

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XXXVIII



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА—1968

Редакционная коллегия:

член-корр. АН СССР *А. Б. Северный* (ответственный редактор),
член-корр. АН СССР *Э. Р. Мустель*, доктор физ.-матем. наук *В. Б. Никонов*,
канд. физ.-матем. наук *П. П. Добронравин* (заместитель ответственного редактора),
канд. физ.-матем. наук *Л. С. Галкин* (ответственный секретарь)

МАГНИТНАЯ АСИММЕТРИЯ И КОЛЕБАНИЯ ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА

А. Б. Северный

Изучено влияние разрешающей силы магнитографа на результаты статистики средних напряженностей $\bar{H}$, длины $\bar{l}$ и числа $\bar{n}$ «магнитных элементов» различной полярности общего магнитного поля Солнца. Показано, что, в то время как результирующий магнитный поток и $\bar{n}$ остаются неизменными, средняя напряженность поля данного знака увеличивается в 1,3—1,4 раза (табл. 3), а длина $\bar{l}$ уменьшается в 1,2—1,3 раза, когда разрешение растёт от 27" до 2",5 (см. табл. 4, фиг. 2). Показано также, что при разрешении 23" × 23" (обычные записи Маунт Вилсон) около 50% всех элементов общего магнитного поля с длиной $< 10''$ не записываются (ниже уровня шумов), тогда как менее 10% элементов с размером $< 3''$ теряются при обычных крымских записях поля (разрешение 2",5 × 9").

24 записи N - и S -полярных районов (широты 55—75°, долготы $\pm 25^\circ$, см. табл. 1), сделанные в 1965 г., были измерены и изучены таким же образом, как в [1]. Хотя суммарная гистограмма (табл. 5, фиг. 10) для всего года показывает, что в 1965 г. Солнце было очень приблизительно подобно диполю с результирующим полем $+0.6$ гс (S -полярности) на севере и -0.8 гс на юге, были очень сильные отклонения от этого поведения (см. фиг. 11). Обнаруживаются медленные флуктуации, наиболее выраженные в сентябре—ноябре 1965 г., когда оба полярных района были одиноким S -полярности. Наиболее интересными являются быстрые (порядка одного дня), почти синхронные на обоих полюсах пять флуктуаций, показывающие всегда задержку порядка суток пика на севере по отношению к пику на юге (см. фиг. 11, где использованы также данные Маунт Вилсон). Так же как в 1964 г., наблюдался некоторый перевес потока S -полярности на северном полюсе над этим потоком на юге и потоками противоположной полярности (см. (3.4) для среднего отношения потоков) — эффект, связанный с большими размерами областей S -полярности. Несколько надежных записей магнитного поля в H_α подтверждают эти выводы и показывают, что поле в хромосфере в ~ 1.5 раза меньше, чем в фотосфере.

Изучение пяти записей магнитного поля на всем диске, сделанных с большим разрешением (см. фиг. 13), показало, что средний (для данной широты) поток ($F_S - F_N$) распределен по диску крайне неравномерно (фиг. 14), что приводит иногда к эффекту магнитной асимметрии — перевесу одной полярности в N - и S -полусферах и даже на всем диске (см. табл. 8). Результирующий поток от видимой полусферы Солнца изменяется от $+8 \cdot 10^{21}$ до $-9 \cdot 10^{21}$ мкс; приведены доводы, почему эти колебания, равно как флуктуации полярного поля, едва ли могут быть связаны с вращением Солнца.

Автокорреляционные кривые (фиг. 17) для флуктуаций напряженности общего магнитного поля находятся в хорошем согласии с найденными Роджерсоном для флуктуаций интенсивности Ca^+ -хромосферной сетки. Радиус автокорреляции (7",5), равно как положение главного максимума на гистограмме размеров «магнитных элементов», показывает, что 50—60% элементов короче 12". Два слабых вторичных максимума на гистограмме (24" и 48") указывают, так же как в [1], на возможность стационарных колебаний с двумя обертонами. Существует хорошо выраженная кросс-корреляция между магнитными полями на различных уровнях фотосферы ($\lambda 5250$ и $\lambda 6103$ Ca I), но практически нет никакой корреляции между флуктуациями поля на этих уровнях и соответствующими лучевыми скоростями.

В заключение рассмотрены возможные причины магнитной переменности Солнца.

MAGNETIC ASYMMETRY AND VARIATIONS OF THE GENERAL MAGNETIC FIELD OF THE SUN, by A. B. Severny. — The influence of the resolving power of magnetograph on the results of statistics — mean field strength $\bar{H}$, the average length $\bar{\lambda}$ and the number of magnetic elements $\bar{n}$ of different polarity is examined, and it is shown that while the net magnetic flux and $\bar{n}$ remain unchanged the mean field strength of a given sign increases by a factor 1.3–1.4 (table 3), and the length $\bar{\lambda}$ decreases by a factor 1.2–1.3 when resolution increases from 27" to 25" (see table 4, fig. 2). It is also shown that with the resolution 23" $\times$ 23" (routine Mount Wilson records) about 50% of all elements of the general magnetic field with the length $<10''$ are not recorded (below noise level), while less than 10% of the elements with the size $<3''$ are lost at the Crimean routine records of the field (resolution 25" $\times$ 9").

24 magnetographic records of *N*- and *S*-polar regions (latitudes 55° – 75°, longitudes $\pm 25^\circ$, see table 1) made in 1965 were measured and analyzed in the same way as in [1]. Although a summary hystogram (table 5, fig. 10) for the whole year shows that in 1965 the Sun was very roughly like a dipole with net field of +0.6 gs (southern polarity) at the north, and of –0.8 gs at the south there were strong deviations from such a behaviour (see fig. 11). Slow fluctuations were found and the most conspicuous are those observed in September – November 1965 when the both polar regions were of the same southern polarity. Five rapid fluctuations (of the order of 1 day) almost synchronous at the both poles, are the most interesting. They show the permanent time lag of the order of 1 day between the peak at the south and the peak at the north (fig. 11, where Mt. Wilson observations are also used). As well as in 1964 a certain bias of *S*-polarity flux of the northern pole was observed sometimes over the same flux at the south and the fluxes of opposite polarity at the poles (see (3.4) for the mean ratio of fluxes) — the effect due to larger area of *S*-elements. Some reliable records of polar magnetic field made in H_α -line confirm these conclusions and show that field strength in chromosphere is ~ 1.5 smaller than in photosphere.

The examination of 5 high resolution records made over the whole disk (see fig. 13) showed that the mean (for a given latitude) net flux ($F_S - F_N$) is distributed highly unevenly over the disk (fig. 14) producing sometimes the effect of magnetic asymmetry — the bias of one polarity in *N*- or *S*-hemispheres and even for the whole disk (see table 8). The net flux over the visible hemisphere changes from $+8 \cdot 10^{21}$ to $-9 \cdot 10^{21}$ mxw., and the arguments are given why these variations as well as the fluctuations of polar field can hardly be connected with the rotation of the Sun.

The autocorrelation curves (fig. 17) for fluctuations of field strength of general magnetic field are found to be in good agreement with these found by Rogerson for intensity fluctuations of Ca^+ -chromospheric net. The radius of autocorrelation (7"5) as well as the principal maximum in the hystogram of sizes of «magnetic elements» show that 50–60% of them are shorter than 12". Two weak secondary maximums in the hystogram (24" and 48") point, as in [1], on the possible stationary oscillations with secondary modes.

There exists well-pronounced cross-correlation between magnetic fields at two different levels of photosphere (λ 5250 and λ 6103 CaI) but practically there is no correlation between magnetic field fluctuations at these levels and corresponding radial velocities.

The possible causes of magnetic variability of the Sun are considered in conclusion.

§ 1. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ. ЗАМЕЧАНИЯ О МЕТОДЕ

Настоящая работа отчасти является продолжением исследования общего магнитного поля Солнца, начатого в [1] для периода 1963–1964 гг. Данные о регистрациях общего поля в 1965 — начале 1966 г. собраны в табл. 1. Записывались, как правило, участки *S* и *N* полярных зон, простирающиеся по α на $\pm 120''$ от прямой, соединяющей точки севера и юга на диске, и по δ от 30" до 180" от *N*- или *S*-краев диска (что соответствует широтам от 76 до 54°). Сканирование этого прямоугольного участка велось по часовому углу с интервалом по δ в 30", скорость сканирования 1" в 1 сек. времени ($v = 30$, кроме 15.III 1965 г., когда часть записи сделана с $v = 60$, т. е. 1" в 2 сек. времени); постоянная времени — 2^с,5. В пяти случаях (указаны в табл. 1), когда в течение целого дня была устойчивая безоблачная погода, проведена запись поля по всему диску (от *W*- до *E*-края); здесь сканирование приходилось вести со скоростью, в 2 раза большей (2" в 1 сек. времени), и расстояния между последовательными разрезами брать в 2 раза больше — 60", чтобы в течение дня (за 8–10 час.) успеть записать весь диск.

Основное отличие метода записей общего поля, сделанных в [1] и в настоящей работе, от производившихся Бэбкоком [2] состоит в том, что решающая сила наших записей (как правило, 2" $\times$ 9", иногда 2" $\times$ 4", 5)

Данные наблюдений

№	Дата	Время (мск. время)	$\lambda, \text{Å}$	АТТ записи	Щель	Калибровка		АТТ-калибровка	Единица $H \parallel$, э/мм	Записанная область	Длина 1 мм	Примечания
						время (мск. секунд)	отброс					
1	24.I 1965 № 399	13 ^h 00 ^m —15 ^h 05 ^m	5250	400	60×1,5	13 ^h 00 ^m	172	2000	2,0	$N_{0,5}-N_{3,0}$ $S_{0,5}-S_{3,0}$	0,50	$\tau = 5^s, v = 60$; записано также поле в центре диска. Калибровка $E-W = 1600$ до 10.VIII 1966 г. Группа 66 на E
2	12.II № 402	12 20 — 14 15	5250	400	60×1,5	12 20	133	2000	2,40	$N_{0,5}-N_{3,0}$ $S_{0,5}-S_{3,0}$	1,22	$\tau = 5^s, v = 60$. Небольшие группы 68, 69 в N -полусфере
3	15.III № 403	12 00 — 16 30	5250	400	60×1,0	11 45	210	2000	1,52	$N_{0,5}-N_{8,0}$ $S_{0,5}-S_{8,0}$		Весь диск, $d_{\odot} = 35$, $\tau = 5^s, v = 60$, затем 30. Группа 76 в N -полусфере
4	16.III № 403—404	10 30 — 17 14	5250	400	100×1,5	9 50	210	2000	1,52	$N_{1,0}-N_{14,0}$ $S_{1,0}-S_{14,0}$		Весь диск, $d_{\odot} = 35$, $\tau = 2^s,5, v = 45$. Группа 76 в N -полусфере, затухает
5	17.III № 405	14 30 — 17 00	5250	400	100×1,5	14 30	171	2000	1,87	$N_{0,5}-N_{4,5}$ $S_{0,5}-S_{4,5}$	1,40	$\tau = 5^s, v = 60$; Пятен нет
6	7.IV № 406a	11 00 — 17 30	5250	400	100×1,5	9 50	232	2000	1,38	$N_{1,0}-N_{12}$ $S_{1,0}-S_{12}$		Весь диск, $d_{\odot} = 35$, $\tau = 2^s,5, v = 15$. Пятен нет
7	15.VI № 418	8 40 — 11 10	5250	30	80×1,0	8 40	115	100	4,20	$N_{1,0}-N_{3,5}$ $S_{1,0}-S_{3,5}$	1,80	$\tau = 2^s,5, v = 30$. Новые ФЭУ ЕМІ. Пятен нет
8	10.VII № 427	15 08 — 16 30	5250	40	80×1,0	15 08	117	200	2,74	$N_{0,5}-N_{2,5}$ $S_{0,5}-S_{2,5}$	2,09	$\tau = 2^s,5, v = 30$, модулятор АРР поставлен за щель. Биоплярная группа на 102

Таблица 4 (продолжение)

№	Дата	Время (мессовое)	$\lambda, \text{Å}$	АТТ защиты	Щель	Калибровка		АТТ калиб- ровка	Единица $H \parallel$ гс/мм	Записанная область	Длина 1 мм	Примечания
						время (мо- ск вское)	отброс					
9	23.VII 1965 г. № 436	12 ^h 00 ^m —13 ^h 25 ^m	5250	30	60×1,0	12 ^h 00 ^m	145	150	2,21	$N_{0,5}-N_{3,0}$ $S_{0,5}-S_{3,0}$	2,00	$\tau = 2^s, 5, v = 30$; пятен нет
10	24.VII № 437	10 00 — 11 10	5250	20	60×1,0	10 00	121	150	1,77	$N_{0,5}-N_{2,5}$ $S_{0,5}-S_{2,5}$	2,03	$\tau = 2^s, 5, v = 30$; пятен нет
11	27.VII № 440	7 10 — 19 18	5250	50	60×1,0	7 00	158	150	3,30	$N_{0,5}-N_{14}$ $S_{0,5}-S_{14}$	—	Весь диск; $\tau = 2^s, 5, v =$ $= 30$; пятен нет
12	29.VII № 441	7 20 — 9 40	5250	20	60×1,0	13 20	108	150	4,94 исключе- ние	$N_{4,5}, N_{7,5}, N_{8,0}$ $S_{4,5}, S_{7,5}, S_{8,0}$	1,96	$\tau = 2^s, 5, v = 30$; пятен нет
13	31.VII № 443	16 20 — 17 45	6103	30	80×1,0	7 20	113	100	2,84	$N_{1,0}-N_{4,0}$ $S_{1,0}-S_{4,0}$	1,87	$\tau = 2^s, 5, v = 30$; калиб- ровка 1,90 ($E-W$)=2060, группа 105 — одно очень слабое пятно
14	1.VIII № 444	9 00 — 10 10	6103	30	80×1,0	16 20	97	300	1,10	$N_{0,5}-N_{3,0}$ $S_{0,5}-S_{3,0}$	2,00	$\tau = 2^s, 5, v = 30$; калиб- ровка та же, что 31.VII 1965 г., пятен нет
15	2.VIII № 445	8 15 — 15 35	6103	50	80×1,0	9 00	116	300	0,90	$N_{0,5}-N_{3,0}$ $S_{0,5}-S_{3,0}$	—	Весь диск; $\tau = 2^s, 5, v =$ $= 15$; калибровка та же; пятен нет
16	10.VIII № 449	16 05 — 17 00	5250	200	70×1,0	8 10	162	300	1,05	$N_{1,0}-N_{15}$ $S_{1,0}-S_{15}$	2,14	Одновременно запись N_{α} ; $\tau = 2^s, 5, v = 30$; ка- либровка для $\lambda 5250$ 1,5 ($E-W$)=800, начи- ная с этого дня и до 13.III 1966 г. Начало од- новременных записей на двойном магнитографе, слабая группа 108

