначена солнечная вспышка балла 1л с координатами S19 W10, а стрелкой — момент ее максимума. Остальные семь случаев не являются одиночными всплесками, хотя уверенно отнести их к сложному событию также нельзя. Таким образом, 40% рассмотренных явлений состоят из импульсного всплеска, последующего поглощения и вторичного максимума. В тех случаях, когда интегральная плотность потока была высокой, мы нашли подобные события также и на записях радиоизлучения, которые были получены с несколько меньшей точностью на небольшом радиотелескопе, работающем по программе Службы Солнца. Дальнейший анализ этого явления производился с использованием записей как РТ-22, так и Службы Солнца.

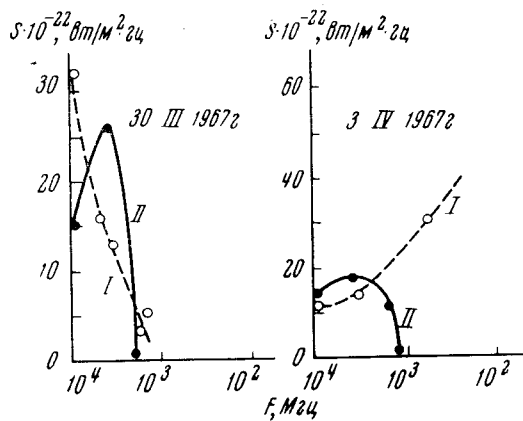
Гистограмма на фиг. 9 показывает время появления вторичного максимума излучения относительно начала импульсного всплеска. Наиболее вероятное время запаздывания составляет 30—40 мин.

Сравнение с продолжительностью соответствующей оптической вспышки показало, что в пяти из шести рассмотренных событий вспышки были слабыми и заканчивались до наступления максимума излучения вторичного всплеска. Исключением была вспышка балла 2л. Если вторичный всплеск рассматривать как самостоятельное событие, то он кажется не связанным со вспышкой. Обычно интенсивность вторичного максимума заметно ниже амплитуды предшествующего импульсного всплеска.

По опубликованным данным [7, 8] и нашим записям была сделана попытка построить динамический спектр сложного события и частотный спектр его составляющих. К сожалению, вторичный всплеск многими станциями наблюдений часто не обнаруживается. На фиг. 10 показаны два случая, когда событие было зафиксировано наиболее полно. Можно заметить, что в пределах доступной точности дрейф по частоте отсутствует как для импульсной фазы, так и для последующего всплеска. Частотный спектр в этих двух случаях имеет сходный вид для второй фазы события (фиг. 11) и сильно отличается для импульсного всплеска. Вторичный максимум имеет резкий спад спектра на низких частотах.

Для выяснения физики процессов очень ценна информация о положении области генерации импульсного и вторичного всплесков. Прямым способом с помощью РТ-22 сделать это было довольно трудно, так как ширина диаграммы направленности на волне 10 см составляла 18'. Поэтому был разработан метод определения взаимного положения источников всплесков путем сравнения одновременных записей двух радиотелескопов с различными антеннами. Суть метода заключается в том, что развивающиеся во времени события будут выглядеть одинаково на записях обеих установок только в том случае, если источник генерации не перемещается по диаграмме направленности.

В наших наблюдениях антенна малого радиотелескопа имела широкую диаграмму направленности и временной ход события целиком определялся мощностью излучения независимо от положения источника на диске Солнца



Фиг. 11. Частотный спектр составляющих сложного события  $\frac{30}{3}$   
 I — спектр импульсного (всплеска);  
 II — спектр вторичного максимума излучения

(фиг. 12, а). Телескоп РТ-22 с более узкой диаграммой сопровождал «центр тяжести» радиоизлучения. Если источники всплесков находились в различных точках диска Солнца, то отношение амплитуд предшествующего и последующего всплесков отличалось по сравнению с записью на малом инструменте за счет смещения по диаграмме направленности (фиг. 12, б). Однозначной локализации этот метод не дает. При известной диаграмме направленности можно лишь определить угловое расстояние между источниками всплесков одного события.

Из имевшихся одновременных записей сложных событий в четырех случаях можно было сделать количественные оценки. Пример такой записи показан на фиг. 13. Во всех четырех случаях вторичный максимум на регистрограмме РТ-22 оказался уменьшенным. Следовательно, предшествующий и последующий всплески генерируются в различных областях. Измеренное расстояние между ними составляет 2—4'.

Определить скорость движения источников по разнице во временном ходе радиоизлучения на двух записях нам не удалось из-за недостаточной точности регистрации потока на малом инструменте. Вводя дополнительные предположения, все-таки можно хотя бы приблизительно попытаться определить скорость распространения возмущения в солнечной атмосфере. Если считать, что возмущение возникает во время появления импульсного всплеска, движется радиально под углом  $45^\circ$  к лучу зрения и через 30—40 мин. генерирует вторичный всплеск, то его скорость движения должна лежать в пределах 90—110 км/сек, а пройденное расстояние  $(100 \div 150) \cdot 10^3$  км.

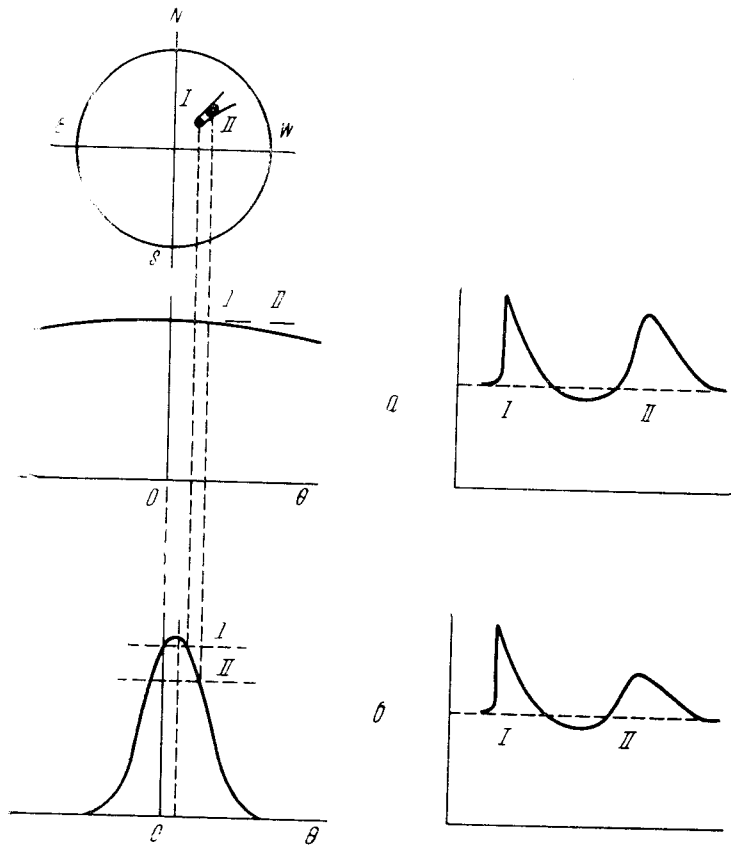
Таким образом, анализ материала наблюдений, полученного с помощью специальной аппаратуры и методики, позволил обнаружить сложную структуру временного профиля сантиметровых всплесков и определить взаимное положение источников генерации.

### § 3. Обсуждение результатов наблюдений

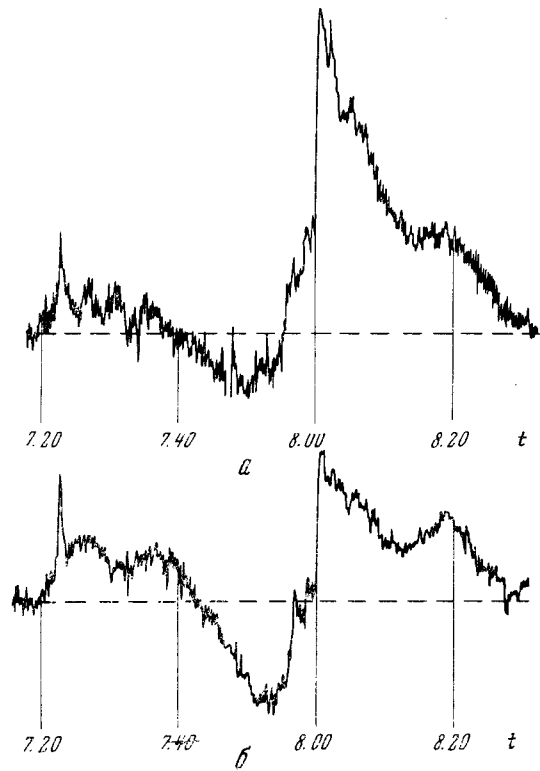
Попытаемся определить принадлежность отдельных фаз сложного явления к известным типам радиоизлучения. Первая часть события — простой импульсный всплеск, возникающий в начальной стадии вспышки, может быть отнесен по классификации Ковингтона [9] к типу А. Особенности таких всплесков и причины их возникновения достаточно полно освещены в литературе.

Следующая фаза сложного события — послевсплесковый спад интенсивности — на обычных инструментах с точностью регистрации потока в 2—3% наблюдается очень редко. На наших записях из 53 всплесков 10





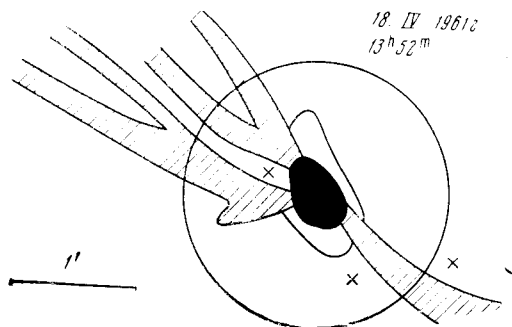
Фиг. 12. Определение относительного положения всплесков путем сравнения записей двух радиотелескопов с различными диаграммами направленности



Фиг. 13. Пример одновременной записи радиоизлучения на двух инструментах 3.VI 1967 г.  
 а — на малом радиотелескопе;  
 б — на РТ-22

сопровождались уменьшением потока величиной от  $0,5 \cdot 10^{-22}$  до  $6 \cdot 10^{-22}$   $вт/м^2 \cdot гц$ .

Как уже отмечалось, на основе сопоставления двух таких случаев с оптическими деталями развития вспышки в [5] и [6] делается вывод о том, что происходит поглощение повышенного радиоизлучения активной области (источника S-компоненты) абсорбционным выбросом, извергаемым во время вспышки. В пользу такого объяснения свидетельствуют радионаблюдения солнечных затмений. Они показывают, что протуберанцы имеют более низкую эффективную температуру, чем окружающая среда, и регистрируются в радиоизлучении как «темные» образования [10]. Аналогичный эффект обнаружен на волне 0,8 см с помощью остронаправленной антенны [11].



Фиг. 14. Проекция  
вспышечного выброса на  
источник S-компоненты

Оптическая толщина протуберанца, имеющего концентрацию электронов  $N_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , температуру  $T = 1,4 \cdot 10^4 \text{ К}$  и размер по лучу зрения  $10^9 \text{ см}$  [12], становится больше единицы начиная с длин волн порядка сантиметра. Если считать, что по своим физическим характеристикам, кроме времени существования и движения, вспышечный абсорбционный выброс мало отличается от спокойного протуберанца или волокна, то можно оценить величину уменьшения радиоизлучения за счет экранирования источника S-компоненты. Плотность потока источника примем равной  $20 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot гц$ , а размер  $2'$  [13].