№ п/п	Дата	Время (московское)	$\lambda, \text{Å}$	АТТ записи	Цель	Калибровка		АТТ калиб- ровки	Единица $H_{\parallel}$ [гс/мм]	Записанная область Σ	Длина 1 мм	Примечания
						время (мо- сковское)	отброс					
17	41.VIII 1965 г. № 450	12 ^h 30 ^m —13 ^h 45 ^m	5250	200 200	70×1,0	12 ^h 20 ^m	98×1,5 185×1,5	1000 500	4,10 1,15	$N_{1,0}-N_{2,5}$ $S_{1,0}-S_{2,5}$	2 ^h 40	Одновременно запись $H_{\alpha}; \tau = 2^s 5, v = 30$; груп- па 108 исчезает
18	12.VIII № 451	10 15 —14 20	5250	50 100	100×1,0	10 15 10 50	50×1,5 50×1,5	200 200	2,67	$\{N_{1,0}-N_{1,5}\}$ $\{S_{1,0}-S_{1,5}\}$	2,55	Одновременно $H_{\alpha}; v$ и τ те же, что 41.VIII
									5,33	$\{N_{2,0}-N_{2,5}\}$ $\{S_{2,0}$		Пятен нет
									3,33	$\{N_{3,0}-N_{4,0}\}$ $\{S_{3,5}-S_{4,0}\}$		
19	5.IX № 462	10 55 —12 45	5250	300	80×1,0	10 55	460×1,5 413×1,5	100 800	1,76	$N_{0,5}-N_{4,0}$ $S_{0,5}-S_{4,0}$	2,78	Одновременно $H_{\alpha}; \tau, v$ те же. Группа 112 — би- полярная
20	20.IX № 469	8 50 —10 33	5250	500	80×1,0	8 50	414×1,5	1000	2,34	$N_{0,5}-N_{4,5}$ $S_{0,5}-S_{4,5}$	2,77	Одновременно $H_{\alpha}; \tau, v$ те же. Пятен нет
21	27.IX № 475	10 20 —11 10	5250	500	80×1,0	10 20	450×1,5	1000	1,78	$N_{0,5}-N_{4,5}$ $S_{0,5}-S_{4,5}$	2,95	Одновременно $H_{\alpha}; \tau, v$ те же, выходная щель 0,6×1,2 по ошибке. Очень небольшие груп- пы 118, 119

Т а б л и ц а 1 (окончание)

№ п/п	Дата	Время (московское)	λ, Å	АТТ записи	Щель	Калибровка		АТТ калибровки	Единица H_{II} , эс/мм	Записанная область	Длина 1 мм	Примечания
						время (московское)	отброс					
22	17.X.1965 г. № 483	12 ^h 05 ^m —13 ^h 25 ^m	5250	500	80×1,0	12 ^h 05 ^m	200×1,5	1500	0,90	$N_{0,5}-N_{3,0}$ $S_{0,5}-S_{3,0}$	2,66	Одновременно H_{II} : τ , ν те же. Пятен нет
23	04.XII № 496	12 40 —13 30	5250	600	80×1,0	12 40	165×1,5	2000	0,965	$N_{0,5}-N_{2,5}$ $S_{0,5}-S_{2,5}$	0,66	$\tau = 2^s 5$, $\nu = 30$. Второй канал не работал. Очень маленькое пятно 129
24	13.III.1966 г. № 499	11 30 —18 10	5250	600	1) 80×1,0 2) 80×1,0	10 30 15 30	1) 208 2) 169	3000 3000	1,54 1,71 1,89	$N_{1,0}-N_{14}$ $S_{1,0}-S_{14}$		Весь диск, одновременная запись в $\lambda 5250$ и $\lambda 6103$; $\tau = 2^s 5$, $\nu = 15$, затем 7
	13.III № 499	11 30 —18 10	6103	10	80×1,0	10 30 15 30	1) 143 2) 170	30 30	3,56 3,28 2,99	$N_{1,0}-N_{14}$ $S_{1,0}-S_{14}$		Одновременная запись интенсивности в ядрах линий, лучевых скоростей. Калибровка E — — $W = 1600$ для $\lambda 5250$; — $W = 2060$ для $\lambda 6103$. Небольшие одиночные пятна — поры 145, 146 в N - и S -полушарах

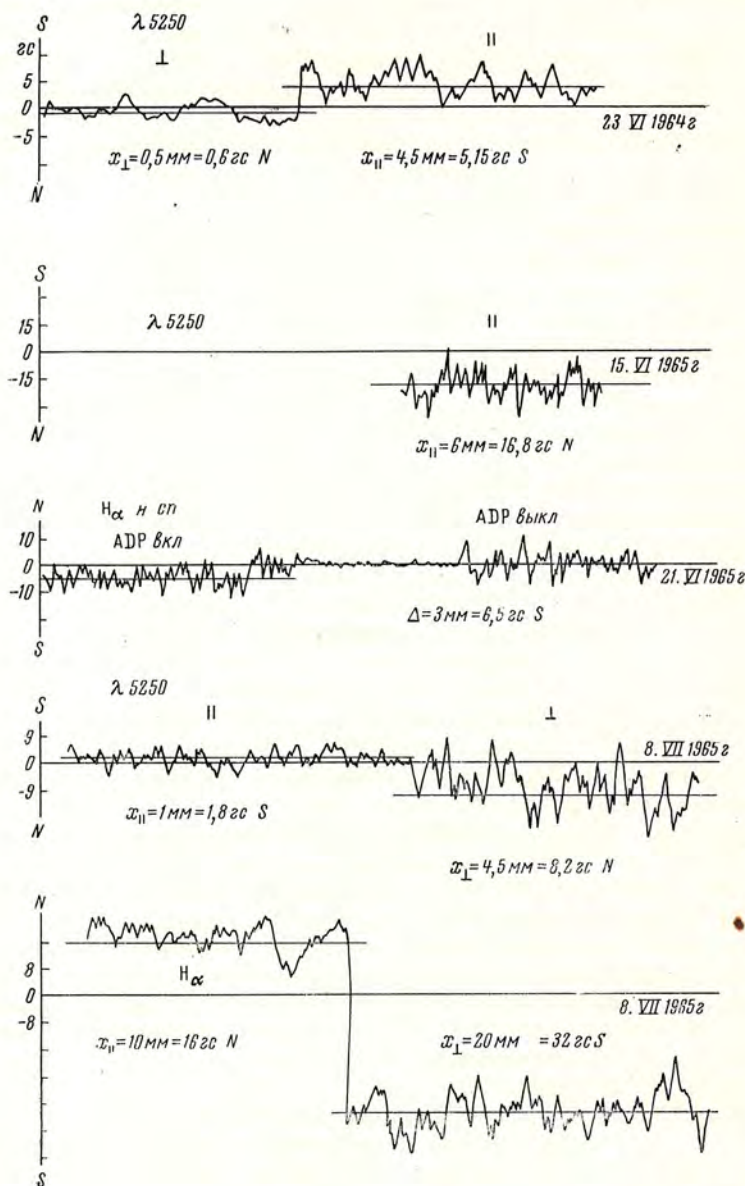
в 10 раз выше записей [2] и в ~ 30 раз выше разрешения рутинных, современных записей обсерватории Маунт Вилсон ($23'' \times 23''$). Хотя разрешение наших записей уступает разрешению спектрогелиографического метода Лейтона [3], которое определяется только беспокойством изображений, метод [3] не позволяет обнаружить слабые поля с напряженностью ниже 30 гс, которые составляют подавляющее большинство в общем поле. Поэтому для исследований общего поля этот метод не пригоден из-за существенной потери информации.

Вторым важным отличием от всех предыдущих работ по общему полю, включая нашу первую [1], является то, что запись поля в 1965—1966 гг. велась не только в железной линии $\lambda 5250$, но и других линиях, например H_{α} или $\lambda 6103$ Ca I; с 10.VIII 1965 г. подобные записи делались одновременно с помощью двойного магнитографа, описанного в [4]. Такие одновременные записи представляют особый интерес для понимания природы общего магнитного поля Солнца; они также позволяют значительно увеличить число тех вызванных полем отклонений, которые неуверенно выделяются на фоне шумов: флуктуации, вызванные полем, повторяются на записях в обеих длинах волн в одном и том же месте. В § 4 рассматривается общее магнитное поле на уровне хромосферы по записям в линии H_{α} .

Третье отличие состоит в том, что сигнал, регистрируемый нами, пропорционален величине продольного поля $H_{\parallel}$, тогда как в [2] и других исследованиях [5] регистрируется сигнал, пропорциональный $H_{\parallel} \times I$, I — интенсивность, причем влияние I при записи по всему диску и большом разрешении может серьезно исказить результаты.

Главным в записях общего магнитного поля Солнца является фиксация правильного положения нуля (см. [1], стр. 103). Если нет наводок и инструментальной поляризации, то темновая линия (закрывающая щель спектрографа) фиксирует положение нуля. При наличии этих факторов положение средней линии шума при включенном и выключенном кристалле ADP не одинаково и вообще не совпадает с темновой линией. При каждой записи общего поля записывается шум фотоумножителя непрерывно при выключенном модуляторе, чтобы не спутать шум с отклонением из-за слабого магнитного поля, могущего возникнуть при колебаниях «холма» поля относительно щели. Средняя линия такого шума при отсутствии наводок, зависящих от яркости, должна совпадать с темновой линией. Ни для одной из записей 1965 г. не было обнаружено различия положения этих линий, выходящего за пределы 0,5 гс, что заметно меньше полной амплитуды шума.

Сложнее обстоит дело с эффектами инструментальной поляризации. В 1964 г. [1] мы контролировали положение нуля по записи флуктуаций (шумов) в немагнитной линии $\lambda 5123$. Запись шума (при включенном ADP) в области непрерывного спектра также дает возможность фиксировать положение фактического нуля с учетом эффекта «немагнитной» поляризации. Сдвиги положения нуля относительно темновой линии (или средней линии шумов при выключенном модуляторе) возникают из-за разных эффектов рассеяния, приводящих к просачиванию линейной поляризации через модулятор ADP круговой поляризации на основной частоте (в схеме записи $H_{\parallel}$), см. [1]. В том, что разность хода $\frac{1}{2}\lambda$ проходит не только на двойной частоте, но практически в малой степени также на основной частоте, можно убедиться, если перед модулятором ADP круговой поляризации поставить поляроид: при этом на основной частоте (при настройке на запись продольного поля $H_{\parallel}$) возникает сигнал, величина и знак которого зависят от ориентации оси затухания поляроида. В том, что сигнал связан с рассеянным светом, можно убедиться, если закрыть вовсе решетку спектрографа: сигнал от поляроида сохраняется. Лучше всего записывать этот сигнал в непрерывном спектре, чтобы не возникало



Фиг. 1. Примеры записей сигнала линейной поляризации с модулятором круговой поляризации — поляроид перед ADP с осью затухания, параллельной (||) и перпендикулярной (⊥) щели

подозрений на влияние поля, хотя любой эффект поля (поперечного) ничтожно мал (при настройке на $H_{||}$) по сравнению с сигналом полной линейной поляризации от поляроида, особенно в неактивной области. Поэтому если при регистрации общего поля записывать эти сигналы от поляроида и знать их отношение к сигналам инструментальной поляризации, то можно оценить ошибку положения нуля. Примеры записей сигналов поляроида даны на фиг. 1. Сигнал инструментальной поляризации непосредственно наблюдать трудно, так как он очень слабый, однако все же возможно: он бывает замечен как отклонение шумовой линии в области, где нет флуктуаций поля (при включенном ADP), от нулевой линии (темноты); это от-

Положение нуля

Дата	$\lambda, \text{\AA}$	$x_{\parallel}, \text{гс}$	$x_{\perp}, \text{гс}$	$\Delta, \text{гс}$	$\frac{x_{\parallel}}{16}, \text{гс}$	Примечания
23.VI 1964	5250	5,15 S	0,6 N	—	0,32 S	С 20.V 1965 г. новые ФЭУ ЕМІ и перестройка схемы
15.VI 1965	5250	16,8 N	—	$\sim 1,0 N$	1,05 N	
21.VI	H_{α} (н. сп.)	135 N	—	6,0 N	8,5 N	23.VI 1965 г. ADP поставлен за щель
8.VII	5250	1,8 S	8,2 N	$< 0,5 S$	0,11 S	Знаки отклонений в H_{α} и $\lambda 5250$ противоположны соответственно правому и левому порядкам решеток
8.VII	H_{α}	16 N	32 S	$< 5 N$	1,0 N	В январе—феврале 1966 г. переделана схема; 2-й канал для $\lambda 5250$
19.VII	H_{α}	34 N	21 S	$\leq 3 N$	2,1 N	
5.IX 1966 г.	5250	8,0 N	26,5 S	—	0,50 N	
12.IX	6103	12,5 S	50 N	—	0,78 S	2-й канал для $\lambda 5250$
	5250	7,1 N	24,8 S	0,4 N	0,44 N	
	6103	8,9 S	29,2 N	0,63 S	0,56 S	

клонение одинаково хорошо выявляется как в непрерывном спектре или линии $\lambda 5123$, так и в магнитно-чувствительной линии, но в последнем случае нужна осторожность, чтобы избежать влияния магнитных полей.