Большой возвратный выброс может в некоторых случаях подняться до высоты  $10^5 \text{ км}$  [14] и затенить около 10% площади источника S-компоненты. На фиг. 14 круг диаметром  $2'$  условно изображает проекцию радиоизлучающей области, а заштрихованные участки — вид абсорбционного выброса по материалам [15]. Ожидаемое уменьшение интенсивности в данном примере должно составить около  $2 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot гц$ . Эта величина находится в согласии с нашими наблюдениями.

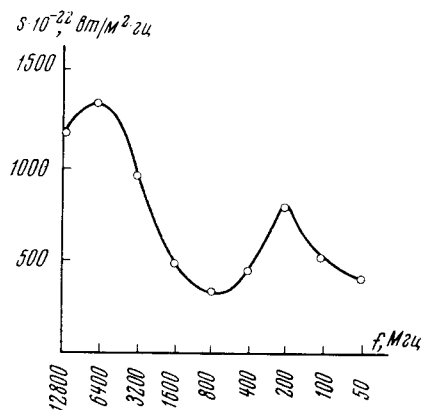
Однако объяснение послевсплескового поглощения экранированием источника S-компоненты вспышечным выбросом встречает некоторые затруднения. Время запаздывания максимума поглощения относительно начала импульсного всплеска в шести случаях из 10 рассмотренных нами находилось в пределах 15–20 мин. А для того чтобы материя выброса достигла высоты  $(2 \div 4) \cdot 10^4 \text{ км}$  (уровень излучения S-компоненты [16]), двигаясь в среднем со скоростью  $100 \text{ км/сек}$  [14], требуется всего 3–7 мин. Кроме того, значительное большинство возвратных выбросов имеет высоты меньше  $5 \cdot 10^4 \text{ км}$  [14], т. е. может и не затенять источник радиоизлучения.

Вторичный максимум излучения является заключительной стадией сложного события. Характерные особенности вторичных всплесков, наблюдавшихся нами, очень близки, за исключением амплитуды, к свойствам радиоизлучения IV типа на сантиметровых волнах. Мощные всплески IV типа также запаздывают относительно начала оптических вспышек

на 20—40 мин. [17] (в среднем на 32 мин. по материалам [18]). Источник излучения на метровых волнах перемещается в короне на расстояние до 6—7  $R_{\odot}$  со скоростью от нескольких сотен км/сек [17] до 1000 км/сек [19]. На сантиметровых волнах было замечено небольшое передвижение вторичного максимума излучения со скоростью около 50 км/сек [20]. Этот результат согласуется с найденным нами различием в положении импульсного и вторичного всплесков.

Спектр вторичного всплеска отличается от усредненного частотного спектра событий IV типа [18] (фиг. 15) только отсутствием продолжения на метровых волнах. Динамический спектр не показывает дрейфа по частоте в обоих случаях.

Фиг. 15. Усредненный частотный спектр событий IV типа (по материалам [18])



Сделанные замечания позволяют предполагать, что вторичный максимум является радиоизлучением IV типа, происходящим после слабых вспышек.

Таким образом, обсуждение материала наблюдений, полученного с помощью прецизионного радиотелескопа РТ-22, приводит нас к следующим выводам.

1. Уменьшение интенсивности радиоизлучения может либо предшествовать импульсному всплеску, либо следовать за ним.

2. Сравнительно часто наблюдается экранирование радиоизлучения источника S-компоненты.

3. Событие в радиоизлучении, связанное даже с небольшой вспышкой, иногда бывает сложным и состоит из простого импульсного всплеска, послевсплескового поглощения и вторичного максимума излучения.

4. Области генерации импульсного и вторичного всплесков отличаются по своему положению на диске Солнца.

5. По изученным свойствам вторичный всплеск, происходящий даже после слабых вспышек, напоминает радиоизлучение IV типа.

Пользуюсь случаем поблагодарить А. Б. Северного, по инициативе которого была поставлена работа по наблюдению микровсплесков, руководителя темы И. Г. Моисеева, В. Н. Мудрого за изготовление аппаратуры и квалифицированные наблюдения, а также группу обслуживания радиотелескопа РТ-22 во главе с В. Н. Ивановым.

6 декабря 1967 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 34, 53.
2. Ю. Ф. Юровский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 37, 162.
3. Ю. Ф. Юровский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 36, 103.
4. Ю. Ф. Юровский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 37, 176.

5. A. E. Covington, H. W. Dodson. J. Roy. Astron. Soc. Canada, 1953, 47, 207.
6. H. Tanaka, T. Kakinuma. Proc. Res. Inst. Atmosph. Nagoya Univ., Japan, 1960, 7, 72.
7. Бюллетень «Солнечные данные». 1967. № 1—4.
8. Solar-Geophysical Data, 1967, N 270—274.
9. A. E. Covington. Paris Symposium on Radio Astron., Stanford Univ. Press, 1958, p. 176 (Радиоастрономия. ИЛ, 1961).
10. И. В. Госачинский, Т. М. Егорова, Н. Ф. Рыжков. Изв. Главн. астроном. обс., 1964, 23, № 172, 79.
11. У. В. Хангильдин. Астрон. ж., 1964, 41, 2.
12. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1954, 12, 33.
13. А. П. Молчанов. Солнечные данные, 1962, № 2, 53.
14. Г. Смит, Э. Смит. Солнечные вспышки. Изд-во «Мир», 1966.
15. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 30, 185.
16. В. В. Железняков. Радиополучение Солнца и планет. Изд-во «Наука», 1964.
17. A. Voischoot. Comp. Rend., 1957, 244, 1326.
18. A. D. Fokker. Utrechtse Sterrekundige Overdrukken, 1966, N 23, 309.
19. J. P. Wild, K. V. Sheridan, G. H. Trent. Paris Symposium on Radio Astronom., Stanford Univ. Press, 1959, p. 178.
20. H. Tanaka, T. Kakinuma. J. Phys. Soc. Japan, Suppl. A-11, 1962, N 17.

**ОБ ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ЗОНЕ ИЗБЕГАНИЯ  
ПРИХОДОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ОТ СОЛНЦА***Л. С. Левичкий, Б. М. Владимирский*

Пересмотренный и уточненный каталог протонных вспышек 1957—1963 гг. [6] используется для изучения конфигурации силовых линий межпланетного магнитного поля в плоскости, перпендикулярной плоскости эклиптики. Показано, что в относительно тонкий слой в плоскости солнечного экватора ( $\pm 2^\circ$  гелиографической широты) частицы почти не попадают. В этой зоне нарушается пропорциональность между мощностью радиовсплеска и амплитудой эффекта в космических лучах. В периоды пребывания Земли в области экваториальной зоны (в июне и декабре) не было зафиксировано ни одного случая возрастания интенсивности космических лучей на уровне моря. Для слабых событий, наблюдаемых в период нахождения Земли в этой зоне, величина запаздывания прихода частиц относительно начала вспышки заметно больше, чем для более высоких гелиоширот. В то же время экваториальный слой не «изолирует» полностью северное полушарие Солнца от южного, так что частицы от вспышек северного полушария проникают в область южного полушария (и наоборот). Величина потока при пересечении слоя в среднем уменьшается, но время запаздывания остается неизменным. Попытки обнаружить приближение Земли при ее движении по орбите к границам потока солнечного ветра не дали положительных результатов. Не найдено каких-либо указаний на систематический наклон поля к югу.

EQUATORIAL ZONE OF THE AVOIDANCE OF SOLAR PROTONS ARRIVAL, by *L. S. Levitsky and B. M. Vladimirsky*. — A revised list of solar proton events is used for the investigation of configuration of magnetic force lines of the interplanetary magnetic field in the plane perpendicular to the ecliptic plane. It is shown that solar protons do not practically penetrate into a relatively thin layer on the solar equatorial plane ( $\pm 2^\circ$  heliographic latitude). The proportionality between the importance of the radio burst (2800—9400 Mc/s) and the amplitude of the effect in solar cosmic rays is violated in this zone. High-energy solar particle events are not observed when the Earth is in the region of the equatorial layer (June and December). The delay time between the arrival of solar particles and the beginning of the flare increases for this equatorial zone. The equatorial layer does not completely «isolate» one solar hemisphere from the other one, and so the particles from the flares of northern hemisphere can penetrate into the southern regions and vice versa. The average flux of the particles diminishes but the delay time remain about the same with these particles crossing this layer. There is no evidence of the inclination of the force lines of the interplanetary magnetic field to the south as well as the approach of the Earth to the border of solar wind cavity.

К настоящему времени структура межпланетного магнитного поля в плоскости эклиптики интенсивно изучается прямыми и косвенными методами. Анализ собранного материала, уже довольно обширного, позволил развить соответствующие теоретические представления. Однако данных о конфигурации межпланетного поля в плоскости, перпендикулярной плоскости эклиптики, очень мало. Исследований прямыми методами пока не проводилось, а данные, полученные косвенными методами, до некоторой степени противоречивы и не всегда поддаются однозначному теоретической ступени истолкованию. Исследование годовых вариаций интенсивности космических лучей (к. л.) показало, что в плоскости солнечного экватора

наблюдается довольно узкая ( $4-5^\circ$  гелиографической широты близ орбиты Земли) зона, где плотность галактических к. л. несколько повышена [1,2]. В этой зоне амплитуда первой гармоники солнечно-суточной вариации к. л., по-видимому, обнаруживает тенденцию к возрастанию [3], что могло бы указывать на наличие более регулярного поля в этой области, чем для более высоких широт. Некоторые результаты, полученные в [3,4], могут быть истолкованы как указание на систематический наклон силовых линий поля к югу (на  $3-4^\circ$ ). Все перечисленные результаты получены путем изучения эффектов, связанных с изменением гелиошироты Земли ( $\pm 7^\circ 15'$ ). При этом приходится сталкиваться с трудной задачей разделения временных и пространственных вариаций. Положение еще более усложняется из-за значительной (а в некоторые годы — сильной) асимметрии в активности северного и южного полушарий Солнца. Указанные трудности, думается, можно легче всего преодолеть, если использовать данные о солнечных к. л. Сейчас хорошо известно, что солнечные к. л. распространяются в межпланетной среде путем анизотропной диффузии. При этом для энергии частиц  $\lesssim 100$  Мэв даже среднее эффективное значение коэффициента диффузии вдоль поля в несколько раз выше, чем поперек него, т. е. частицы распространяются преимущественно вдоль силовых линий поля. Рассматривая частоту регистрации прихода солнечных протонов при различных значениях гелиошироты Земли, можно надеяться получить таким образом представление о характере расположения силовых линий в меридиональной плоскости.

Решение поставленной задачи значительно облегчается благодаря тому, что общее число зарегистрированных случаев прихода солнечных протонов за последние годы сильно возросло. Кроме того, накоплен обширный материал о корреляционных связях между параметрами эффекта в к. л. и характеристиками вспышек (особенно в радиодиапазоне). Попытку провести такого рода анализ предприняли Г. Ф. Крымский и А. И. Кузьмин [5]. Они, однако, использовали малое число событий и не учитывали эффекты, которые могли бы существенно исказить результаты.

#### § 1. Материал и его обработка

Исходным материалом для изучения распределения плотности потоков частиц в плоскости, перпендикулярной плоскости эклиптики, послужил каталог случаев регистрации прихода к Земле протонов от хромосферных вспышек за 1957—1963 гг. [6]. Этот каталог, составленный на основе детального изучения ионосферных данных ( $f_{min}$ ) высокоширотных станций обоих полушарий Земли, включает 182 события. Для подавляющего большинства случаев оказалось возможным оценить мощность события, т. е. амплитуду эффекта в к. л. (амплитуда измеряется величиной потока частиц в максимуме интенсивности). Для этих оценок использовались данные риометрических измерений, взятые из литературы. Величину поглощения, зафиксированную риометром, после некоторых поправок можно перевести в поток частиц с энергией выше некоторой заданной (см. [7]). Этот набор событий рассматривался в зависимости от гелиошироты Земли (весь диапазон изменения составляет, как известно,  $14^\circ 30'$ ). Годовой интервал был разбит на 12 периодов продолжительностью  $30 \pm \pm 1$  дней. В эти периоды гелиоширота Земли изменялась в некоторых узких пределах. Выбор продолжительности этих интервалов связан также с необходимостью иметь достаточное число событий в каждом из них. Границы интервалов, пределы изменения гелиошироты Земли, а также число событий в них перечислены в таблице (первые четыре строки).

Для каждой зоны гелиоширот уровень солнечной активности, вообще говоря, может оказаться различным. Чтобы избежать влияния флуктуаций уровня солнечной активности на окончательный результат, необхо-

Таблица

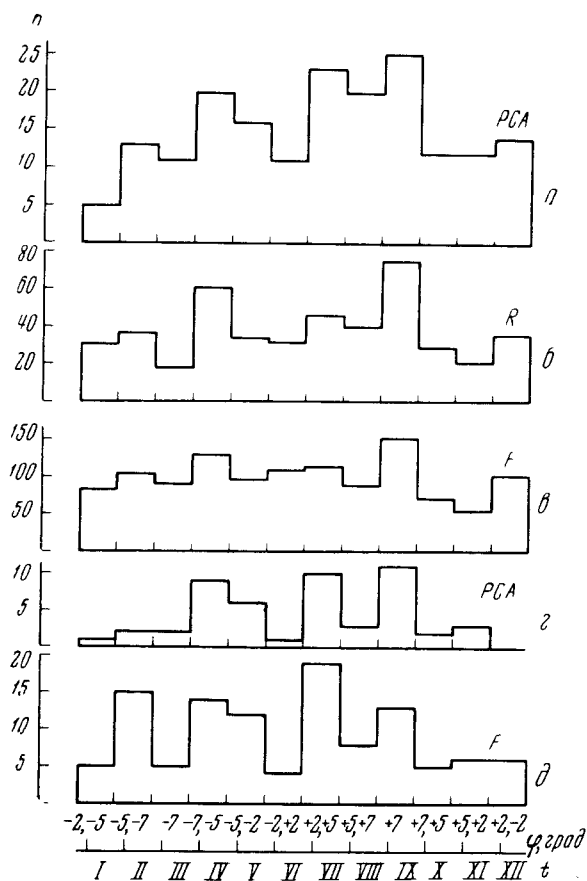
Границы интервалов	22.XII— 20.I	21.I—19.II	20.II— 21.III	22.III— 21.IV	22.IV— 21.V	22.V— 22.VI	23.VI— 23.VII	24.VII— 23.VIII	24.VIII— 23.IX	24.IX— 23.X	24.X— 21.XI	22.XI— 21.XII
Пределы изменения гелиошироты Земли, град	(-2, -5)	(-5, -7)	(-7)	(-7, -5)	(-5, -2)	(-2, +2)	(+2, +5)	(+5, +7)	(+7)	(+7, +5)	(+5, +2)	(+2, -2)
РСА	5	13	11	20	16	11	23	20	25	12	12	14
РСА ( $>2 \text{ db}$ )	1	2	2	9	6	1	10	3	11	2	3	0
Радиовсплески $I > 10^2$ (в ед. $10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ )	31	36	18	61	33	31	46	40	75	29	21	35
Вспышки балла $\geq 2$	79	106	89	128	94	109	115	87	153	73	55	103
Вспышки балла $\geq 3$	5	15	5	14	12	4	19	8	13	5	6	6

димо привести данные о числе зарегистрированных случаев прихода солнечных протонов к одному уровню солнечной активности. В качестве индексов, характеризующих уровень активности, естественно в данном случае выбрать частоту следования таких явлений, которые обнаруживают хорошую корреляцию с появлением солнечных протонов (РСА), т. е. вспышек и всплесков радиоизлучения. Были выбраны вспышки балла  $\geq 2$  и радиовсплески в сантиметровом диапазоне (2800—9000 МГц) с потоком  $\geq 10^2$  (в ед.  $10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ ) и продолжительностью  $\geq 10$  мин. [8,9]. Об их распределении по интервалам изменения гелиошироты Земли можно судить по данным таблицы. Для их контроля привлекались также сводные данные о всплесках рентгеновского излучения (фиксируемых по эффектам в нижней ионосфере — SWF), фобуш-спадах и величинах индекса магнитной активности  $K_p$ . Было найдено, что между перечисленными видами данных существует хорошее соответствие. Это дало возможность использовать в дальнейшем один вид данных, а именно всплески сантиметрового радиоизлучения. Для каждого интервала изменения гелиошироты Земли подсчитывались отношения числа наблюдавшихся случаев РСА к числу зарегистрированных радиовсплесков.

Как известно, между мощностью радиовсплеска в сантиметровом диапазоне и амплитудой РСА существует корреляция. Приведение данных о РСА к одному уровню солнечной активности можно поэтому провести, используя данные об энергии радиовсплесков. Для этого подсчитывалось отношение величины потока частиц от всех РСА в данном интервале к суммарной энергии всех радиовсплесков в том же интервале. Полученный таким образом индекс учитывает мощность события. Если условия распространения частиц в каждом из интервалов таблицы в среднем одни и те же, величина этого отношения должна оставаться неизменной.

## § 2. Результаты обработки

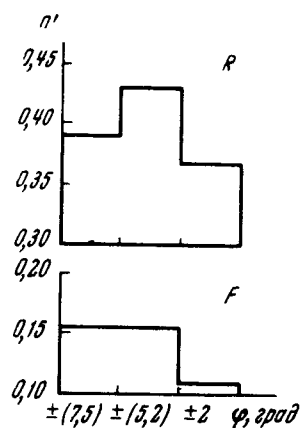
На фиг. 1 данные таблицы представлены в виде гистограмм. Обращает на себя внимание сезонный ход частоты регистрации солнечных протонов. Особенно заметен широкий максимум в июле—сентябре. Этот результат в общем вполне аналогичен полученному К. Уорвик и М. Вуд-Хорвиц [10] и Л. Фрицевой-Швестковой и З. Швестковой [11], которые использовали меньшую статистику. Сравнение фиг. 1, а с 1, б показывает, что отмеченная закономерность, очевидно, обусловлена цикличностью солнечной активности. Эта цикличность заметна и для вспышек, если рассматривать отдельно большие вспышки балла 3 (фиг. 1, в).



Фиг. 1. Распределение числа случаев прихода солнечных протонов (PSA), вспышек (F) и радиовсплесков сантиметрового излучения (R) по интервалам изменения гелиошироты Земли

а — PSA; б — радиовсплески; в — вспышки балла  $\geq 2$ ; г — PSA с амплитудой поглощения  $> 2 \text{ dB}$ ; д — вспышки балла  $\geq 3$

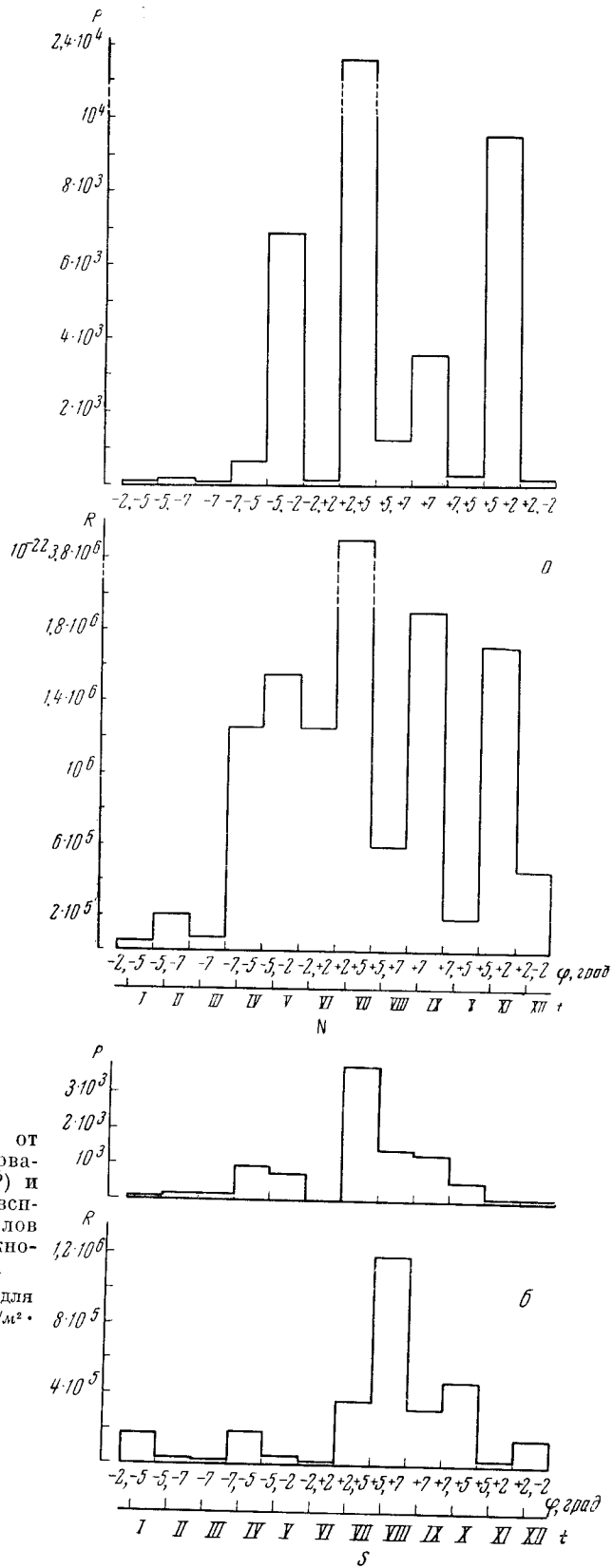
Фиг. 2. Отношение числа зарегистрированных случаев прихода солнечных протонов к числу радиовсплесков (R) и вспышек балла  $\geq 2$  (F) для различных интервалов гелиошироты Земли



На фиг. 2 показаны отношения числа зарегистрированных в данном интервале гелиошироты Земли PSA к числу наблюдавшихся в том же интервале радиовсплесков (R) и вспышек (F). Как видно, величина этих отношений в интервалах гелиоширот  $\pm 2^\circ$  несколько ниже, чем для более высоких гелиоширот. Этот дефицит случаев PSA хорошо заметен для событий большой амплитуды (поглощение больше  $2 \text{ dB}$ ), что можно видеть из фиг. 1, г. Обнаруженный эффект может быть в принципе связан со случайным отсутствием больших вспышек на Солнце в июне и декабре. Однако сравнение гистограмм 1, г и 1, д показывает, что такое объяснение не может быть принято. Чтобы окончательно убедиться в этом, разумно перейти к величинам отношения потоков частиц к энергии радиовсплесков для данного интервала. Суммарные потоки протонов от всех PSA и суммарная энергия радиовсплесков в каждом интервале представлены на фиг. 3 (июль 1957 г. — декабрь 1963 г.). Как и следовало ожидать, между двумя видами гистограмм наблюдается в общем хорошее соответствие. Однако нетрудно подметить и весьма характерные исключения: в экваториальной зоне  $\pm 2^\circ$  суммарный поток частиц непропорционально мал. Эффект делается ясно выраженным, если рассмотреть отношения потоков протонов к энергии радиовсплесков. Значения этих величин показаны на фиг. 4.