В табл. 2 приведены некоторые измерения непосредственного сдвига нуля Δ относительно линии темноты (с указанием направления сдвига в сторону N - или S -полярности), а также измерения сигналов продольного поля от поляроида с осью пропускания вдоль щели $x_{\parallel}$ и поперек $x_{\perp}$. Из сравнения этих сигналов и величин Δ видно, что Δ всегда имеет знак $x_{\parallel}$ и величину в среднем $\sim 1/16 x_{\parallel}$. В соответствии с [1] мы видим, что в 1964 г. сдвигом нуля можно пренебречь, что следовало также из контрольных записей в $\lambda 5123$. Однако в связи с перестройкой магнитографа на двойной для одновременной записи в двух линиях (см. [4]) в мае — июне 1965 г. рассеянный свет возрос и дал $\Delta \approx 1 \text{ гс } N$ для $\lambda 5250$. Тогда же, в мае, в связи с установкой других, мультищелочных ФЭУ — ЕМІ была сделана попытка регистрации общего поля в H_{α} , также показавшая наличие большой инструментальной поляризации 8,5 N (шум в $H_{\alpha} \sim 10 \text{ гс}$). Это потребовало радикального улучшения положения, в частности устранения мощного источника рассеянного света — самого кристалла ADP, стоявшего перед щелью спектрографа. Модулятор ADP был 23.VI 1965 г. установлен за щелью, что серьезно улучшило также его тепловой режим. Одновременное устранение рассеянного света в спектрографе путем установки диафрагм в соответствующих местах привело в тому (см. табл. 2), что для $\lambda 5250$ сдвиг нуля сделался пренебрежимо малым, а для H_{α} заметно меньшим шумов. Таким образом, для записей общего поля в $\lambda 5250$ в 1965 г. положение нуля с достаточной точностью (небольшие доли амплитуды шума) совпадало с положением линии темноты (исключая периоды перестройки прибора, когда записи не велись).

Особого внимания потребовала первая запись 1966 г. — 13.III, представляющая значительный интерес, так как она сделана по всему диску одновременно в двух линиях: $\lambda 5250$ и $\lambda 6103$. Для возможности срав-

нения результатов по обеим линиям здесь нужно учесть сдвиги нуля, возникшие из-за инструментальной поляризации при перестройке схемы. Если измерять отклонения от нулевой линии «темноты», то вся запись в $\lambda 6103$ несколько сдвинута книзу, в сторону N -поляриности, а запись в $\lambda 5250$ сдвинута вверх, в сторону S -поляриности, на меньшую величину. Это дает систематическое различие между средним полем в красной и зеленой линиях

$$\bar{H}_{\text{кр}} - \bar{H}_{\text{зел}} = -2,3 \text{ гс},$$

считая отклонения вверх (S -поляриности) положительными. Так как фактическая величина $H = H_{\text{ист}} + \Delta$, где $H_{\text{ист}}$ — величина истинного поля (относительно правильного нуля), а Δ — поправка нуля, то, считая $H_{\text{ист}}$ для обеих линий одинаковым, имеем $\Delta_{\text{кр}} - \Delta_{\text{зел}} = -2,3 \text{ гс}$. В то же время из табл. 2 следует, что в среднем, с одной стороны, $x_{\parallel}(\text{кр})/x_{\parallel}(\text{зел}) = -1,4$, с другой, $-\Delta_{\text{кр}}/\Delta_{\text{зел}} = -1,6$, так что в среднем $\Delta_{\text{кр}} = -1,5\Delta_{\text{зел}}$. Таким образом, получим $\Delta_{\text{зел}} = +0,92 \text{ гс}$, $\Delta_{\text{кр}} = -1,4 \text{ гс}$, так что при калибровках в $\lambda 5250$ и $\lambda 6103$ — 1,71 и 3,28 гс/мм соответственно получим $\Delta_{\text{кр}} = +0,54 \text{ мм}$ и $\Delta_{\text{кр}} = -0,43 \text{ мм}$. Эти поправки были учтены при вычислении разности потоков $F_S - F_N$ (§ 3).

Отметим другие особенности записей. 1) Щели фотометра магнитографа, как обычно, устанавливались на наиболее крутой участок контура линии: для $\lambda 5250$ в V порядке щель была $1,8 \times 0,7 \text{ мм}$ (что соответствует расстоянию щели от центра линии $\Delta\lambda = 0,064 \text{ \AA}$), а для $\lambda 6102,7$ — $2,0 \times 0,7 \text{ мм}$, что соответствует $\Delta\lambda = 0,088 \text{ \AA}$. 2) В большинстве случаев изображение Солнца на щели спектрографа равно 200 мм , так что щель $60 \times 1,0 \text{ мм}$ соответствует полоске шириной $2'',5$ и высотой $9''$. Щель $60 \times 1,5 \text{ мм}$ выбиралась тогда, когда (зимой, весной) использовалось изображение Солнца размером 350 мм , что соответствует той же разрешающей силе $2'',5 \times 9''$ (см. табл. 1). 3) Все записи делались по возможности для спокойного Солнца, когда никаких выраженных центров активности на спектрогелиограммах на диске не отмечалось (см. § 4). Отсутствие временами видимых деталей на диске заставляло использовать для гидирования и сканирования уменьшенное изображение Солнца с диаметром 31 см , сканирование здесь велось по W -краю. 4) Калибровка записей в $\lambda 5250$ до пуска двойного магнитографа 10.VIII 1966 г. делалась, как обычно, путем регистрации отбросов на W -и E -краях Солнца ($1',5$ от края) с помощью насадки поляроид $+1/4 \lambda$ -пластинка согласно формуле [6]

$$(E - W) = 1600 \text{ гс}. \quad (1.1)$$

После 10.VIII 1966 г. запись в $\lambda 5250$ велась без компенсатора яркости, в этом случае вместо соотношения (1.1) имеем

$$2,75 \frac{I_0}{I_0} (E - W) = 800 \text{ гс},$$

где I_0/I_0 — потемнение в том участке диска, где ведется регистрация. Для выбранных нами полярных зон $I_0/I_0 \approx 0,55$ и калибровка определяется из условия

$$1,5 (E - W) = 800 \text{ гс}. \quad (1.2)$$

Запись 13.III 1966 г. вновь сделана с компенсатором яркости [для нее калибровка (1.1)]. Регистрация $\lambda 6102,7$ и H_α всегда велась с компенсатором яркости. Для линии H_α фактор Ланде $g = 1,14$ — в 2,6 раза меньше, чем для $\lambda 5250$. Поэтому, учитывая, что отношение длин волн H_α и $\lambda 5250$ составляет 1,25, получим вместо 1600 гс значение $1600 \cdot \frac{2,60}{1,25} = 3400 \text{ гс}$, так что для H_α условие калибровки с компенсатором яркости есть (см. [6])

$$(E - W) = 3400 \text{ гс} \quad (1.3)$$

при условии, что калибровка делается с пластинкой $1/4 \lambda$ специально для волны $\lambda 6563$. Если она делается с пластинкой $1/4 \lambda$ для $\lambda 5250$, то $E - W$ следует умножить еще на величину, которая по нашим измерениям составляла 1,55. Аналогично для $\lambda 6102,7$, $g = 2,0$, величина $E - W$ с компенсатором яркости:

$$E - W = \frac{1,14 \cdot 6,56}{2,00 \cdot 6,40} \cdot 3400 = 2070 \text{ эс.} \quad (1.4)$$

Точно так же, если калибровка ведется с неспециальной $1/4 \lambda$ -пластинкой (для $\lambda 5250$), множитель при $E - W$ по нашим измерениям составлял 1,35.

§ 2. ВЛИЯНИЕ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СИЛЫ

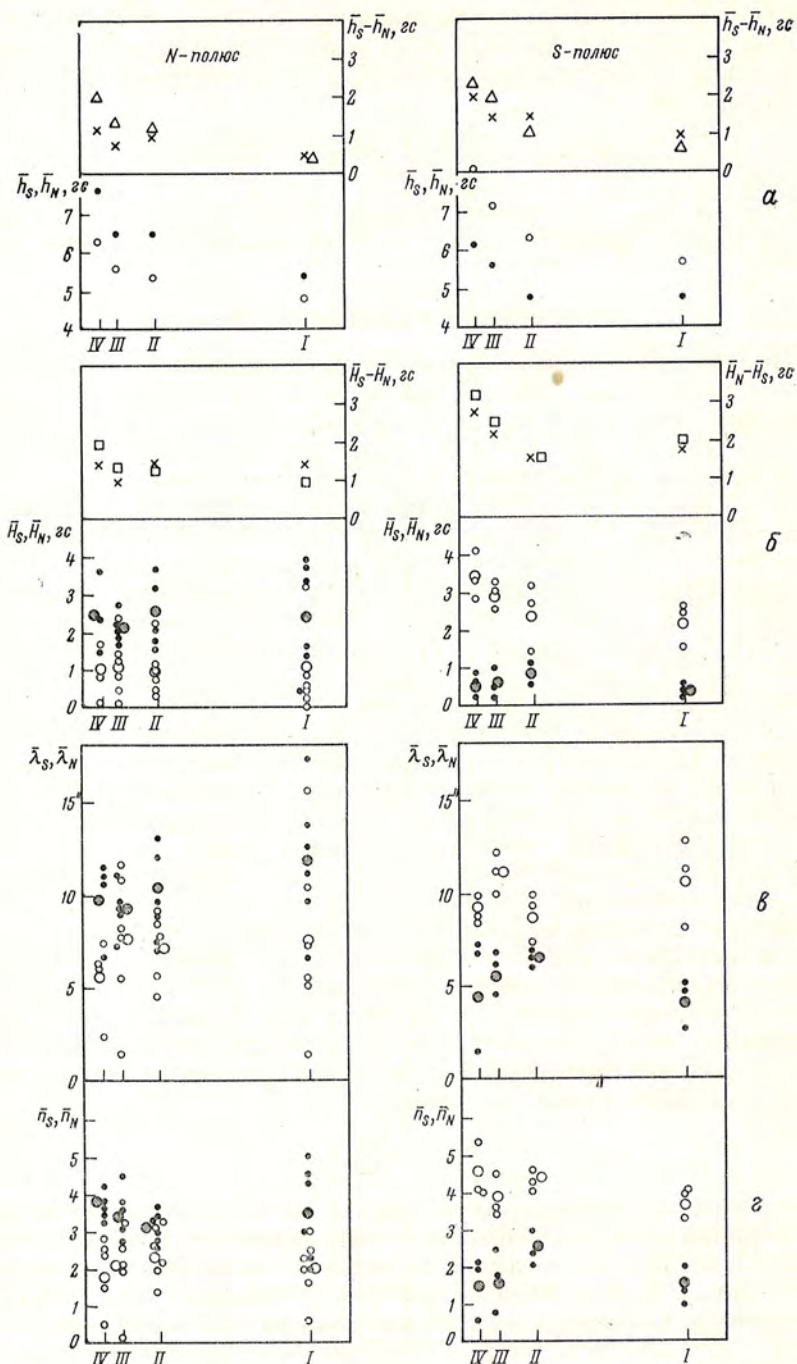
В [1] было найдено, что при повторном сканировании одного и того же разреза с разной разрешающей силой (от $27''$ до $4'',5$) максимальная напряженность поля в магнитных «элементах» возрастает по крайней мере в 2—3 раза (фиг. 3 в [1]). Это было сделано для одного конкретного разреза, содержащего только три элемента. Для выяснения влияния разрешения на статистические результаты измерений общего поля, основанные на осреднении данных по многим элементам, нужно было бы выполнить сканирование больших областей с разной разрешающей силой, что было сделано летом 1965 г. и использовано в [7] с целью выяснения вопроса о концентрации поля в тонких волокнах. Последовательные записи участка $120'' \times 120''$ с разрешением $R = 27''$ (высота щели 3 мм, I серия)¹, $R = 9''$ (высота 1 мм, II серия), $R = 4'',5$ (высота 0,5 мм, III серия) и $R = 2'',25$ (высота 0,25 мм, IV серия) делались так, что сканирование с разным R шло по одинаковым разрезам, позволяя сравнивать результаты статистики для разных R . Подробное описание материала см. в [7]; мы произвели переобработку этого материала применительно к своей цели — выяснение влияния разрешения на наши систематические измерения общего поля. Обработка сводилась к подсчету числа элементов, имеющих поле в заданных пределах: 0—2, 2—4, 4—6 и т. д. гаусс для всей области $120'' \times 120''$, записанной с заданным разрешением. Поскольку (см. § 3) на N -полюсе преобладали элементы S -поляриности, а на S -полюсе — N -поляриности, обработка для N - и S -полюсов была выполнена отдельно. Для N -полюса использовались записи, сделанные 13, 18, 21, 22 и 23.VII, а для S -полюса — только три записи: 24, 25 и 26.VII 1965 г. Распределение (гистограммы) числа элементов S - и N -поляриностей на обоих полюсах при разном разрешении приведено в табл. 3, откуда следует, что средняя напряженность поля данной поляриности

$$\bar{h}_{S,N} = \sum h_i v_i,$$

где v_i — частоты (в процентах к общему числу случаев) встречаемости поля напряженности h_i , возрастает с увеличением разрешающей силы R (см. фиг. 2, а), как это и следовало ожидать согласно приведенным нами данным (фиг. 3 в [1]). Наши измерения показывают рост средней напряженности максимальных значений поля на $\sim 30\%$ при росте разрешения от $27''$ до $2'',25$, тогда как в [7] найден более сильный рост на $\sim 60\%$.

Несколько неожиданным является некоторый (в 1,5—2 раза) рост результирующей средней напряженности $\bar{h}_S - \bar{h}_N$ на S -полюсе и небольшой рост $\bar{h}_S - \bar{h}_N$ на N -полюсе (крестики на фиг. 2, а). (Измерения [7] показывают в ~ 2 раза больший рост этой величины.) Рост $\bar{h}_S, \bar{h}_N$ и разности $\bar{h}_S - \bar{h}_N$, конечно, не свидетельство роста среднего по

¹ Фактически пучок был завынужен до 2 мм = $18''$.