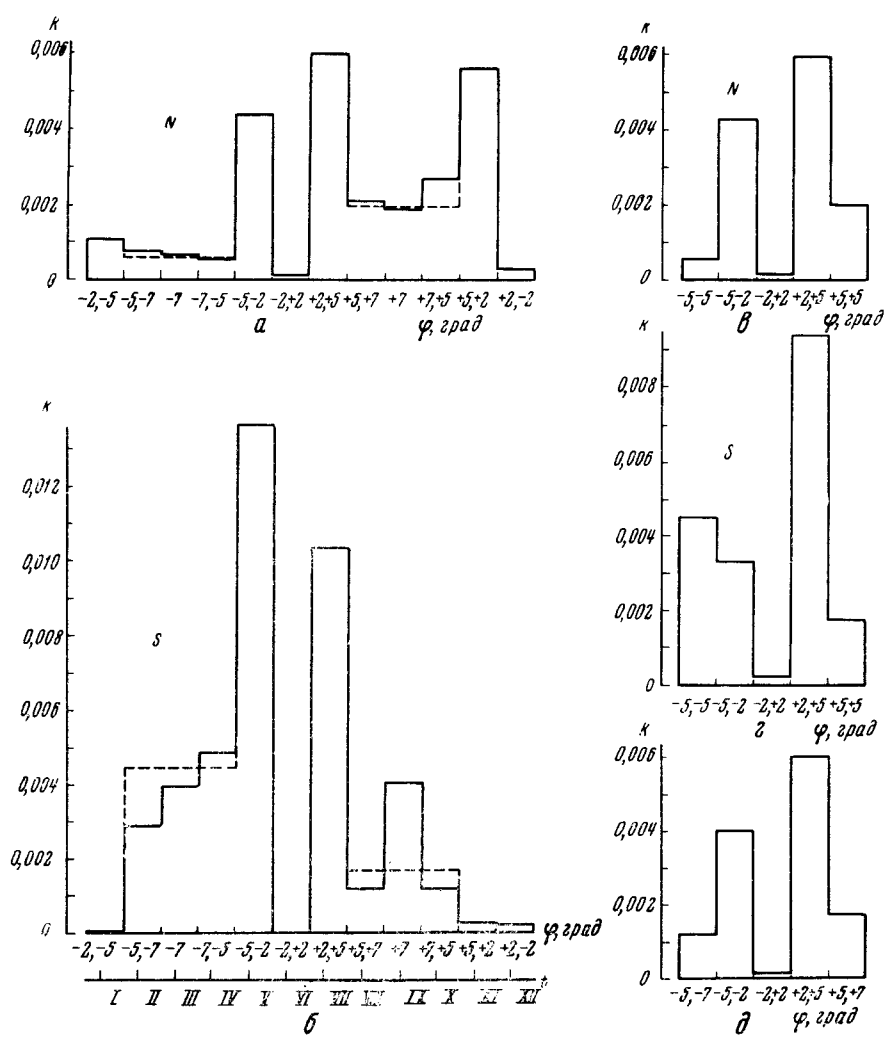
Обнаруженный эффект может быть прослежен как для максимума солнечной активности (фиг. 5, а, 1957—1959 гг., северное и южное полушария отдельно), так и для периода спада (фиг. 5, б, данные за 1960—1963 гг.).





Фиг. 3. Потоки протонов от всех событий данного интервала гелиошироты Земли ( $P$ ) и суммарные энергии радиовсплесков для тех же интервалов ( $R$ ) для северного ( $a$ ) и южного ( $б$ ) полушарий Солнца

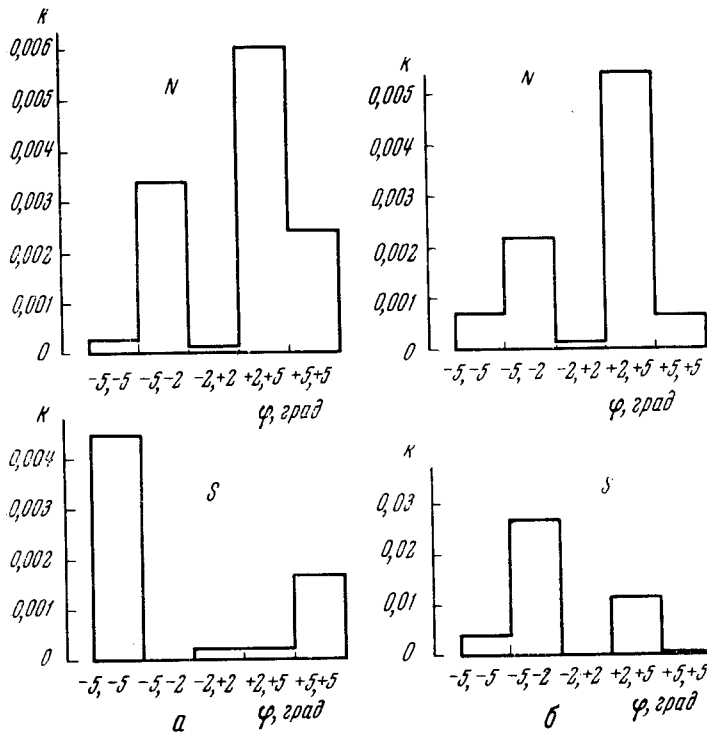
$P$  в ед. протон/см<sup>2</sup>·сек·стерад для  $E \geq 10$  Мэв,  $R$  в ед.  $6 \cdot 10^{-21}$  Дж/м<sup>2</sup>·гц (2800—9400 Мгц)



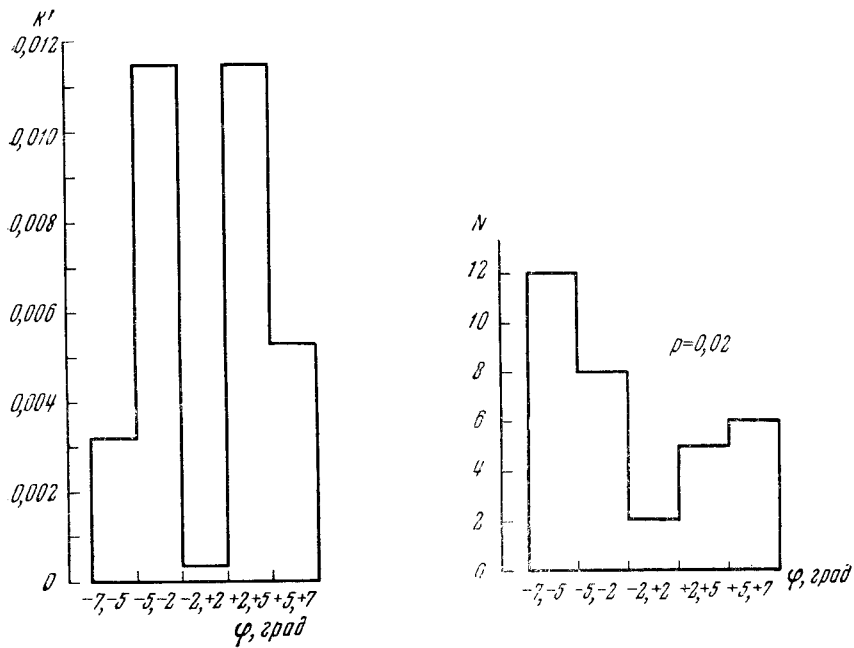
Фиг. 4. Отношение потока протонов от всех событий в данном интервале гелиошироты Земли к суммарной энергии сантиметровых радиовсплесков в том же интервале ( $K$ ) а — северное, б — южное полушарие Солнца; в и г — среднее для отдельных зон гелиошироты; д — среднее для обоих полушарий

Наличие эффекта не зависит от того, каким образом подсчитывается энергия радиовсплесков (меняется, естественно, в некоторых пределах его величина). В частности, можно учитывать энергию только тех радиовсплесков, когда удастся однозначно связать данный случай РСА с определенным всплеском. Картина не изменится, если брать также отношение среднего потока частиц по всем событиям данного интервала к средней энергии радиовсплеска в том же интервале (эти отношения представлены на фиг. 6 по отдельным гелиоширотным зонам для всего набора событий). Обнаруженный дефицит потока частиц наблюдается в отдельности для мощных (максимальное поглощение более  $2 \text{ дб}$ ), умеренных (поглощение более  $1,5 \text{ дб}$ , но не превышает  $2 \text{ дб}$ ) и слабых (менее  $1,5 \text{ дб}$ ) событий.

Таким образом, можно заключить, что, когда Земля пересекает область солнечного экватора ( $\pm 2^\circ$ ), регистрируются только слабые события. Для этих событий не соблюдается пропорциональности потока частиц мощности соответствующего радиовсплеска. Явление это, по-видимому,



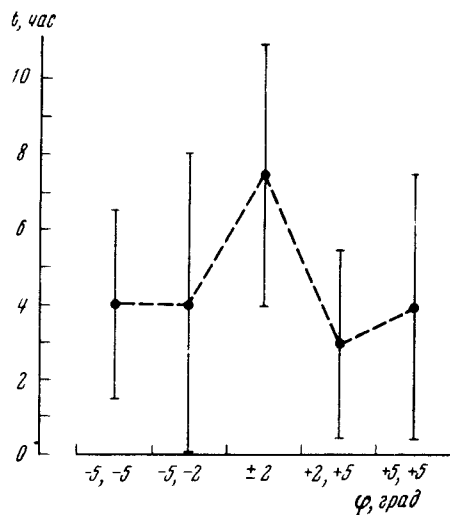
Фиг. 5. Величина  $K$  для 1957—1959 гг. (а) и для 1960—1963 гг. (б)  
 $N$  — северное,  $S$  — южное полушарие Солнца



Фиг. 6. Отношение среднего потока частиц по всем событиям к средней энергии радиовсплеска ( $K'$ ) для разных значений гелиошироты Земли (1957—1963 гг.)

Фиг. 7. Число случаев регистрации прихода солнечных протонов для разных зон гелиошироты Земли в 1938—1956 гг.

характерно не только для рассматриваемого отрезка времени 1957—1963 гг. На фиг. 7 построена гистограмма числа случаев регистрации солнечных протонов для отдельных зон гелиошироты Земли за 1938—1956 гг. Используются данные каталога [12], откуда выбраны случаи, отождествленные со вспышками (42 события). В эту выборку вошли только мощные события. Полагая распределение этих событий близким к распределению Пуассона, получим для вероятности того, что в интервале гелиошироты Земли  $\pm 2^\circ$  случайно оказалось зарегистрированным только два события, 0,02.