Фиг. 2. Изменение величин, характеризующих полярное поле, с изменением разрешения: $I = 27''$; $II = 9''$; $III = 4'',5$; $IV = 2'',25$
 a — средняя (весовая) напряженность; $б$ — средняя напряженность по потоку;
 $в$ — средние длины; $г$ — среднее число элементов поля. Большие темные и светлые кружки — средние значения для ряда дней (см. текст), треугольники — значения, полученные в [7]

Гистограммы напряженностей поля при разной разрешающей силе записи

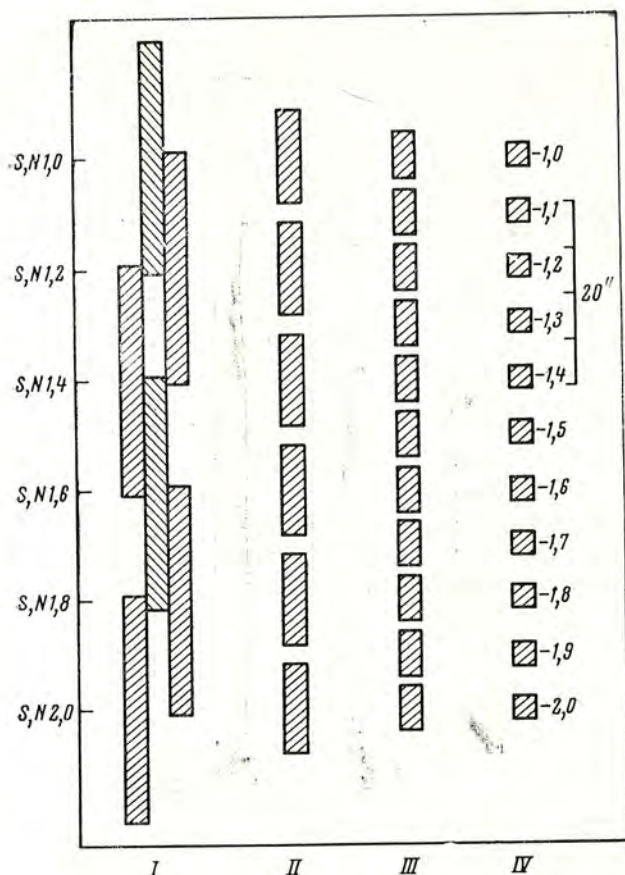
Напряженность, гс	Серия							
	I		II		III		IV	
	S	N	S	N	S	N	S	N
<i>N</i> -полюс								
0—2	5	2	2	3	5	4	2	2
2—4	26	22	26	37	39	48	30	12
4—6	24	17	44	41	66	43	53	33
6—8	13	8	21	22	41	30	34	34
8—10	2	3	18	6	22	17	33	17
10—12	5	3	5	3	16	1	14	6
12—14	4	—	4	4	4	4	18	—
14—16	1	—	1	1	6	3	10	5
16—18	—	—	3	—	2	1	2	2
18—20	—	—	1	—	1	—	3	—
Среднее, гс . .	5,40	4,90	6,49	5,34	6,44	5,61	7,62	6,42
<i>S</i> -полюс								
0—2	2	1	5	1	2	—	—	1
2—4	11	21	16	25	10	12	11	12
4—6	14	35	10	22	24	26	21	34
6—8	5	17	—	12	13	27	14	39
8—10	1	7	5	9	7	29	—	18
10—12	1	5	1	6	—	19	3	21
12—14	—	1	1	1	1	6	4	12
14—16	—	—	1	2	—	3	—	5
16—18	—	1	—	1	—	—	—	4
18—20	—	—	—	—	—	4	—	1
Среднее, гс . .	4,74	5,74	4,78	6,33	5,61	8,13	6,08	8,11

в с е м у записанному участку поля $\bar{H}$, которое не может изменяться при изменении разрешения (см. ниже), так как указанные записи охватывали не весь участок, а только определенные, одни и те же для разных R , его разрезы (см. схему сканирования при разных разрешениях на фиг. 3).

Рассмотрим более внимательно вопрос о средней величине поля при разных отверстиях. Пусть поле состоит из мелких «элементов» чисто продольного $+$ и $-$ поля с П-образным распределением внутри каждого элемента, так что поле вне элементов равно нулю. Будем считать, что яркость элементов и промежутков между ними одинакова. Напряженность поля, измеренная с отверстием площади S щели магнитографа, будет вообще

$$\bar{H} = \frac{1}{S} \int H ds = \frac{1}{S} (\sum H_i^+ S_i^+ + \sum H_i^- S_i^-) = \frac{1}{S} (\bar{H}_+ S_+ + \bar{H}_- S_-), \quad (2.1)$$

где интегрирование ведется по всей площади S ; $\bar{H}_+$, $\bar{H}_-$ — средние напряженности для элементов $+$ и $-$ полярности; S_+ , S_- — измеренные площади $+$ и $-$ элементов соответственно; очевидно, $S_+ + S_- \leq S$.



Фиг. 3. Расположение и величина щели при последовательном сканировании одного и того же участка ($S, N_{1,0} - S, N_{2,0}$) с различным разрешением (римская цифра)

Рассмотрим для простоты случай, когда все элементы имеют одинаковую напряженность $\bar{H}_+ = -\bar{H}_- = H$ и одинаковые вид (квадратов) и площадь (равную 1); тогда

$$\bar{H} = \frac{1}{S} (S_+ - S_-) \quad (2.2)$$

и рассмотрим случай, представленный на фиг. 4, когда заданный участок, содержащий четыре элемента (три с напряженностью $+H$ и один $-H$, расположенные, как указано на фиг. 4), сканируется сперва щелью, захватывающей весь участок (обведен штриховой линией) — случай I, затем последовательно 3 раза подряд щелью, в 3 раза меньшей (случай II) и, наконец, щелью, в 6 раз меньшей, последовательно 6 раз (случай III) ширину щели будем считать неизменной и равной ширине участка, площадь которого примем равной 18 единицам. Тогда имеем соответствующие разным случаям следующие результаты:

I случай

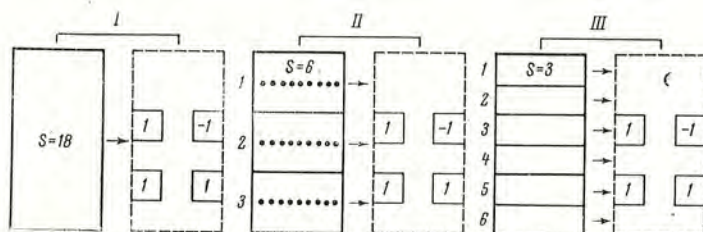
$$S_+ = 3, S_- = 1$$

$$\bar{H} = \frac{H}{18} (3 - 1) = \frac{1}{9} H$$

1-й разрез: $S_+ = 0, S_- = 0, \bar{H}_1 = 0$
 2-й разрез: $S_+ = 1, S_- = 1, \bar{H}_2 = 0$
 3-й разрез: $S_+ = 2, S_- = 0, \bar{H}_3 = \frac{2}{6} H$
 Среднее поле:
 $\bar{H} = \frac{1}{3} (H_1 + H_2 + H_3) = \frac{1}{9} H$

1-й разрез: $S_+ = 0, S_- = 0, \bar{H}_1 = 0$
 2-й разрез: $S_+ = 0, S_- = 0, \bar{H}_2 = 0$
 3-й разрез: $S_+ = 1, S_- = 1, \bar{H}_3 = 0$
 4-й разрез: $S_+ = 0, S_- = 1, \bar{H}_4 = 0$
 5-й разрез: $S_+ = 2, S_- = 0, \bar{H}_5 = \frac{2}{3} H$
 6-й разрез: $S_+ = 0, S_- = 0, \bar{H}_6 = 0$
 Среднее поле:
 $\bar{H} = \frac{1}{6} \left(\frac{2}{3} H \right) = \frac{1}{9} H$

Таким образом, при сканировании с разным разрешением заданной области, таком, что оно покрывает равномерно, без пропусков и перекрытий, всю область, среднее поле $\bar{H}$ не может изменяться, на что справедливо указано в [8]. Иными словами, результирующий магнитный поток не будет зависеть от того, какова разрешающая сила записи,



Фиг. 4. Сканирование одного и того же участка (штриховая линия), содержащего четыре элемента поля (малые квадраты), с помощью отверстий разной величины (случай I, II, III, см. текст)

если только при разных разрешениях покрывается одна и та же область. Если же при записи с разрешением II (фиг. 4) рассматриваемая область просканирована только два раза (как указано на фиг. 4 пунктиром), то для первого разреза получим $\bar{H}_1 = 0$, а для второго $\bar{H}_2 = 2/6 H$ и среднее поле $\bar{H} = (0 + \frac{1}{3} H)/2 = \frac{1}{6} H$ больше, чем поле с низким разрешением. Если аналогично со целью III просканировать только разрезы 3, 4 и 5, то получим среднее поле $\bar{H} = \frac{1}{3} \frac{2}{3} H = \frac{2}{9} H$ — еще больше, чем с разрешением II. Таким образом, мы получаем рост среднего поля в 2 раза (!) только за счет неполного сканирования области. По-видимому, этот эффект и выявился в результате [7], где обнаружен рост среднего по сканированной области результирующего потока, что физически невозможно. Из схемы сканирования фиг. 3 видно, что среднее поле для IV серии будет заметно завышено (возможно в 2 раза, как показал приведенный пример), а для серии I занижено, что может дать указанный рост.

Поэтому все записи были переобработаны так, чтобы исключить переналожене в I серии (только указанные номера на фиг. 3) и с учетом того, что записи IV серии нельзя сравнивать с остальными без их уменьшения на некоторый множитель. Определялись величины, пропорциональные потоку поля N - и S -поляриности: именно площади, ограниченные записью поля и

нулевой линией, т. е. величины

$$F_{S,N} = \int H_{\parallel} dl \quad (2.3)$$

отдельно для S - и N -флуктуаций. Сумма этих площадей для данного разреза, деленная на его длину L , дает среднее поле данной полярности $F_{S,N}/L$, а затем вычисляется среднее для всех разрезов внутри данной площади $\frac{1}{n} \sum F_{S,N}/L$, где n — число разрезов. Аналогичным путем находилась средняя длина элементов S - и N -полярности $\bar{\lambda} = \frac{1}{n} \sum \lambda_{S,N}$ и среднее число элементов. Результаты всех отдельных измерений для всех дат, указанных выше, приведены на фиг. 2, б, в, г отдельно для N - и S -полюсов (см. также табл. 4). На N -полюсе, где средние хорошо обеспечены

Таблица 4

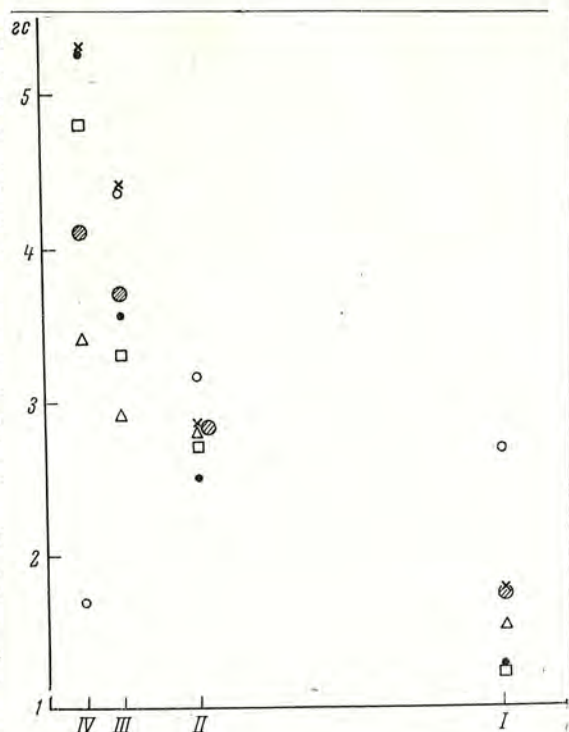
Серия	$F_S, \text{гс}$	$F_N, \text{гс}$	$F_S - F_N, \text{гс}$	λ_S	λ_N	n_S	n_N
N-полюс							
I	2,36	0,92	1,49	11,8	7,59	3,51	1,98
II	2,47	1,01	1,46	10,1	7,11	3,13	2,40
III	2,06	1,06	1,00	9,18	7,58	3,52	2,09
IV	(2,64)	(0,86)	(1,78)	(9,90)	(5,55)	(3,78)	(1,80)
S-полюс							
I	0,37	2,17	-1,80	4,26	10,6	1,43	3,76
II	0,84	2,38	-1,54	6,60	8,80	2,53	4,33
III	0,62	2,91	-2,29	5,90	11,1	1,70	3,86
IV	(0,60)	(3,40)	(-2,80)	5,26	9,13	1,60	4,53

измерениями, величины $\bar{H}_S$ и $\bar{H}_N$ если и возрастают, то незначительно, подтверждая указанный факт роста амплитуды отклонений с увеличением разрешения; однако никакого увеличения разности $\bar{H}_S - \bar{H}_N$ с разрешением (график фиг. 2, б сверху) не обнаруживается в соответствии со сказанным выше о постоянстве результирующего потока (даже если не учитывать, что значения этой разности для IV серии должны быть уменьшены на множитель ~ 2). Рост напряженности с разрешением компенсируется уменьшением размеров элементов поля. Что касается S -полюса, обеспеченного только тремя измерениями, то здесь наряду с ростом $\bar{H}_N$ и $\bar{H}_S$ наблюдается рост результирующего поля $\bar{H}_N - \bar{H}_S$ с ростом разрешения (согласный с аналогичным ростом поля $\bar{h} = \bar{h}_N - \bar{h}_S$ на фиг. 2, а).

Возрастание среднего поля данной полярности с увеличением разрешения связано, очевидно, с тем, что эффект взаимного уничтожения полей в пределах области щели уменьшается с уменьшением отверстия (например, для I серии фиг. 4 + поле составляет $1/9 H$, а для щели, в 3 раза меньшей, оно составляет уже $(\frac{1}{6} H + \frac{2}{6} H) \frac{1}{3} = \frac{1}{6} H$). Однако рост результирующего поля $H_N - H_S$ для S -полюса является, скорее всего, фиктивным и по существу отражает рост только поля $\bar{H}_N$, так как средняя напряженность поля $\bar{H}_S$ (см. табл. 4) в среднем составляет только 0,6 гс, что значительно ниже средней полной амплитуды шума, как показывает ее зависимость от высоты щели на фиг. 5. Вообще шум

может сильно влиять на измерения в IV серии, хотя обычно флуктуации, связанные с полем, хорошо выделяются благодаря своему систематическому характеру. Непосредственный просмотр записей S-полюса 24, 25 и 26.VII 1965 г. показывает, что флуктуации S-полярности практически вовсе отсутствовали, а большинство измеренных флуктуаций являются просто шумами долгого «периода», в то же время хорошо заметны сильные (до 35 гс) поля N-полярности. Это иллюстрирует также карта изогauss поля, построенная для одного из этих дней (фиг. 6).