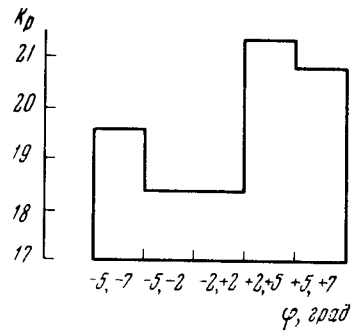
Фиг. 8. Величина запаздывания прихода солнечных протонов относительно начала соответствующей вспышки (часы) для разных зон гелиошироты Земли

Величина запаздывания прихода ускоренных частиц относительно начала соответствующей вспышки подвержена сильному разбросу из-за наличия хорошо известной асимметрии  $W - E$ . Однако даже для этого параметра можно проследить эффект пребывания Земли в солнечной экваториальной зоне. Это можно видеть на фиг. 8, где для всех случаев с надежным отождествлением (89 событий) подсчитаны средние значения величины запаздывания (ошибки — стандартные отклонения). Прохождение зоны  $\pm 2^\circ$  заметно также в  $K_p$ -индексе (фиг. 9) — эффект, впрочем, установленный уже давно [13].

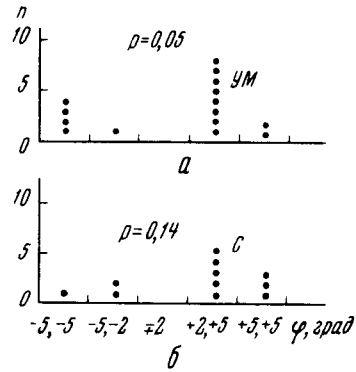
Существенно отметить, что обнаруженная закономерность прослеживается не только по ионосферным данным и не связана, следовательно, с методом наблюдений. А. Н. Чарахчян и Т. Н. Чарахчян [14] и Дж. Винклер [15] не обнаруживали эффектов вспышек при баллонных измерениях в июне и декабре, в период пребывания Земли в зоне гелиоширот  $\pm 2^\circ$ . На фиг. 10, б представлено распределение по гелиоширотным зонам случаев регистрации солнечных протонов при баллонных измерениях. При этом из [14, 15] отобраны только те случаи, которые не вошли в каталог [6], так что этот набор событий является полностью независимым. Вероятность того, что в зоне  $\pm 2^\circ$  случайно не зафиксировано ни одного события, составляет 0,14. За время систематической регистрации интенсивности к. л. на сети станций было отмечено 15 случаев возрастания интенсивности к. л. на уровне моря (1942—1967 гг.). Распределение всех этих случаев по интервалам гелиошироты Земли представлено на фиг. 10, а. Как видно, когда Земля находилась в зоне  $\pm 2^\circ$ , не было отмечено ни одного события такого рода. Вероятность того, что это произошло случайно, составляет 0,05.

Возвращаясь к рассмотрению гистограмм фиг. 5, можно подметить еще следующую тенденцию: для событий северного полушария Солнца потоки

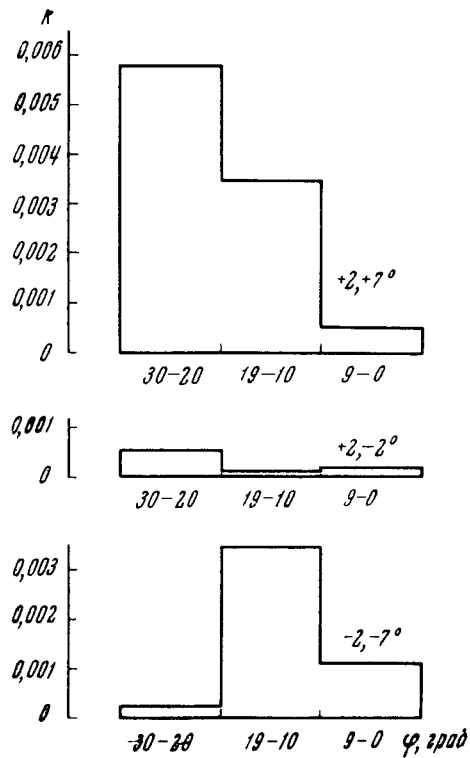
Фиг. 9. Величина  $K_p$ -индекса (1958—1963 гг.) для разных зон гелиошироты Земли



Фиг. 10. Число случаев прихода протонов, зарегистрированное при баллонных измерениях, для событий, не сопровождавшихся эффектом в полярной ионосфере [14, 15] (б), распределение эффектов возрастания интенсивности к.л. после вспышек по измерениям на уровне моря по зонам гелиошироты Земли (1942—1967 гг.) (а)



Фиг. 11. Отношения потоков протонов к энергии радиовсплесков ( $K$ ) для вспышек, расположенных на разных гелиоширотах в зависимости от гелиошироты Земли



частиц, отнесенные к суммарной энергии радиовсплесков, в среднем выше, когда Земля находится севернее экватора. Напротив, они ниже, когда гелиоширота Земли меняет знак на обратный. Такая же тенденция (с надлежащей заменой знака) существует, по-видимому, и для событий южной полусферы. Это означает, что экваториальный «слой» (зона гелиоширот  $\pm 2^\circ$ ), в значительной мере экранируя Землю от ускоренных частиц в период пребывания Земли в самом этом «слое», не изолирует полностью северное полушарие от южного. Частицы, связанные со вспышками в северном полушарии, достигают Земли, когда она находится южнее экваториальной зоны, и наоборот. Частицы, пересекающие экваториальную зону, имеют примерно то же самое время запаздывания, что и приходящие к Земле без ее пересечения (во всяком случае, различие составляет не более 15%). Для северной полусферы Солнца, где число случаев достаточно велико, оказалось возможным провести анализ гелиоширотного распределения потока частиц от вспышек, давших эффект в к. л., в зависимости от гелиошироты Земли. Оказалось, что в период пребывания в зоне  $\pm 2^\circ$  наблюдаются примерно одинаковые малые потоки частиц как от высокоширотных, так и низкоширотных вспышек. Для значения гелиоширот больше  $+ 2^\circ$  потоки больше для вспышек, расположенных в диапазоне широт  $20-30^\circ$ . Когда Земля располагается на юге (гелиоширота  $-3^\circ - -7^\circ$ ), несколько более значительны потоки частиц от вспышек с широт  $\leq 19^\circ$  (см. фиг. 11). К сожалению, число событий на южной полусфере слишком мало, чтобы можно было проверить реальность этой тенденции.

### § 3. Некоторые возможные заключения о геометрии поля. Заключение

Проведенное изучение распределения потоков ускоренных частиц в плоскости, перпендикулярной плоскости эклиптики, обнаруживает, как видно, довольно четкую структуру. В плоскости солнечного экватора существует относительно очень тонкий «слой», куда частицы почти не попадают. Его толщина на орбите Земли, по-видимому, не превышает  $4^\circ$  гелиографической широты ( $15 R_\odot$ ). Экваториальный «слой» является стабильным образованием в том смысле, что он существует и в максимуме солнечной активности и в период ее спада и прослеживается на протяжении трех 11-летних циклов. «Слой» экранирует Землю при нахождении ее внутри зоны  $\pm 2^\circ$  гелиошироты от ускоренных частиц независимо от энергии последних. В области энергий в несколько десятков *Мэв* средний поток частиц, попадающих в экваториальный «слой», не менее чем на порядок ниже, чем на широтах около  $\pm 4^\circ$ . Северное и южное полушария Солнца не полностью изолированы при распространении частиц: частицы, ускоренные в северном полушарии, могут достигать Земли, когда она находится южнее экваториального «слоя», и наоборот. При пересечении частицами «слоя» время их запаздывания возрастает не более чем на 15%, но поток в среднем заметно уменьшается (в 2—3 раза). По-видимому, уменьшение потока при этом тем значительнее, чем больше расстояние по гелиошироте Земли и соответствующей вспышки.

К экваториальному «слою» примыкают области, вероятно, наиболее благоприятные для распространения частиц. С дальнейшим возрастанием гелиошироты средняя величина потока частиц вновь уменьшается (примерно в 3 раза) — см. фиг. 4, *d* и 6. Таким образом, силовые линии межпланетного магнитного поля, вдоль которых частицы диффундируют от области ускорения (вспышка), на орбите Земли располагаются на сравнительно низких гелиоширотах ( $3-5^\circ$ ). Максимум частотного распределения вспышек по гелиошироте (т. е. центр тяжести «королевских зон») для рассмотренного промежутка времени приходится примерно на  $\pm 15^\circ$ . Можно,

следовательно, говорить о некотором сжатии силовых линий межпланетного поля по направлению к плоскости солнечного экватора. Это заключение согласуется с недавно полученными результатами Р. Лиана и др. [16]. При измерениях за пределами магнитосферы электронов и протонов от вспышки 7. VII 1966 г. они обнаружили область силовых линий, вдоль которых к Земле пришли частицы очень малых энергий (протоны  $0,3-0,5$  Мэв, электроны  $\geq 45$  кэв). Частицы столь малых энергий диффундируют поперек силовых линий поля с очень малой скоростью. Поэтому силовые линии, вдоль которых они двигались, должны быть связаны непосредственно с активной областью, где произошла вспышка. Вспышка, однако, произошла на широте  $36^\circ\text{N}$ , а наблюдения проводились на гелиошироте около  $4^\circ\text{N}$ . Между тем угловая ширина конуса, где двигались протоны около  $0,5$  Мэв, не превышает  $5^\circ$  (по долготе). Для электронов эта величина еще меньше —  $2,5^\circ$ .

Вывод о сжатии силовых линий межпланетного поля к плоскости солнечного экватора сделан также на основании теоретических расчетов Е. Паркером [17] и Ван ден Хьювелом [18]. Однако в основу их расчетов положено представление об общем поле Солнца как о диполе, что, по-видимому, не может считаться справедливым [19]. Кроме того, сделанное на основе этих расчетов заключение о более высокой (в несколько раз) плотности межпланетной плазмы в узкой зоне в области гелиоэкватора, очевидно, не подтверждается наблюдениями. То же самое относится к полуэмпирической модели, разработанной А. Лихтом [20]. С точки зрения [17, 18, 20], остается также совершенно непонятным, почему частицы не попадают в экваториальный слой, хотя и пересекают его (вероятно, в короне, так как запаздывание при этом не увеличивается).

Само по себе существование экваториального слоя, обладающего некоторыми особыми свойствами, не вызывает сомнения, поскольку оно доказывается также рядом эффектов в вариациях галактической компоненты к. л. и геомагнитном поле. Правда, распределение полярностей межпланетного магнитного поля, согласно измерениям [21], не обнаруживает какой-либо ясной закономерности в этой зоне. Истолкование обнаруженного нами эффекта экранирования Земли от ускоренных частиц при ее нахождении в области гелиоэкватора, по-видимому, весьма затруднительно и требует дополнительного исследования.

В заключение отметим еще два результата проделанной работы, которые представляются существенными.

1. В среднем не обнаруживается какого-либо систематического наклона силовых линий поля к югу. Таким образом, мы не смогли подтвердить результата, полученного в [4,5]. Этот вывод не исключает, конечно, наклона на небольшие углы, существовавшего относительно короткое время, так как использовалось большое временное усреднение.

2. Сравнение данных для одинаковых значений гелиоширот, соответствующих разным положениям Земли на орбите, не позволило обнаружить каких-либо явных признаков приближения Земли к границе области модуляции, что противоречит предположению [22] о том, что радиус области модуляции может быть около 1 а. е.

Авторы очень признательны А. Б. Северному и А. С. Дворянину за ряд полезных советов и замечаний, а также Н. В. Беньюх за помощь в оформлении статьи.

Декабрь 1967 г.

## Л и т е р а т у р а

1. А. Л. Лузов. Дис., НИИЯФ МГУ, 1967.
2. Л. И. Дорман, С. Фишер. Сб. «Космические лучи», 1967, № 8, 88.
3. А. А. Данилов. Геомагнетизм и аэрономия, 1967, 7, 632.
4. А. А. Данилов. Геомагнетизм и аэрономия, 1966, 6, 664.
5. Г. Ф. Крымский, Л. И. Кузьмин. Изв. АН СССР, серия физ., 1964, 28, 2005.
6. Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. обс. 41—42 (в печати).
7. D. K. Bailey. Planet. Space Sci., 1964, 12, 495.
8. IGY Solar Act. Rep. Series, N 12, 15, 18, 21, 25.
9. Quarterly Bull. on Solar Act., 1957—1963, N 117—144.
10. C. S. Warwick, L. W. Haurwitz. J. Geophys. Res., 1962, 67, 1317.
11. L. Pritzova-Svestkova, Z. Svestka. Bull. Astron. Inst. Českoslov., 1966, 17, 249.
12. Z. Svestka. Bull. Astron. Inst. Českoslov., 1966, 17, 262.
13. S. Charman, J. Bartels. Geomagnetism, vol. I. Oxford, 1940, p. 366.
14. А. Н. Чарахчьян, Т. Н. Чарахчьян. Геомагнетизм и аэрономия, 1962, 2, 829.
15. J. R. Winkler. J. Geophys. Res., 1960, 65, 1331.
16. R. P. Lin, S. W. Kahler, E. C. Roelof. Reprint, Calif. Space Sci. Lab., Univ. Calif., Berkeley.
17. Е. Паркер. Динамические процессы в межпланетной среде. М., 1965, стр. 182.
18. E. P. J. Van den Heuvel. Bull. Astron. Inst. Netherl., 1966, 18, 161.
19. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, 35, 97.
20. A. L. Licht. J. Geophys. Res., 1960, 65, 1397.
21. P. J. Coleman et al. J. Geophys. Res., 1967, 72, 1637.
22. J. C. Brandt. Space Res., 1964, IV, 823.



## КОНТРОЛЬ АСФЕРИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ С ПОМОЩЬЮ КОМПЕНСАЦИОННЫХ ЛИНЗ

Г. М. Попов

Рассчитаны системы для контроля (теневым методом Фуко и методом Ронки) параболюидов, гиперболюидов и сплюснутых сфероидов для телескопов. Оптические схемы приведены на фиг. 1, а, б и на фиг. 2, а, б. Показана возможность контроля вогнутых параболюидов и гиперболюидов с относительным отверстием до  $1 : 3,5$ — $1 : 4$ , вогнутых сплюснутых сфероидов с относительным отверстием до  $1 : 1,5$ . Компенсационная линза имеет диаметр около  $1/10$  диаметра испытуемого зеркала. Системы испытаны в оптической лаборатории КрАО АН СССР.

THE TESTING OF NON-SPHERICAL MIRRORS BY MEANS OF COMPENSATION LENSES, by G. M. Popov. — Systems for the testing (by means of Foucault null test and Ronchi test) of paraboloids, hyperboloids and oblate spheroids for telescopes have been computed. Optical systems are shown diagrammatically in Fig. 1, a, b and Fig. 2, a, b.

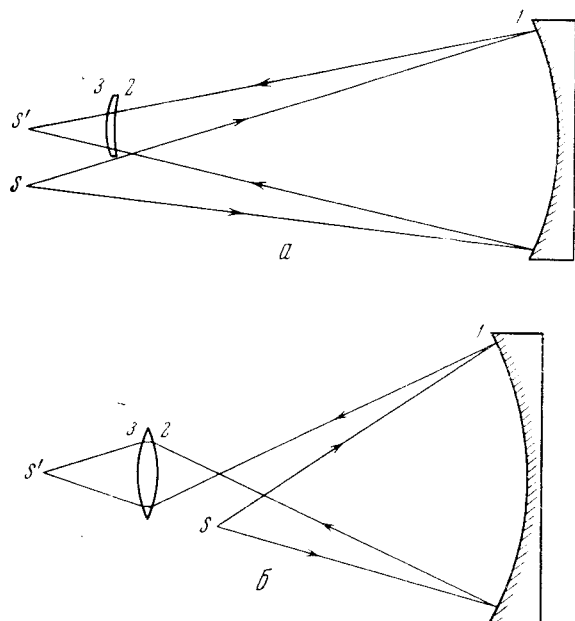
The possibility of testing of concave paraboloids and hyperboloids of aperture ratio  $f/3.5$ — $f/4$  upward and concave oblate spheroids of aperture ratio  $f/1.5$  upward is shown. The compensation lens has a diameter about  $1/10$  of that of the mirror being tested. The systems have been employed in the optical workshop of the Crimean Astrophysical Observatory.

Астрономическое приборостроение в настоящее время развивается путем создания крупных телескопов, имеющих как классическую схему оптики (система Кассегрена, Несмита), так и апланатическую (системы Ричи—Кретьена, Шварцшильда, Кудэ). При этом в классических телескопах используется главное зеркало в форме вогнутого параболюида, вторичные зеркала в форме выпуклого гиперболюида с различным эксцентриситетом; апланатические же телескопы требуют зеркал в форме гиперболюидов, эллипсоидов и сплюснутых сфероидов (сплюснутый сфероид — поверхность, образованная вращением эллипса вокруг малой оси).

Основным методом контроля вогнутых зеркал, имеющих форму эллипсоида, гиперболюида и параболюида, является предложенный Д. Д. Максудовым компенсационный метод, использующий вспомогательное вогнутое сферическое зеркало [1] (этот метод был разработан М. Сосниной [2]). Однако он недостаточно хорош: с его помощью нельзя проконтролировать зеркало, имеющее форму сплюснутого сфероида. Кроме того, размеры вспомогательного зеркала получаются значительными; например, для контроля оптики параболического зеркала ЗТШ ( $D = 2,6$  м,  $f_0^1 = 10$  м) применялось сферическое зеркало диаметром 0,8 м. Оптическая ось испытуемого зеркала при этом должна располагаться горизонтально, что вызывает появление астигматизма, вызванного различием плотности воздуха по высоте (этот эффект особенно заметен при испытании больших длиннофокусных зеркал). Выгоднее испытание зеркала при вертикальном положении оптической оси, но в этом случае метод Максудова практически неприемлем (по крайней мере для больших зеркал) вследствие трудно-

стей разгрузки больших вспомогательных зеркал, висящих лицом вниз. Точность поверхности контрольного зеркала должна быть очень высокой, так как лучи дважды отражаются от него, а проводить наблюдения неудобно, поскольку фокус находится, как правило, между зеркалами; конвекция от тела наблюдателя также является значительной помехой.

Мы встретились с необходимостью контроля асферических зеркал диаметром до 1 м, имеющих форму сплюснутого сфероида, а также параболоидов и гиперboloидов (последнее для апланатического телескопа с



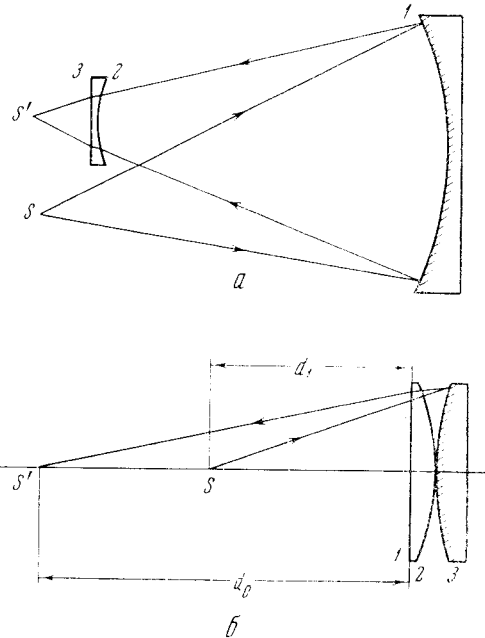
Фиг. 1. Компенсационная схема для контроля параболоидов, гиперboloидов и эллипсоидов, имеющих вогнутую форму

плоским полем, разработанного нами [3]). Апланатический телескоп изготавливается в настоящее время в КрАО (диаметр главного зеркала  $D = 350$  мм). Для контроля вогнутых параболических и гиперболических зеркал мы применили (фиг. 1, а, б) линзовую компенсационную схему (аналогичную схему предлагал еще Далл [4] для контроля параболоидов). Для контроля вогнутых сплюснутых сфероидов мы используем схему, изображенную на фиг. 2, а, выпуклых сплюснутых сфероидов — схему на фиг. 2, б. Этот метод в значительной мере освобождает нас от трудностей, связанных с методом Максудова, а именно: разгрузка линзы осуществляется значительно проще, чем разгрузка зеркала, так как гнутые линзы меньше сказываются на качестве изображений, нежели прогиб зеркала; допуск на точность изготовления поверхностей линзы менее строгий, чем допуск на точность поверхности зеркала; наблюдать можно при любом положении оптической оси зеркала.

Различные варианты этих схем с различными компенсационными линзами, позволяющие испытывать зеркала разного диаметра и с различными эксцентриситетами, были рассчитаны на ЭВМ «Минск-1» с помощью программы, дающей удвоенное число значащих цифр (девять верных десятичных цифр). Радиус при вершине испытываемого зеркала во всех (кроме табл. 4) случаях мы приняли равным  $r_1 = -1000$  мм.

В табл. 1 приведены данные компенсационной схемы для контроля вогнутых параболоидов (схема фиг. 1, а). В таблице приведены: радиусы поверхностей линзы  $r_2$  и  $r_3$ , расстояние  $d_1$  светящейся точки  $S$  от зеркала, расстояние линзы от зеркала  $d_2$ , толщина линзы  $d_3$ ,  $d_4$  — расстояние от линзы до плоскости Гаусса, радиус кружка наименьшего рассеяния  $\delta g_{\Delta}$ ,

поперечная aberrация в плоскости Гаусса  $\delta g'$ , диаметры линзы и зеркала  $D_1$  и  $D_2$ , относительное отверстие испытываемого зеркала  $A$  и квадрат эксцентриситета испытываемого зеркала  $e_1^2$ . Заметим, что данные таблицы можно пропорционально изменять, умножая все параметры схемы (кроме безразмерных величин  $A$  и  $e_1^2$ ) на постоянный множитель, зависящий от требуемого радиуса испытываемого зеркала; при этом следует обращать внимание на величину кружка рассеяния  $\delta g_{\Delta}$ , чтобы последний не превысил допуска, предъявляемого к качеству изображения, даваемого испытываемым



Фиг. 2. Компенсационная схема для контроля вогнутого сплюснутого сфероида (а) и выпуклого сплюснутого сфероида (б)

зеркалом. Расстояние между точками  $S$  и  $S'$  (т. е. нарушение центрировки системы) не должно быть значительным (не более 1 см), поэтому для больших компенсационных линз следует несколько изменить схему фиг. 1, а и 2, а, расположив источник (светящуюся точку) между линзой и зеркалом, либо использовать кубик с полупрозрачным зеркалом (применяемый в автоколлимационных схемах), вводя его между зеркалом и линзой. Этот метод был успешно использован нами при монтаже параболического зеркала телескопа АЗТ-8 (диаметр зеркала 70 см,  $A = 1 : 4$ ), при этом диаметр коррекционной линзы составлял всего 7 см. Наблюдение проводилось с использованием красного светофильтра, устраняющего хроматическую aberrацию линзы. Испытание проводилось как по методу Ронки (решетка помещалась между точкой  $S'$  и линзой), так и по методу теневого метода Фуко — изображение точки пересекалось ножом Фуко; испытать зеркало телескопа АЗТ-8 удалось при разных положениях телескопа, что позволило проверить работу разгрузки главного зеркала.