Рассмотрим теперь, как изменяется объем информации об общем магнитном поле Солнца с изменением разрешающей силы — конкретно — при переходе от разрешения, используемого чаще всего в нашей работе ($2'' \times 2''$), к разрешению, используемому, например, на обсерватории Маунт Вилсон: $R = 23'' \times 23''$. Потери информации при увеличении отверстия не было бы, если бы не было шумов — все малые элементы в пределах отверстия привнесли бы свою долю в среднее поле



Фиг. 5 Зависимость средней (полной) амплитуды шума от разрешения для разных дней

Большие заштрихованные кружки — средние значения

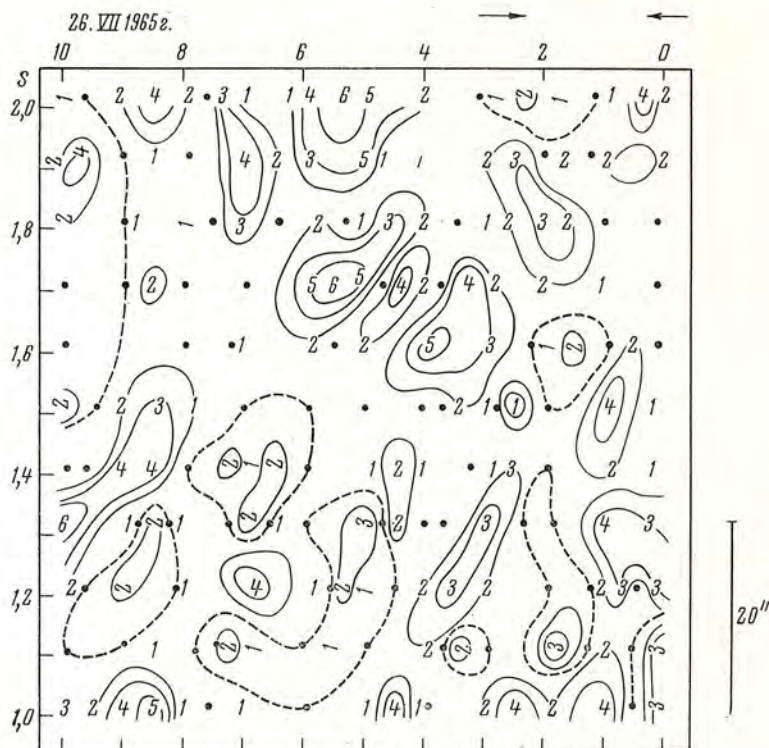
$$\bar{H} = \frac{1}{S_0} \sum H_i s_i,$$

где S_0 — площадь отверстия, и запись при низком разрешении отличалась бы от записи с большим разрешением только тем, что первая представляла бы собой осреднение второй. Однако из-за наличия шумов малый элемент с площадью $s_i \ll S_0$ при низком разрешении дает очень слабое поле $H = \frac{s_i}{S_0} H_i$ (даже при заметном H_i), которое может оказаться ниже порога чувствительности магнитографа, т. е. сигнала поля, сравнимого с шумом. Наша задача найти, при каких размерах элементов поля и напряженностях начинает теряться информация. Средний (взвешенный из многих измерений) шум для крымского магнитографа [4]

$$\bar{h} = 2,03 \text{ гс}$$

(для специально отобранных ФЭУ ЕМІ); это мы примем за пороговый сигнал. Величина сигнал/шум меняется как корень квадратный из светового потока, проходящего в спектрограф, т. е. из площади входного отверстия (щели) при одинаковом d/f . Таким образом, наш пороговый сигнал при щели $23'' \times 23''$ будет

$$\bar{h}' = 2,0 \sqrt{\frac{9'' \times 2'',5}{23'' \times 23''}} = 0,42 \text{ гс.} \quad (2.4)$$



Фиг. 6. Карта поля 26.VII 1965 г., полученная с разрешением $R = 4'',5$

Калибровка $1 = 2,35$ гс; вертикальные цифры — N-полярность, горизонтальные — S-полярность

У нас d/f питающей оптики равно $1/50$, а при $d/f = 1/150$ (Маунт Вилсон) средний пороговый шум будет никак не меньше 1 гс при той же постоянной времени $\tau = 2^s,5$. Примем его даже $0,5$ гс, тогда все элементы поля, для которых $H_{\parallel}$ и площадь s удовлетворяют неравенству¹

$$H_M \frac{s}{S_0} \leq 0,5 \text{ гс}, \quad (2.5)$$

дадут сигнал, меньший или равный шумовому порогу при щели $23'' \times 23''$.

В то же время для щели $S_0 = 2'',5 \times 9''$ аналогичное неравенство есть

$$H_C \frac{s}{S_0} \leq 2 \text{ гс}. \quad (2.6)$$

На фиг. 7 приведены зависимости предельных H_M и H_C от s/S_0 — кривые I и II, показывающие, что все элементы с полями и размерами ниже кривых I и II лежат в пределах шумов. Средняя весовая напряженность элементов общего поля согласно [1] и данным этой работы может быть

¹ В [2] дается средний квадратичный шум, равный $0,1$ гс, при щели высотой $70''$ и постоянной времени 5^s ; в пересчете на щель $23'' \times 23''$ (при ширине исходной щели $2''$) получим шум $0,2$ гс, а при постоянной времени $2^s,5$ он будет $\sim 0,3$ гс. В [9] для щели $10'' \times 10''$ указывается шум $\leq 0,5$ гс при $\tau = 5^s$, что дает «пороговый» шум при $R = 23'' \times 23''$, равный $h' \leq 0,5/2,3 = 0,2$ гс или $0,3$ гс при $\tau = 2^s,5$. Если учесть, что калибровка в [2, 9] занижена в 2 раза по сравнению с нашей, то пороговый сигнал будет $0,6$ гс в соответствии с принятым нами значением $0,5$ гс.

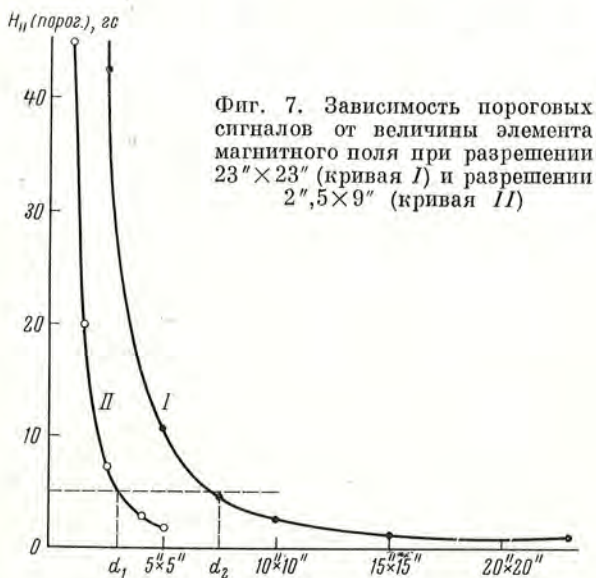
принята 5 гс. Из фиг. 7 следует, что при разрешении $23'' \times 23''$ в напряженности 5 гс будут зарегистрированы только те элементы, размер которых

$$d \geq d_2 = 7'',5, \quad (2.7)$$

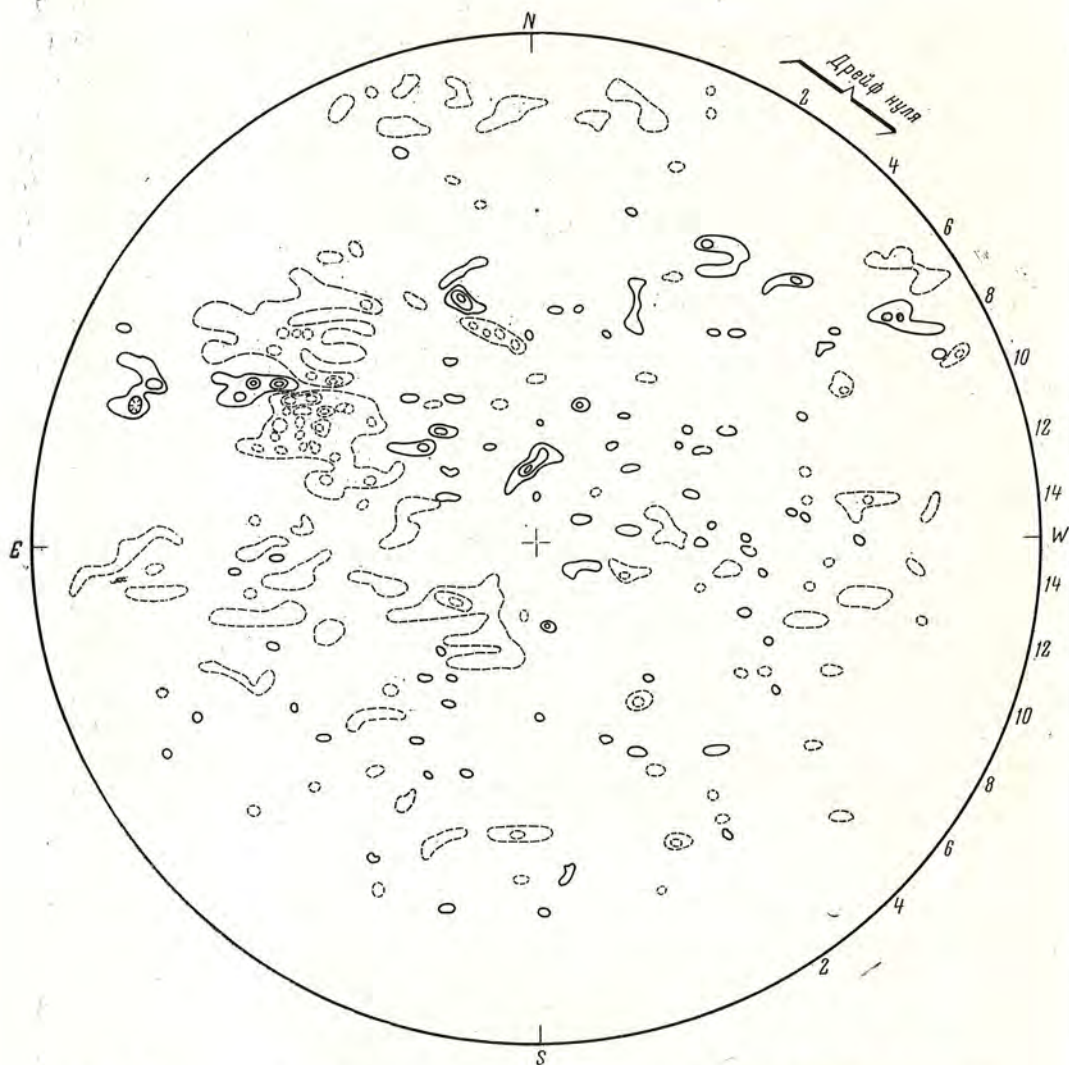
т. е. больше радиуса корреляции (§ 5), тогда как при разрешении $2'',5 \times 9''$ регистрируются элементы той же напряженности с размером $> 3''$ или даже выше, если учесть, что щель в ширину имеет всего $2'',5$. Согласно данным § 5 (см. табл. 10 и фиг. 20), это означает, что при записи с разрешением $23'' \times 23''$ будет потеряно не менее 35% всех элементов, тогда как мы теряем не более 10% всех элементов.

На фиг. 8 для сравнения приведены карты по нашим данным и данным обсерватории Маунт Вилсон (см. примечание на стр. 30) за 2.VIII 1965 г.; из них видно, что наша карта показывает 272 элемента, а карта Маунт Вилсон 158 элементов, т. е. у нас в 1,72 больше деталей (по числу), чем на карте Маунт Вилсон, несмотря на «скважность» наших записей на полюсе около 2, а для диска ~ 4 (отношение расстояния между последовательными разрезами к высоте щели); у записей Маунт Вилсон скважность равна 1, т. е. диск равномерно покрыт записями.

До сих пор мы не учитывали различия постоянной времени τ . Карта Маунт Вилсон на фиг. 8 получается за 80^m , что соответствует скорости сканирования $23''$ в 1 сек. времени; так как скорость R/τ не дает серьезной потери информации, то $\tau \approx 1^s$, тогда как у нас $\tau = 2^s,5$. Это повышает пороговое поле (2.5) в $\sqrt{2,5}$ раза, т. е. дает 0,79 гс вместо 0,5 (шум меняется как корень квадратный из $1/\tau$), что приводит к тому, что регистрируются только элементы с $d > 10''$, которых не более 50%. Если же при скорости $23''/1$ сек. применять $\tau = 2^s,5$, то получается сокращение амплитуды всех сигналов в отношении $(1 - e^{-2,5})/(1 - e^{-1})$, т. е. в 1,4 раза; согласно кривой I фиг. 7 это ведет к потере информации о всех элементах с $d > d_2 = 8'',5$, каковых около 45%.



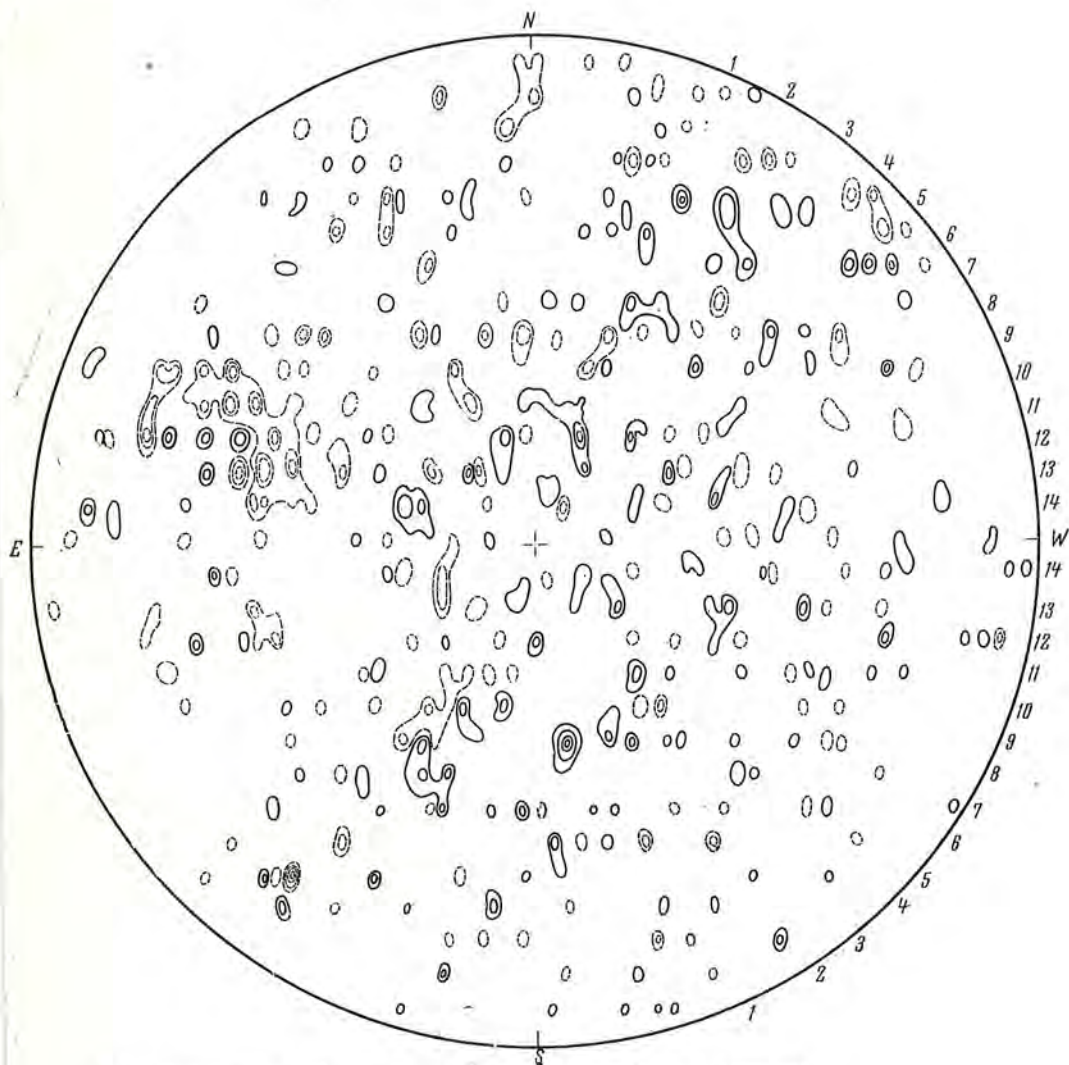
Кроме того, следует учесть, что на полюсах имеется некомпенсированное уменьшение чувствительности в 1,5—2 раза из-за падения яркости к краям диска, что приведет к повышению порога (2.5) до 1 гс по крайней мере и потере всех элементов с $d > 12''$. Таким образом, способ регистрации, принятый на обсерватории Маунт Вилсон, ведет к потере информации о не