Этот метод был использован и при изготовлении параболических зеркал диаметром 250 и 150 мм в качестве рабочего метода; оказалось, что он практически столь же удобен, как и обычный метод испытания вогнутого сферического зеркала из центра кривизны. Этот же метод используется сейчас при изготовлении главного гиперболического зеркала для апланатического телескопа с плоским полем, описанного в работе [3]. Изготовлена также линза для контроля главного параболического зеркала ЗТШ в оправе.

В табл. 2 приведены данные компенсационной схемы (фиг. 1, б) для контроля параболоидов; эта схема несколько удобнее в тех случаях, когда

Таблица 1

$$r_1 = -1000 \text{ мм}, e_1^2 = 1, n_L = 1,51$$

№ п/п	$r_2, \text{мм}$	$r_3, \text{мм}$	$d_1, \text{мм}$	$d_2, \text{мм}$	$d_3, \text{мм}$	$d_4, \text{мм}$	$D_1, \text{мм}$	$D_2, \text{мм}$	$\delta g', \text{мм}$	$\delta g\Delta, \text{мм}$	$A = \frac{2D_2}{ r_1 }$
1	100	40	1000	-910	-2,5	-53,136	11	120	4,5	0,8	1:4,1
2	100	40	1000	-911,5	-2,5	-52,600	12,6	140	9,7	1,7	1:3,57
3	100	40	1000	-913,0	-2,5	-52,058	13,2	150	17,2	3	1:3,34
4	100	40	1000	-915,0	-2,5	-51,322	15,4	180	31,7	4	1:2,8
5	$\infty$	40	1000	-941,0	-2,5	-41,347	4,73	80	0,6	0,3	1:6,3
6	$\infty$	40	1000	-943,0	-2,5	-40,662	6,9	120	5,6	1	1:4,1
7	$\infty$	40	1000	-944,0	-2,5	-40,311	7,84	140	10,2	1,8	1:3,57
8	$\infty$	40	1000	-945,0	-2,5	-39,952	8,25	150	18	3	1:3,34
9	$\infty$	26,0146	1000	-957,7	-2,5	-28,035	4,4	100	4,4	0,8	1:5
10	$\infty$	26,0146	1000	-958,0	-2,5	-27,944	5,1	120	6,0	1	1:4,1
11	50	40	1000	-876,0	-2,5	-94,148	10	80	1	0,2	1:6,3
12	50	40	1000	-877,0	-2,5	-93,576	12,3	100	2,22	0,4	1:5
13	50	40	1000	-879,0	-2,5	-92,425	14,5	120	6,5	1,2	1:4,1
14	50	40	1000	-881,0	-2,5	-91,20	16,7	140	14	2,5	1:3,57

Таблица 2

$$r_1 = -1000 \text{ мм}, e_1^2 = 1, n_L = 1,51$$

№ п/п	$r_2, \text{мм}$	$r_3, \text{мм}$	$d_1, \text{мм}$	$d_2, \text{мм}$	$d_3, \text{мм}$	$d_4, \text{мм}$	$D_1, \text{мм}$	$D_2, \text{мм}$	$\delta g', \text{мм}$	$\delta g\Delta, \text{мм}$	$A = \frac{2D_2}{ r_1 }$
1	-25	25	+1000,0	-1062,0	-2,5	-40,429	5,2	80	0,73	0,15	1:6,25
2	-25	25	+1000,0	-1063,0	-2,5	-40,000	7,7	120	3,82	0,7	1:4,16
3	-25	25	+1000,0	-1064,0	-2,5	-39,592	9,1	140	9,71	1,8	1:3,53
4	-25	$\infty$	1000,0	-1083,0	-2,5	-175,79	6,8	80	0,8	0,2	1:6,25
5	-25	$\infty$	1000,0	-1084,0	-2,5	-172,72	8,5	100	5,4	1	1:5
6	-25	$\infty$	1000,0	-1085,0	-2,5	-169,83	12,1	140	16,4	3	1:3,53
7	-25	$\infty$	1000,0	-1086,0	-2,5	-167,09	13,1	150	33,9	6,2	1:3,34

требуется максимально сблизить точку  $S$  с оптической осью зеркала. Обозначения в этой таблице и в последующих те же, что и в табл. 1.

В табл. 3 приведены данные схемы (фиг. 2, а) для испытания вогнутых сплюснутых сфероидов (зеркала такой формы применяются в зафокальных апланатических системах); в табл. 4 — данные для контроля выпуклых сплюснутых сфероидов (фиг. 2, б). В табл. 5 представлены данные схемы (фиг. 1, а) для контроля вогнутых гиперболоидов различного эксцентриситета (эти зеркала используются в апланатических телескопах Ричи — Кретьена и Шварцшильда — Кудэ).

В тех случаях, когда остаточные aberrации компенсационной схемы превышают допуск, следует ретушировать зеркало не до полной ликвидации сферической aberrации в схеме, а оставить небольшую сферическую aberrацию, компенсирующую вычисленную остаточную сферическую aberrацию схемы (для измерения этой aberrации можно пользоваться методом зон Ричи или методом каустик Плачека и Гавиола); показатель преломления стекла линзы всюду равен  $n_L = 1,51$ .

Таблица 3

 $r_1 = -1000$  мм,  $n_{\text{I}} = 1,51$ 

№ П/П	$r_2$ , мм	$r_3$	$d_1$ , мм	$d_5$ , мм	$d_3$ , мм	$d_2$ , мм	$d_4$ , мм	$D_1$ , мм	$D_2$ , мм	$\delta g'$ , мкм	$\delta g_{\Delta}$ , мкм	$A = \frac{2D_2}{ r_1 }$	$e_1^2$
1	100	$\infty$	1000	-913,6	-2,5	-230,74	32	360	4,77	1	1:1,4	-0,1	
2	100	$\infty$	1000	-913,5	-2,5	-231,22	27	300	2,8	0,6	1:1,67	-0,1	
3	100	$\infty$	1000	-913,4	-2,5	-231,70	23	260	1,44	0,3	1:1,92	-0,1	
4	100	$\infty$	1000	-913,3	-2,5	-232,19	20	220	0,6	0,15	1:2,27	-0,1	
5	100	$\infty$	1000	-913,2	-2,5	-232,68	14,5	160	0,15	0,03	1:3,12	-0,1	
6	66,6667	$\infty$	1000	-932,547	-2,5	-207,948	22	320	0,0007	0,0007	1:1,56	-0,1	
7	66,6667	$\infty$	1000	-932,547	-2,5	-207,948	18	260	0,0003	0,0003	1:1,92	-0,1	
8	66,6667	$\infty$	1000	-932,547	-2,5	-207,948	15	220	0,0002	0,0002	1:2,27	-0,1	
9	66,6667	$\infty$	1000	-932,547	-2,5	-207,948	13	160	0,00008	0,00008	1:3,12	-0,1	
10	100	$\infty$	1000	-867,3	-2,5	-617,426	38	280	9,9	1,77	1:1,79	-0,3	
11	100	$\infty$	1000	-867,5	-2,5	-614,543	33	240	4	0,8	1:2,08	-0,3	
12	100	$\infty$	1000	-867,7	-2,5	-611,678	22	160	0,5	0,1	1:3,12	-0,3	
13	100	$\infty$	1000	-838,1	-2,5	-1415,11	47	280	41	7,4	1:1,79	-0,5	
14	100	$\infty$	1000	-838,4	-2,5	-1385,26	40	240	24	4,3	1:2,08	-0,5	
15	100	$\infty$	1000	-838,7	-2,5	-1370,72	34	200	10,2	1,8	1:2,5	-0,5	
16	100	$\infty$	1000	-839,0	-2,5	-1356,44	27	160	2,93	0,6	1:3,12	-0,5	
17	100	$\infty$	1000	-839,1	-2,5	-1342,4	20	120	0,26	0,06	1:4,18	-0,5	
18	50	100	1000	-877,0	-2,5	-329,28	30	240	30	6	1:2,08	-0,7	
19	50	100	1000	-877,5	-2,5	-325,74	26	200	14,9	2,7	1:2,5	-0,7	
20	50	100	1000	-878,0	-2,5	-322,25	20	160	6,7	1,2	1:3,12	-0,7	

Таблица 4

 $r_3 = 2300$  мм,  $n_{\text{I}} = 1,51$ 

№ П/П	$r_1 = r_6$ , мм	$r_2 = r_4$ , мм	$r_3$ , мм	$d_1$ , мм	$d_2 = -d_6$ , мм	$d_3 = -d_4$ , мм	$d_5$ , мм	$d_6$ , мм	$D_1 = D_2$ , мм	$\delta g'$ , мкм	$\delta g_{\Delta}$ , мкм	$A = \frac{2D_1}{ r_3 }$	$e_3^2$
1	1015,22	-1000	2300	2010	5,0	0,0	-1433,82	140	3,3	0,7	1:8,2	-30	
2	1017,29	-1000	2300	2010	5,0	0,0	-1438,11	120	1,3	0,3	1:9,6	-30	
3	1020,41	-1000	2300	2010	5,0	0,0	-1444,60	80	0,1	0,1	1:11,5	-30	
4	1389,47	-1000	2300	2010	5,0	0,0	-2372,67	100	0,4	0,1	1:11,5	-20	
5	1386,96	-1000	2300	2010	5,0	0,0	-2365,08	80	0,3	0,06	1:14,5	-20	
6	1389,47	-1000	2300	2010	5,0	0,0	-2372,67	60	0,01	0,002	1:19,2	-20	
7	2000,0	-1000	2300	5010	5,0	0,0	-2036,36	60	25	5	1:19,2	-10	

$$n_{II} = 1,51$$

$\mathcal{P}_2$ п/л	$r_2$ , мм	$r_3$ , мм	$d_1$ , мм	$d_2$ , мм	$d_3$ , мм
1	$\infty$	26,0146	1000,0	-957,0	-2,5
2	$\infty$	26,0146	1000,0	-958,0	-2,5
3	$\infty$	26,0146	1000,0	-959,0	-2,5
4	$\infty$	26,0146	1000,0	-960,0	-2,5
5	$\infty$	40,0	1000,0	-940,0	-2,5
6	$\infty$	40,0	1000,0	-942,0	-2,5
7	$\infty$	40,0	1000,0	-944,0	-2,5
8	$\infty$	26,0146	1000,0	-954,0	-2,5
9	$\infty$	26,0146	1000,0	-956,0	-2,5
10	$\infty$	26,0146	1000,0	-958,0	-2,5
11	$\infty$	26,0146	1000,0	-959,0	-2,5
12	$\infty$	40,0	1000,0	-940,0	-2,5
13	$\infty$	40,0	1000,0	-942,0	-2,5
14	$\infty$	40,0	1000,0	-944,0	-2,5
15	100,0	40,0	1000,0	-905,0	-2,5
16	100,0	40,0	1000,0	-907,0	-2,5
17	100,0	40,0	1000,0	-909,0	-2,5
18	$\infty$	26,0146	1000,0	-950,0	-2,5
19	$\infty$	26,0146	1000,0	-955,0	-2,5
20	$\infty$	26,0146	1000,0	-957,0	-2,5
21	$\infty$	40,0	1000,0	-935,0	-2,5
22	$\infty$	40,0	1000,0	-938,0	-2,5
23	$\infty$	40,0	1000,0	-940,0	-2,5
24	$\infty$	40,0	1000,0	-928,0	-2,5
25	$\infty$	40,0	1000,0	-930,0	-2,5
26	$\infty$	40,0	1000,0	-932,0	-2,5
27	$\infty$	40,0	1000,0	-934,0	-2,5
28	$\infty$	40,0	1000,0	-918,0	-2,5
29	$\infty$	40,0	1000,0	-920,0	-2,5
30	$\infty$	40,0	1000,0	-922,0	-2,5
31	$\infty$	40,0	1000,0	-925,0	-2,5
32	$\infty$	40,0	1000,0	-913,0	-2,5
33	$\infty$	40,0	1000,0	-915,0	-2,5
34	$\infty$	40,0	1000,0	-918,0	-2,5
35	$\infty$	40,0	1000,0	-920,4	-2,5
36	$\infty$	40,0	1000,0	-905,0	-2,5
37	$\infty$	40,0	1000,0	909,0	-2,5
38	$\infty$	40,0	1000,0	-913,0	-2,5
39	$\infty$	40,0	1000,0	-917,107	-2,5
40	$\infty$	40,0	1000,0	-903,0	-2,5
41	$\infty$	40,0	1000,0	-907,0	-2,5
42	$\infty$	40,0	1000,0	-911,0	-2,5
43	$\infty$	40,0	1000,0	-901,0	-2,5
44	$\infty$	40,0	1000,0	-903,0	-2,5
45	$\infty$	40,0	1000,0	-905,0	-2,5
46	$\infty$	40,0	1000,0	-892,0	-2,5
47	$\infty$	40,0	1000,0	-897,0	-2,5
48	$\infty$	40,0	1000,0	-903,0	-2,5

$r_1 = 1000 \text{ мм}$ ,

$d_4, \text{мм}$	$D_1, \text{мм}$	$D_2, \text{мм}$	$\delta g', \text{ммкм}$	$\delta g_{\Delta}, \text{ммкм}$	$A = \frac{2D_2}{ r_1 }$	$e_1^2$
-28,484	4,40	100	5,3	1	1:5	1,0756
-27,946	5,1	120	11,4	2,1	1:4,1	1,0756
-27,635	5,8	140	20	3,57	1:3,57	1,0756
-27,315	6,1	150	30,7	5,5	1:3,34	1,0756
-41,682	4,9	80	0,87	0,16	1:6,3	1,0756
-41,010	7,1	120	6,85	1,2	1:4,1	1,0756
-40,313	8	140	20,2	3,6	1:3,57	1,0756
-29,114	3,5	80	1,37	0,26	1:6,3	1,225
-28,548	5,5	120	9,14	1,7	1:4,1	1,225
-27,950	6,0	140	26,2	4,7	1:3,57	1,225
-27,640	6,3	150	37,6	6,72	1:3,34	1,225
-41,687	7,5	120	8,5	1,5	1:4,1	1,225
-41,0154	8,2	140	22,6	4	1:3,57	1,225
-40,319	8,5	150	46,1	8,4	1:3,34	1,225
-54,875	12,0	120	6,3	1,2	1:4,1	1,225
-54,192	13,2	140	14,5	2,6	1:3,57	1,225
-53,496	14	150	27,1	4,9	1:3,34	1,225
-30,171	3,1	60	0,6	0,6	1:8,3	1,476
-28,842	5,5	120	19	3,4	1:4,1	1,476
-28,260	6,1	140	42	7,5	1:3,57	1,476
-43,271	5,3	80	2,94	0,53	1:6,3	1,476
-42,343	7,6	120	16,5	3	1:4,1	1,476
-41,695	8,6	140	35,5	6,5	1:3,57	1,476
-45,275	5,9	80	1,4	0,3	1:6,3	2
-44,731	7,1	100	6,3	1,3	1:5	2
-44,168	8,3	120	16,2	2,9	1:4,1	2
-43,586	9,5	140	31	5,6	1:3,57	2
-47,771	5	60	0,43	0,4	1:8,3	3
-47,307	6,5	80	3	0,6	1:6,3	3
-46,336	7,9	100	17,4	3,1	1:5	3
-46,084	10	120	25	4,5	1:4,1	3
-48,891	5,3	60	2,8	0,5	1:8,3	4
-48,462	6,9	80	6,8	1,2	1:6,3	4
-47,794	8,3	100	21	3,8	1:5	4
-47,236	10	120	38	6,7	1:4,1	4
-50,125	5,8	60	16,5	0,3	1:8,3	5
-49,328	7,4	80	11,3	2	1:6,3	5
-48,912	8,8	100	24,6	4,5	1:5	5
-48,018	10	120	53,3	2,5	1:4,1	5
-50,896	6	60	3	0,6	1:8,3	6
-50,144	7,6	80	13,1	2,3	1:6,3	6
-49,348	9	100	37,8	6,7	1:5	6
-51,275	5,5	60	8,6	1,6	1:8,3	7
-50,914	7,9	80	14	2,5	1:6,3	7
-50,163	10	100	37,2	6,7	1:5	7
-52,813	6,6	60	3,14	0,6	1:8,3	9
-52,0	8,4	80	17,6	3,3	1:6,3	9
-50,951	9,8	100	55	9,8	1:5	9

Заметим, что во всех случаях при испытаниях желательно использовать монохроматический свет (идеальным источником в этом случае является газовый лазер).

Схемы, изображенные на фиг. 1, а, б, могут быть использованы также и для контроля вогнутых эллипсоидов. Однако проще испытывать эллипсоиды, помещая светящуюся точку в один из фокусов эллипсоида, а нож Фуко в другой фокус. В другом фокусе в этом случае получается стигматическое изображение.

Используя данные таблиц, можно получить и конструктивные элементы схем, не содержащихся в таблицах, но близких (по величине  $e_1^2$ ) к имеющимся в таблицах путем интерполяции.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить программистку М. Рыбалову за составление программы для расчета описанных схем на ЭВМ «Минск-1».

20 декабря 1967 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Д. Д. М а к с у т о в. Изготовление и исследование астрономической оптики, 1948.
2. С о с н и н а. Разработка компенсационного метода контроля асферических зеркал крупных телескопов. Канд. дисс. Л., ГАО, 1959.
3. Г. М. П о п о в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, 38, 238.
4. D u l l. Brit. Astron. Assoc., 1947, 57, N 5, 201.



## ХРОНИКА

В обсерватории в 1967 г. были проведены: Пленум Комиссии по исследованию Солнца (июнь) и Конференция молодых астрономов, посвященная 50-летию Великого Октября (июль).

Сотрудники обсерватории участвовали в работе многих совещаний и конференций: во Всесоюзной конференции по итогам МГСС в Москве, во II Всесоюзной научно-технической конференции по электронно-лучевым и фотоэлектрическим приборам в Нальчике, в Конференции по кометам в Киеве, во Всесоюзном симпозиуме по коллективным взаимодействиям в плазме в Сухуми, в Пленуме комиссии по физике планет в Киеве, в Совещании по исследованию магнитных и пекулярных А-звезд, в Республиканском семинаре Общества «Знание» в Донецке, а также в других совещаниях по отдельным научным и научно-организационным вопросам.

В 1967 г. международные научные связи обсерватории развивались следующим образом.

В КрАО АН СССР приезжали ученые из социалистических и капиталистических стран для обмена опытом работы, обсуждения и проведения совместных работ, получения материала наблюдений, на стажировку.

Из Чехословацкой Социалистической Республики в обсерватории были: Кривский, Тламичек, Машек, Сикора, Когоутек, Копецкий.

Из Польской Народной Республики — Е. Якимец, М. Якимец, Крайнер. Е. Крайнер находился на длительной стажировке (в течение почти шести месяцев).

На годичную стажировку и для набора материала наблюдений в обсерваторию прибыл В. Добричев (Народная Республика Болгария).

Радиоастрономы Пашке и Фойгт (Германская Демократическая Республика) ознакомились с работами радиоастрономического отдела КрАО АН СССР.

Молодой ученый Цовоохуу из Астрономической обсерватории Академии наук Монгольской Народной Республики проходил практику на солнечном коронографе обсерватории.

Т. Оуэн (США) посетил обсерваторию в мае. С ним обсуждались работы КрАО АН СССР по исследованию спектров Венеры и Юпитера. Им был сделан доклад на заседании Ученого совета о современном состоянии спектроскопических исследований планет, в частности о работах, проводимых в США.

С однодневным визитом (20 июля) обсерваторию посетила группа любителей астрономии из Голландии во главе с проф. Мивнартом. С кратковременным посещением были Ангита, Сток (Чили) и Лопец (Аргентина).

В ноябре прибыл Леруа (Франция).

В 1967 г. многие сотрудники обсерватории выезжали за рубеж.

В работе XIII Ассамблеи Международного Астрономического Союза (Прага, ЧССР) (с 23 по 31 августа) принимали участие 28 сотрудников (из них два делегата).

На XIII съезде МАС были избраны;

Вице-Президентом МАС (на новый срок) — А. Б. Северный, Вице-президентом комиссии № 9 (астроприборостроение) — В. Б. Никонов, Вице-президентом комиссии № 44 (внеатмосферная астрономия) — В. К. Прокофьев.

В работе Симпозиума по планетарным туманностям участвовали четыре сотрудника обсерватории.

В Будапештском симпозиуме по строению и развитию солнечных активных областей — 9 человек.

В X Пленуме КОСПАР (Лондон) с 24 по 29 июля принимали участие А. Б. Северный, В. К. Прокофьев, П. П. Добронравин.

В XVIII Конгрессе Международной Астронавтической Федерации (Белград, СФРЮ) участвовали А. В. Брунс и В. В. Бенюх (сентябрь).

В. Б. Никонов, К. К. Чуваев, Н. А. Димов в течение семи месяцев работали в Чили, где вели электрофотометрические наблюдения на горе Эль Робре.

С 15 марта по 14 июня Т. Т. Цап находился в командировке в Медонской астрономической обсерватории (Франция) по приглашению проф. Мишара для участия в международной кооперативной работе по изучению активных областей на Солнце.

В 1967 г. два сотрудника успешно защитили докторскую (Э. Е. Дубов) и кандидатскую (Л. П. Метик) диссертации. Два сотрудника обсерватории (Б. М. Владимирский и Э. А. Витриченко) подготовили и представили к защите диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук.

В 1967 г. вышли из печати два тома «Известий Крымской астрофизической обсерватории АН СССР» — XXXVI и XXXVII. Подготовлены и сданы в печать тома XXXIX и XL.