Фиг. 8. Сравнение карт общего поля для всего диска за 2.VIII 1965 г., полученных
Изогауссы начинаются с 3 гс; N-полярность — сплошные линии, S-полярность — штриховые;

менее чем 50% элементов¹ общего магнитного поля, но обладает тем преимуществом, что перекрывает весь диск равномерно. У нас теряется около 10% информации, но диск перекрывается в 2 раза реже, чем это следует из данных о радиусе автокорреляции (7",5): интервал между разрезами не следует брать больше удвоенного радиуса автокорреляции, иначе появляются новые элементы поля. Мы ведем запись обычно с интервалом 25"; даже при скорости 2" за 1^s (что в 2 раза больше R/τ) запись диска при такой скважности занимает не менее 8^h. Все же для понимания физической природы общего поля запись с большим разрешением, даже не полностью всего диска, предпочтительнее, тем более что имеется известная доля хао-

¹ В потере ~50% информации при записях со щелью 23"×23" можно также сразу убедиться из средней гистограммы напряженностей (фиг. 10), показывающей, что элементы поля с $H_{\parallel} > 6$ гс (по калибровке Маунт Вилсон ≥ 3 гс — величины, с которой начинаются изогансы на картах этой обсерватории) составляют не более 50%.



на обсерватории Маунт Вилсон (слева) и в Крыму (справа)
цифры справа — номера разрезов, которые делаются в Крыму

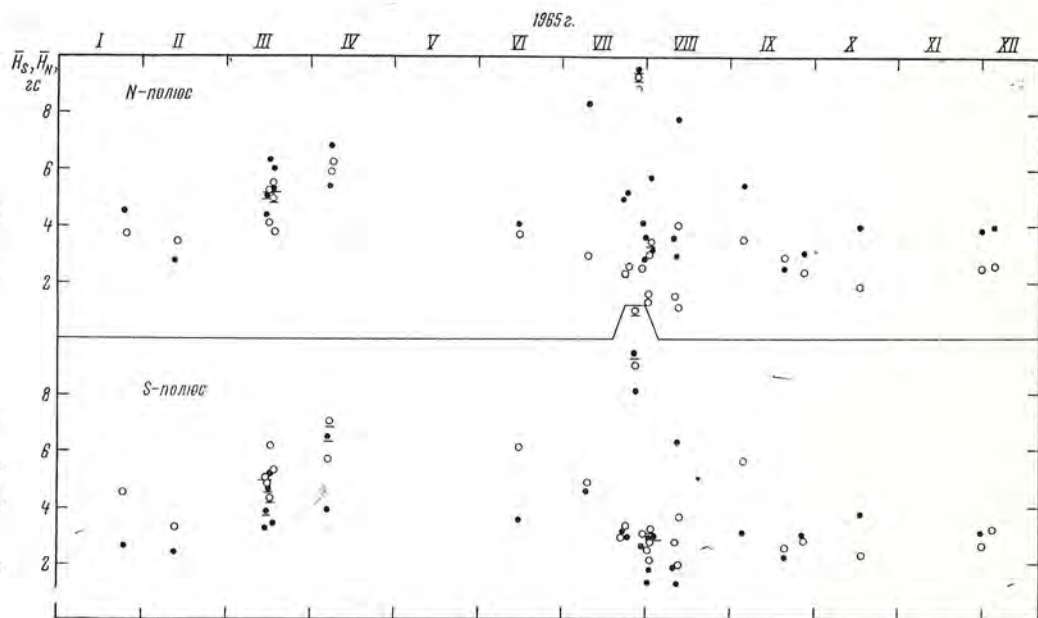
точности в распределении полей (вне активных областей) — это следует из приводимых ниже записей поля по всему диску и распределения результирующего поля с широтой (см. фиг. 13 и 14).

§ 3. ПОЛЯРНОЕ ПОЛЕ И ЕГО ИЗМЕНЕНИЯ

Так же как в [1], для всей околополярной зоны, указанной в табл. 1, строились гистограммы распределения частоты встречаемости максимальных амплитуд флуктуаций поля S - и N -полярностей в интервалах 0—2, 2—4, 4—6 и т. д. гаусс на каждый день наблюдений. С их помощью находились средние взвешенные значения напряженности

$$\bar{H} = \sum H_i v(i)$$

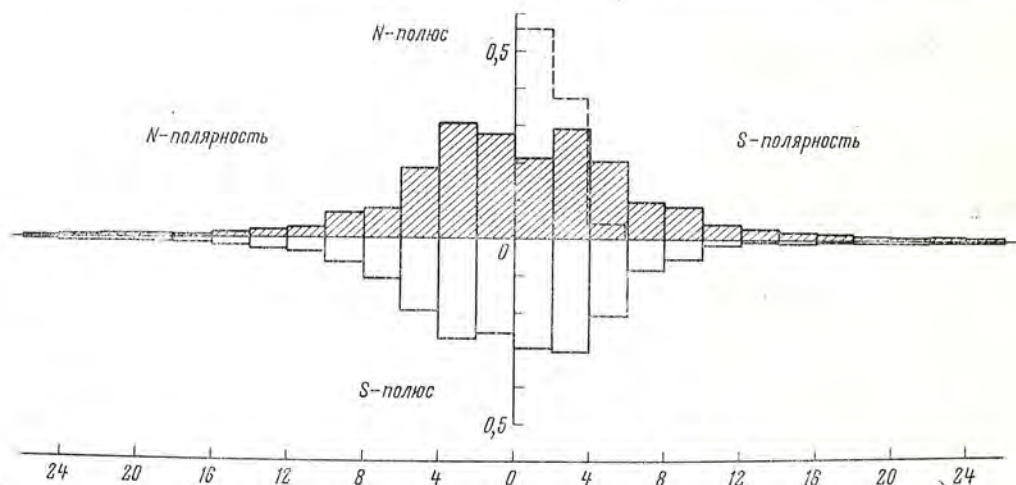
— данной полярности $\bar{H}_S$, $\bar{H}_N$ для каждого дня наблюдений. Гистограммы для отдельных дней мы не воспроизводим, но значения $\bar{H}_S$, $\bar{H}_N$



Фиг. 9. Средние (весовые) напряженности поля для S - и N -полярных областей целиком в различные дни 1965 г.

Точки — S -полярность, кружки — N -полярность

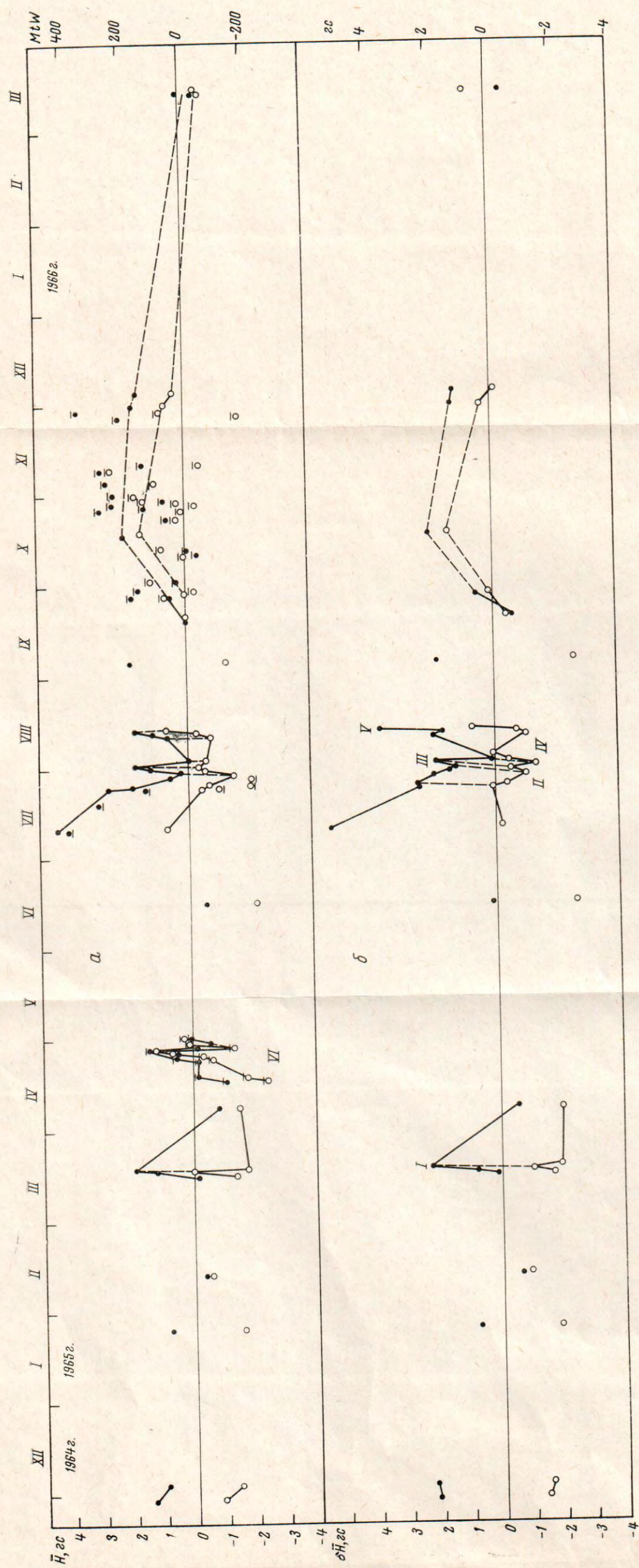
отдельно для N - и S -полюсов приведены на фиг. 9 и в табл. 6. В те дни, когда имелась запись поля на всем диске, записи разделялись на две зоны: полярную (разрезы 1—8 от $\sim 30^\circ$ до $\sim 70^\circ$ широты) и экваториальную (разрезы 9—14 от 0 до $\sim 30^\circ$); для обеих зон определялись значения $\bar{H}_S$, $\bar{H}_N$: экваториальные значения выделены особо на фиг. 9. Распределение этих значений сразу показывает преобладание в большинстве случаев S -полярностей на N -полюсе и N -полярностей на S -полюсе. Виден заметный рост напряженности обеих полярностей к середине года и спад в конце года. Следует



Фиг. 10. Средняя за 1965 г. гистограмма частот элементов поля различной полярности и напряженности для N -полюса (заштрихована) и S -полюса

Штриховая линия — гистограмма шумов согласно [1]

T.38 стр 244



Фиг. 11. Результирующие напряженности поля $\bar{H}$ (по величине потока, а) и $\delta \bar{H}$ (по средним весовым значениям, б) в различные дни
 Точки — для N-полюса, кружки — для S-полюса. Точки и кружки с чертой внизу — то же, по измерениям [7]. Точки и кружки с чертой наверху — по данным обсерватории Маунт Вилсон. I, II и т. д. отмечают пики быстрых колебаний, показывающие запаздывание на N-полюсе. Единица шкалы Маунт Вилсон равна $2 \cdot 10^{18}$ макс

Таблица 5

Гистограмма частот встречаемости поля за 1965 г.

$H \parallel, \text{гс}$	N-плюс		S-плюс	
	S	N	S	N
0—2	415	446	519	514
2—4	537	497	531	545
4—6	394	304	363	392
6—8	190	128	148	222
8—10	162	106	97	132
10—12	74	48	31	66
12—14	55	40	13	60
14—16	32	21	16	33
16—18	21	7	8	15
18—20	18	12	6	11
20—22	11	16	2	5
22—24	15	7	1	5
24—26	8	3	5	6
Σ	1962	1635	1740	2009
$\overline{H}, \text{гс}$	5,28	4,65	4,04	4,83

иметь в виду, что каждое значение на фиг. 9 есть среднее взвешенное по 50—80 (в среднем) элементам поля S- или N-полярности.

Просмотр гистограмм отдельных дней не позволяет отнести, как в 1964 г., все данные к определенным характерным периодам. В табл. 5 приводятся суммарные за весь год частоты встречаемости напряженностей H_S и H_N , а на фиг. 10 — суммарная за 1965 г. гистограмма. Она не показывает такой асимметрии в распределении на N-полусе, как в 1964 г.: все значения более или менее одинаково часто встречаются как для N-, так и для S-полуса, равно как для S- и N-полярностей. Обращает на себя внимание появление в полярных районах небольшого числа больших значений поля (до 20—25 гс, без поправки на разрешение), особенно среди полей S-полярности на N-полусе. Наличие минимума в интервале 0—2 гс связано с тем, что большинство таких флуктуаций — шумовые (гистограмма шумов отмечена штриховой линией).

Из табл. 5 видно, что наибольшими были поля S-полярности на N-полусе (5,3 гс); они почти уравнивались значением 4,8 гс поля N-полярности на S-полусе. Результирующее поле в среднем на N-полусе было +0,6 гс (S-полярности), а на S-полусе — 0,8 гс (N-полярности), так что грубо в среднем за весь 1965 г. Солнце можно уподобить диполю, тогда как в 1964 г. поле на S-полусе вовсе отсутствовало в первую половину года.

Однако были периоды, когда поведение общего поля сильно отличалось от поля, характерного для диполя. Поведение поля со временем характеризуют величины

$$\delta H = \overline{H}_S - \overline{H}_N, \quad (3.1)$$

отложенные на фиг. 11, б; сюда для полноты добавлены два последние месяца 1964 г. и наблюдения 13.III 1966 г. Наряду с этими значениями были вычислены средние по полярной зоне значения величины

$$\overline{H} = \frac{1}{L} (F_S - F_N) = \frac{\Delta F}{L}, \quad (3.2)$$

где F_S, F_N — суммарные для данного разреза длины L потоки поля S - или N -полярности

$$F_{S,N} = \int H_{\parallel} dl. \quad (3.3)$$

Величины F , как и в [1], вычислялись путем планиметрии площади, ограниченной записью и нулевой линией на участке S - или N -отклонений, и выражались в $гс \cdot мм$ длины записи; так как цена 1 $мм$ записи в секундах дуги известна, то величины F нетрудно выразить в $мксв$ (см. ниже). В табл. 6 приведены средние величины $F_S - F_N$ (в единицах $гс \cdot сек$. дуги) и $\bar{F}_S/\bar{F}_N$, характеризующие собой преобладание потока одной полярности над другой. Средние $\bar{H}$ (3.2) получены путем осреднения отношения $\Delta F/L$ для каждого разреза; это лучше, чем вычислять среднее ΔF и среднее L , а затем их отношение, так как длины L немного меняются. Ход $\bar{H}$ со временем представлен на фиг. 11, а. Сравнение F_S/F_N в табл. 6 с приведенными там же средними значениями λ_S/λ_N (отношения длин S - и N -элементов), а также среднего отношения числа S - и N -элементов (n_S/n_N) демонстрирует довольно очевидный факт пропорциональности F_S/F_N этим числам (графики не приводятся), так как сами средние величины $\bar{F} = \bar{H}n\bar{\lambda}$ (см. [1]). Видно также, что на величину $\bar{F}$ большее влияние оказывают д л и н ы элементов, а не их напряженность и число.

Фиг. 11, б показывает сходное поведение величин δH — результирующего поля, вычисленного по распределению частот максимальных амплитуд, и $\bar{H}$ — результирующего, вычисленного по потокам, хотя некоторые тонкие отличия имеются: они возникают за счет «примеси» протяженных элементов слабого поля или малых элементов сильного. Поскольку каждая точка — это в среднем 60—80 измерений, то флуктуации, даже очень быстрые, вполне реальны. Эти б ы с т р ы е к о л е б а н и я п о р я д к а с у т о к, например 15—17.III, 24.VII — 2.VIII, 40—42.VIII хорошо воспроизводятся как в S -, так и N -полярности, причем пики, особенно минимумы, на N -полюсе повторяются с о п о з д а н и е м на 1—2 дня по сравнению с S -полюсом для отмеченных случаев. Например, в марте поле на S достигло максимума 16-го и упало до нормы 17-го, а на N оно достигло максимума только 17-го; сходные эффекты наблюдаются в июле. Получается следующая картина:

Полус	I	II	III	IV
	max $H, \delta H$	max δH	min $H, \delta H$	max δH
S	16.III	23.VII	27.VII	29.VII
N	17.III	24.VII	29—30.VII	1.VIII

Она указывает в четырех случаях на з а д е р ж к у пиковой величины поля δH или $\bar{H}$ на 1—2 дня на N -полюсе по сравнению с S -полюсом. Если запаздывание связано с магнитным возмущением, распространяющимся от S - к N -полярной области, то его скорость будет $\sim 5 км/сек$, что близко к характерной скорости турбулентии в верхних слоях атмосферы Солнца.

Рассмотрим критически этот эффект. Если бы он был связан с ошибкой нуля, то наступление пиков было бы о д н о в р е м е н н ы м: все значения как на N -, так и на S -полюсе были бы более или менее о д и н а к о в о сдвинуты (в сторону S - или N -полярности) для данного дня. Проверка записей, кроме того, показала, что нет никаких оснований заподозрить эту ошибку в данных случаях.

Ошибка калибровки, вызывая завышение или занижение значений напряженности N - и S -полей, вызовет, очевидно, и завышение их разности $H_S - H_N$ — результирующего поля $\bar{H}$ (или δH) на т о т ж е фактор. Однако, во-первых, эта ошибка, так же как ошибка нуля, скажется в равной мере и о д н о в р е м е н н о на поле на N - и S -полюсах; во-вторых, она

Данные о полярном поле и его изменениях

№ п/п	Дата	$\lambda, \text{\AA}$	H_S, z	H_N, z	$F_S - F_N,$ э.с.сек	$\bar{H}, \text{э.}$	F_S/F_N	λ_S/λ_N	$n_S n_N$	$F_N(N)/F_N(S)$	$F_S(N) : F_N(N) :$ $F_S(S) : F_N(S)$
1 S 1 N	24.I 1965 г.	5250	2,66 4,54	4,53 3,72	-450 +241	-1,67 +0,96	0,42 2,90	0,54 1,31	0,92 1,31	0,474	1,4 : 0,5 : 0,4 : 1
2 S 2 N	12.II	5250	2,42 2,84	3,29 3,48	-100 -117	-0,42 -0,34	0,97 1,36	0,83 0,79	0,86 1,42	1,17	1,6 : 1,2 : 1 : 1
3 S 3 N	15.III	5250	3,26 4,32	4,94 4,13	-519 -7	-1,40 -0,09	0,30 0,97	0,58 0,92	0,69 1,00	0,650	0,7 : 0,7 : 0,3 : 1
4 S _a 4 N _a	15.III	5250	3,85 5,16	5,09 5,32	-965 +148	-0,75 +0,35	0,56 1,30	0,77 0,98	0,80 1,02	0,772	1 : 0,8 : 0,6 : 1
5 S 5 N	16.III	5250	5,20 6,28	6,22 5,43	+46 +1330	+0,026 +1,29	1,07 2,33	1,12 1,32	1,00 1,11	0,745	1,7 : 0,7 : 1 : 1
6 S _a 6 N _a	16.III	5250	4,66 5,43	4,45 5,08	+1055 +732	+0,60 +0,35	1,82 1,41	1,07 1,18	1,08 1,06	1,10	1,6 : 1,1 : 1,8 : 1
7 S 7 N	17.III	5250	3,36 6,10	5,31 3,82	-409 +452	-1,72 +1,99	0,48 11,20	0,66 1,61	0,69 1,98	0,302	3,4 : 0,3 : 0,5 : 1
8 S 8 N	7.IV	5250	3,96 5,44	5,68 5,99	-1630 -1350	-1,43 -0,79	0,43 0,64	0,63 0,71	0,94 0,93	0,94	0,6 : 0,9 : 0,4 : 1
9 S _a 9 N _a	7.IV	5250	6,53 6,84	7,03 6,24	-1330 -3,3	-0,83 -0,017	0,70 0,92	0,87 0,85	0,92 0,93	0,93	0,8 : 0,9 : 0,7 : 1
10 S 10 N	15.VI	5250	3,64 4,15	6,17 3,94	-947 -219	-2,07 -0,47	0,20 0,68	0,40 0,69	0,60 0,80	0,532	0,4 : 0,5 : 0,2 : 1

Таблица 6 (продолжение)

№ п/п	Дата	$\lambda, \text{\AA}$	$H_S, \text{эв}$	$H_N, \text{эв}$	$F_S - F_N, \text{эв.сек}$	$\bar{H}, \text{э}$	F_S/F_N	λ_S/λ_N	n_S/n_N	$F_N(N)/F_N(S)$	$F_S(N) : F_N(N) :$ $: F_S(S) : F_N(S)$
11 S	10.VII	5250	4,80	4,94	+203	+0,79	2,10	1,70	1,04	0,212	3,2 : 0,2 : 2,4 : 1
11 N			8,42	3,01	+1100	+4,38	14,9	5,13	1,69		
12 S	23.VII	5250	3,24	3,09	-86	-0,35	0,91	0,93	0,84	0,226	4,2 : 0,2 : 0,9 : 1
12 N			5,10	2,50	+630	+2,62	18,8	3,48	1,68		
13 S	24.VII 1965 г.	5250	3,14	3,42	-137	-0,58	0,62	0,68	0,97	0,310	2,2 : 0,3 : 0,6 : 1
13 N			5,23	2,63	+460	+1,93	7,02	1,91	1,43		
14 S	27.VII	5250	8,17	9,11	-1500	-1,46	0,57	0,76	0,75	0,700	4,0 : 0,7 : 0,6 : 1
14 N			11,02	8,99	+580	+0,60	1,40	1,03	1,09		
15 S _a	27.VII	5250	9,37	11,2	-1250	-0,80	0,78	0,78	0,92	0,950	0,7 : 1,0 : 0,8 : 1
15 N _a			9,56	9,35	-1390	-0,92	0,72	0,76	0,86		
16 S	29.VII	5250	2,67	3,08	-111	-0,47	0,67	0,79	0,95	0,758	1,5 : 0,8 : 0,7 : 1
16 N			4,18	2,65	+68,5	+0,27	1,96	1,06	1,00		
17 S	31.VII	6103	1,39	2,65	-105	-0,40	0,63	0,99	0,87	0,174	4,5 : 0,2 : 0,6 : 1
17 N			2,96	1,54	+322	+1,31	26,0	2,46	3,07		
18 S	1.VIII	6103	1,86	2,22	-86	-0,36	0,60	0,79	0,89	0,200	3,2 : 0,2 : 0,6 : 1
18 N			3,65	1,61	+437	+1,83	16,2	2,80	2,37		
19 S	2.VIII	6103	2,98	2,81	-564	-0,49	0,54	0,70	0,78	1,07	1,7 : 1,1 : 0,5 : 1
19 N			3,14	3,02	-286	-0,06	1,61	1,01	0,93		
20 S _a	2.VIII	6103	2,88	3,19	-92	-0,06	0,98	1,02	1,02	1,01	2,4 : 1 : 1 : 1
20 N _a			4,10	3,49	+1008	+0,34	2,36	1,05	1,03		
21 S	10.VIII	5250	1,89	2,76	-159	-0,70	0,30	0,57	0,69	0,413	1,8 : 0,4 : 0,3 : 1
21 N			3,61	1,54	+171	+0,66	4,27	1,19	1,46		
22 S	11.VIII	5250	1,30	1,95	-41	-0,19	3,70	1,39	0,88	0,311	6,1 : 0,3 : 3,7 : 1
22 N			2,99	1,14	+290	+1,20	19,5	2,64	1,70		

23 S	12. VIII	5250	6,36	3,69	+202	+0,80	2,03	1,03	1,00	0,707	3,4:0,7:2,0:1
23 N			7,85	4,00	+420	+1,76	4,91	1,54	1,68		
24 S	5. IX	5250	3,18	5,69	-282	-1,22	0,61	0,80	0,83	0,240	2,4:0,3:0,6:1
24 N			5,54	3,57	+470	+1,93	10,3	2,59	2,14		
25 S	20. IX	5250	2,31	2,60	+20	+0,084	1,38	1,10	0,90	1,18	2,2:1,2:4,4:1
25 N			2,56	3,00	-3	-0,017	1,82	0,96	1,39		
26 S	27. IX 1965 r.	5250	3,05	2,81	+37	+0,15	1,82	1,09	0,97	0,638	1,5:0,8:1,8:1
26 N			3,13	2,44	+150	+0,62	2,40	1,15	1,39		
27 S	17. X	5250	3,89	2,34	+373	+1,59	7,14	1,77	2,69	0,585	14,2:0,7:7,1:1
27 N			4,09	1,89	+505	+2,12	24,3	2,34	3,37		
23 S	30. XI	5250	3,16	2,67	+181	+0,75	4,32	1,96	1,99	0,805	7,2:0,8:4,3:1
28 N			3,93	2,56	+433	+1,83	9,00	2,49	1,65		
29 S	4. XII	5250	3,28	3,29	+98	+0,43	2,14	1,14	1,22	0,495	2,2:0,5:2,1:1
29 N			4,03	2,68	+398	+1,64	4,45	1,67	1,64		
30 S	13. III 1966 r.	6103	5,17	7,91	-1009	-0,57					
30 N			6,06	8,48	-229	-0,17					
31 S _a	13. III	6103	8,05	11,2	-463	-0,27					
31 N _a			8,33	10,8	-825	-0,72					
32 S	13. III	5250	5,27	4,34	-473	-0,44					
32 N			6,53	6,87	-481	-0,33					
33 S _a	13. III	5250	5,14	5,71	-358	-0,24					
33 N _a			6,11	6,74	-519	-0,35					

не превосходит, как правило, 30%, тогда как мы имеем дело с изменениями в 2—3 раза и более (ошибка на 30% неизбежна из-за пульсаций скоростей на Солнце с периодом $\sim 5^m$).

Благодаря вращению регистрируемый по α участок длиной 240" обновляется почти целиком за сутки, что непременно может давать быстрые, порядка суток, флуктуации среднего, на фиксированном (относительно изображения диска) участке, значения результирующего поля. Если рассматриваемые флуктуации связаны с вращением, то запаздывание в N -полярной области по сравнению с S -областью было бы возможно, если какая-либо одна и та же магнитная особенность шла строго вдоль меридиана Солнца и из-за наклона оси вращения Солнца к линии север — юг, на концах которой расположены наши области, этот меридиан пройдет раньше, скажем, в S -области, чем в N -области (в случае наклона N -конца оси вращения к восточному краю диска). Однако в конце июня — начале августа 1965 г. позиционный угол оси вращения близок к нулю, а в марте около -20° , и в S -области прохождение, напротив, должно опаздывать, так что эффект нельзя связать с этим наклоном. Кроме того, совершенно невероятно локализация магнитной особенности строго вдоль меридиана от одного полюса до другого.

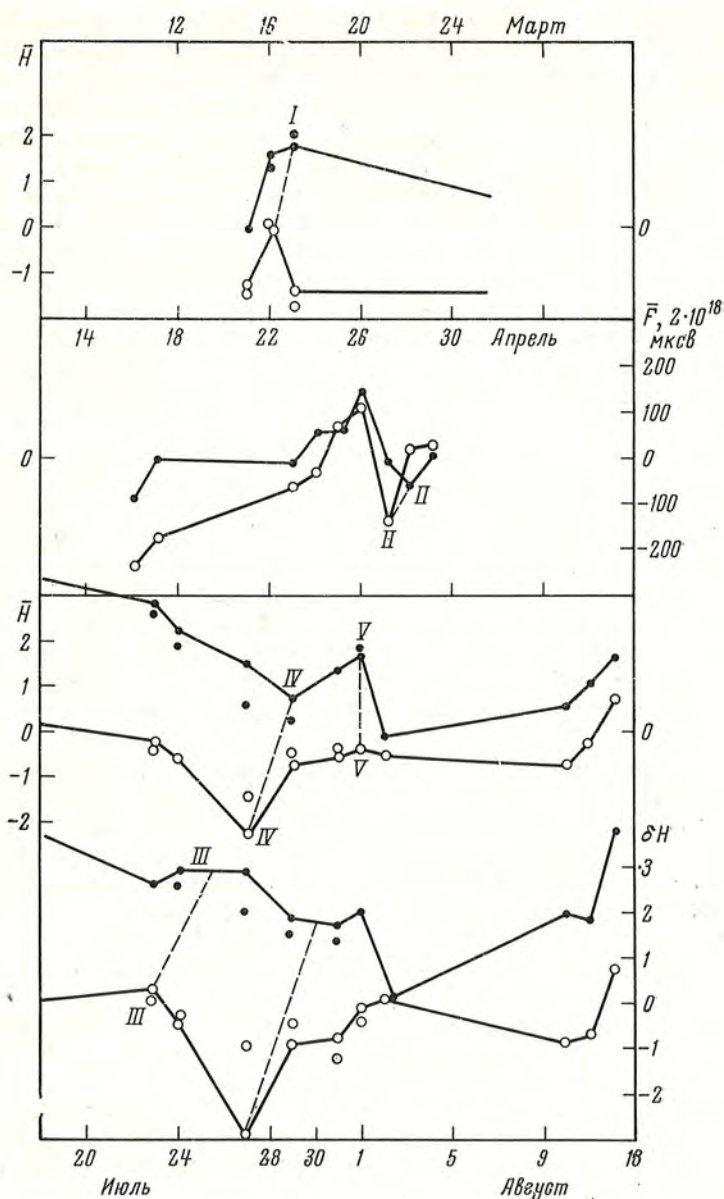
Более того, против эффекта вращения говорят записи 15 и 16 марта — записи по всему диску, охватывающие большую область широт (от полюса до $\pm 20\div 30^\circ$) и долгот от E - до W -края Солнца. Привнос от новых, вышедших из-за E -края областей едва ли может дать такую флуктуацию, так как приращение площади, связанное с вращением, составляет не более 2%.

Рассмотрим, наконец, влияние с е л е к ц и и, именно того, что значения $\bar{H}$ и δH на фиг. 11 и в табл. 6 получены осреднением потоков и максимальных амплитуд по н е о д и н а к о в о м у от дня ко дню набору разрезов: например, в случае записей по всему диску эти значения охватывают области от 30 до 70° широты ($S, N 1-8$), тогда как в случае записей полярной области охвачена, как правило, область $50-70^\circ$ ($S, N 0,5-3,0$); кроме того, записи полярных районов ведутся с интервалом $30''$, а для всего диска — с интервалом $60''$ (см. табл. 1). Из сказанного в § 2 следует, что неодинаковый набор разрезов должен приводить к р а з л и ч и ю в значениях магнитного потока, т. е. к различиям величин δH ; в то же время при хаотическом распределении полей влияние выбора разрезов на величину δH не столь существенно — оно равносильно изменению числа случаев. Поэтому интересующие нас периоды (первый — март 15—17, второй — июль 23 — август 2), показывающие быстрые флуктуации, были переобработаны так, чтобы в течение всего периода сохранялся о д и н и т о т же набор разрезов: их оказалось пять для первого периода ($S, N 1,0; 2,0; 3,0; 4,0; 5,0$) и четыре для второго ($S, N 1,0; 1,5; 2,0; 2,5$). Результаты этой обработки в более удобном для обозрения виде, чем на фиг. 11, представлены на фиг. 12, там же представлена первоначальная обработка по данным фиг. 11 и табл. 6.

Сравнение обоих результатов показывает, что, хотя селекция заметно сказывается на «амплитудах» флуктуаций, уменьшая одни пики и увеличивая другие, она качественно не меняет картины: для второго периода усиливается эффект флуктуаций и сдвига в δH для пика II , усиливается эффект в $\bar{H}$ и δH для пика III ; эффект для небольшого на S -полюсе пика IV исчезает в δH , но усиливается в $\bar{H}$, а максимумы IV делаются здесь синхронными. Для точек второго периода селекция вообще не играет роли.

Была бы крайне желательна проверка по другим данным реальности таких синхронизованных колебаний поля на N - и S -полюсах. С этой целью мы использовали некоторые карты магнитного поля обсерватории Маунт Вилсон¹, содержащие некоторую информацию о полярном поле (на фиг. 8

¹ Мы благодарны д-ру Р. Говарду (обсерватория Маунт Вилсон), любезно предоставившему эти карты в наше распоряжение.



Фиг. 12. Флуктуации полярного поля на N -полюсе (точки) и S -полюсе (кружки) по измерениям для одних и тех же участков полярной шапки (сплошная линия)

Те же измерения, отягощенные эффектом селекции (данные фиг. 11 и табл. 6), — точки и кружки, не соединенные линией

дан пример такой карты). К сожалению, из-за невысокого разрешения ($23'' \times 23''$) карты содержат информацию только о наиболее крупных по размеру элементах сравнительно сильного поля (начиная с 3 g по калибровке Маунт Вилсон), в ряде случаев они не содержат вовсе записей полярного поля (из-за падения у края диска чувствительности в 1,5—2 раза и отсутствия компенсатора яркости). Из всего материала (с марта по ноябрь 1965 г.) можно было отобрать 21 день, когда измерения были свободны от следующих недостатков (отмеченных на картах): а) дрейф нуля и появление

полей практически одного только знака как на полюсах, так и по всему диску; б) очень скудные данные на полюсах (позднее время регистрации, облака и пр.); в) помехи от облаков, наводок и др. О причинах, приводящих к потере информации при низком разрешении, см. выше § 2. Планиметрией изогаусс в полярных зонах (от 0 до N_6 , S_6 или по широте от 90 до 56°) были найдены потоки S - и N -полярностей и разности $F_S - F_N$, переведенные в мксв . Они нанесены на фиг. 11, а точками и кружками, подчеркнутыми сверху. Ряд последовательных изо дня в день данных (с 22 по 30.IV) показывает тот же эффект синхронизованного быстрого колебания полярного поля с опозданием минимума на N -полюсе (28.IV) относительно минимума на S -полюсе (27.IV) (максимальные значения здесь одновременны — 26.IV). Несмотря на то что факт быстрого синхронизованного колебания (как бы «вздрагивания») полярного поля кажется убедительным, нужны дальнейшие поиски возможных объяснений эффекта.

Второй примечательной особенностью являются долгопериодические изменения поля: в первую половину года (февраль — июнь) отмечается появление на обоих полюсах поля одного и того же отрицательного знака, тогда как в конце года (сентябрь — декабрь) выписалась отчетливо волна положительного на обоих полюсах поля. Мы видим, что подавляющее большинство данных Маунт Вилсон, восполняющих недостаток наших данных с 1.X по 30.XI, также показывает это обращение поля на S -полюсе, т. е. временами, если судить по полярному полю, Солнце ведет себя как «монополюс-одного знака, а в другое время — как «монополюс» другого знака. В отдельные периоды поле исчезает или падает до малой величины на одном или другом (или обоих вместе, 20.IX 1965 г.) полюсах. В конце 1964 г., январе, частично июле — августе 1965 г. поле вело себя как «дипольное»¹.

Если сравнить теперь баланс магнитных потоков на полюсах (с этой целью в табл. 6 приведены величины $F_N(N)/F_N(S)$ — отношения потоков N -полярности на N -полюсе к потокам на S -полюсе и отношения потоков в последнем столбце табл. 6, то в среднем за весь год получается такая картина:

$$F_S(N) : F_N(N) : F_S(S) : F_N(S) = 3,2 : 0,6 : 1,5 : 1, \quad (3.4)$$

тогда как за период с января по сентябрь это отношение составляет

$$2,0 : 0,6 : 0,7 : 1,$$

т. е. появление результирующего S -поля на обоих полюсах в конце года резко увеличило характерный для всего года разбаланс потоков на полюсах. Если сравнить это отношение с тем, что измерено в 1964 г.

$$2 : 0,5 : 1 : 1,$$

то видно, что «магнитная асимметрия» Солнца, в смысле преобладания некомпенсированного потока S -полярности на N -полюсе, сохранилась, хотя поток N -полярности в южной полусфере увеличился в $\sim 1,5$ раза.

Можно предполагать, что описанное выше явление магнитной асимметрии и другие характерны только для фотосферы Солнца, а в более высоких слоях картина по каким-то причинам «нормализуется». Рассмотрим этот вопрос. Измерение общего магнитного поля в хромосфере, в линии H_α , связано с большими трудностями. Первая — это низкая чувствительность H_α -линии к магнитному полю: расщепление $\Delta\lambda_H \sim g\lambda^2$ в 1,66 раза здесь

¹ Легко убедиться, используя значения $\bar{H}$ для северного $\bar{H}(N)$ и южного $\bar{H}(S)$ полюсов (табл. 6), что разность $\bar{H}(N) - \bar{H}(S)$ (результатирующее полярное поле Солнца) положительна в течение всего года и не показывает никакого сезонного хода с гелиоцентрической широтой земли B_0 , типа, найденного в [2].

меньше, если угодобить многокомпонентную картину в H_{α} нормальному триплету. Гистограмма шумов! (при выключенном модуляторе), дает для среднего весового значения амплитуды шума

$$\bar{h} = 4,31 \text{ гс},$$

тогда как в линиях $\lambda\lambda 6103$ и 5250 он составляет около 2 гс [1]. Эта величина не только сравнима с теми значениями напряженности, которые характерны для общего поля (см. табл. 7), но и превосходит ее, как показывает гистограмма напряженностей поля. Более того, долгопериодические шумовые флуктуации имеют среднюю «длину волны» $6''{,}3$, сравнимую с характерной длиной малых элементов поля, что также маскирует их выявление.

Таблица 7

Сравнение полярного поля в фотосфере и хромосфере (H_{α})

Дата, 1965 г.	Полус	Линия	$F S,$ гс·мм	$F N,$ гс·мм	$\left(\frac{\text{фот.}}{\text{хром.}}\right) S$	$\left(\frac{\text{фот.}}{\text{хром.}}\right) N$	$\bar{H}, \text{ гс}$	$\bar{\lambda}_S$	$\bar{\lambda}_N$	$\left(\frac{\text{фот.}}{\text{хром.}}\right) S$	$\left(\frac{\text{фот.}}{\text{хром.}}\right) N$
23.VII	S	H_{α}	54	185			-1,10	5,70	7,70		
		5250	89	193	1,64	1,04	-0,82	7,59	11,1	1,33	1,43
	N	H_{α}	196	46			+1,27	12,8	5,93		
24.VII	S	5250	342	22	1,74	0,45	+2,65	18,0	4,17	1,40	0,70
		H_{α}	82	162			-0,67	5,88	10,3		
	N	5250	109	174	1,33	1,07	-0,56	5,87	8,72	1,00	0,85
31.VII	S	H_{α}	261	101			+1,23	10,9	7,62		
		5250	312	47	1,19	0,46	+2,28	12,9	6,24	1,18	0,81
	N	H_{α}	40	142			-0,94	6,87	11,1		
		6103	62	98	1,56	0,69	-0,27	9,65	9,63	1,41	0,87
		H_{α}	153	34			+1,15	10,6	6,33		
		6103	222	11,5	1,45	0,34	+1,60	13,7	4,13	1,29	0,65
Среднее					1,48	0,68				1,27	0,88

Вторая причина — это большее влияние инструментальной поляризации на положение нуля для записей в H_{α} (см. табл. 2 и фиг. 1), эффект сдвига нуля достигает здесь $1-2 \text{ гс}$ в лучшем случае; практически сдвиг нуля здесь трудно устраним в силу большей интенсивности рассеянного света (большая яркость спектра в I порядке). Не исключен также привнос собственной поляризации линии H_{α} , как «квазирезонансной» линии (по измерениям [10] составляет около $3-5\%$ для протуберанцев).

Наконец, записи общего поля в H_{α} могут быть подвержены заметному влиянию как клочковатого, филаментарного строения этой линии из-за дискретной структуры хромосферы и разброса скоростей движения составляющих ее волокон, вызывающего несимметричное распределение интенсивности внутри контура, так и из-за влияния эмиссионных образований в хромосфере, приводящих к такому же эффекту асимметрии. С целью уяснения, насколько эти причины могут искажать запись, тот же участок регистрировался в H_{α} при выключенном модуляторе поляризации ADP, что давало возможность вычесть из флуктуаций поля те, которые вызваны только асимметрией профиля линии. Кроме того, всегда одновременно записывалась яркость в ядре (а иногда также крыле) H_{α} , что позволяло быть уверенным в отсутствии влияния эмиссии H_{α} на величину сигнала.

Из всех записей 1965 г. в линии H_α были отобраны и очень тщательно обработаны только три, где можно было убедиться в том, что большинство флуктуаций связано с реальными полями. Так как записи в H_α и металлической линии в этот период были неодновременными, то сравнение отдельных разрезов не вполне уверенное, лучше здесь было сравнивать средние поля для всей полярной области. Результаты такого сравнения приведены в табл. 7.

Мы видим, что знаки результирующего поля $\bar{H}$ в H_α и металлической линии везде совпадают: неплохо согласуются также величины $\bar{H}$. Наиболее характерны, однако, измеренные величины потоков S - и N -полярности F_S и F_N (или средние напряженности $\bar{H}_S$, $\bar{H}_N$, которые получены делением F_S и F_N на величину 125 мм). Во всех случаях поток S -поля в фотосфере больше, в среднем в 1,5 раза, потока в хромосфере. Для N -полярности сказывается влияние шумов в H_α , особенно сильное на N -полюсе, где поля этой полярности слабые — средние $\bar{H}$ заметно меньше 1 гс (что составляет только 25% от средней амплитуды шума ~ 4 гс). Несмотря на это влияние, среднее отношение потоков N -полярности фотосферы и хромосферы оказывается всего на 30% отличным от единицы. По-видимому, реальным также является больший, на 30%, размер S -элементов в фотосфере, чем в хромосфере, однако подобное же различие может быть также связано с некоторым небольшим смещением нуля для H_α -записей в сторону N -полярности.

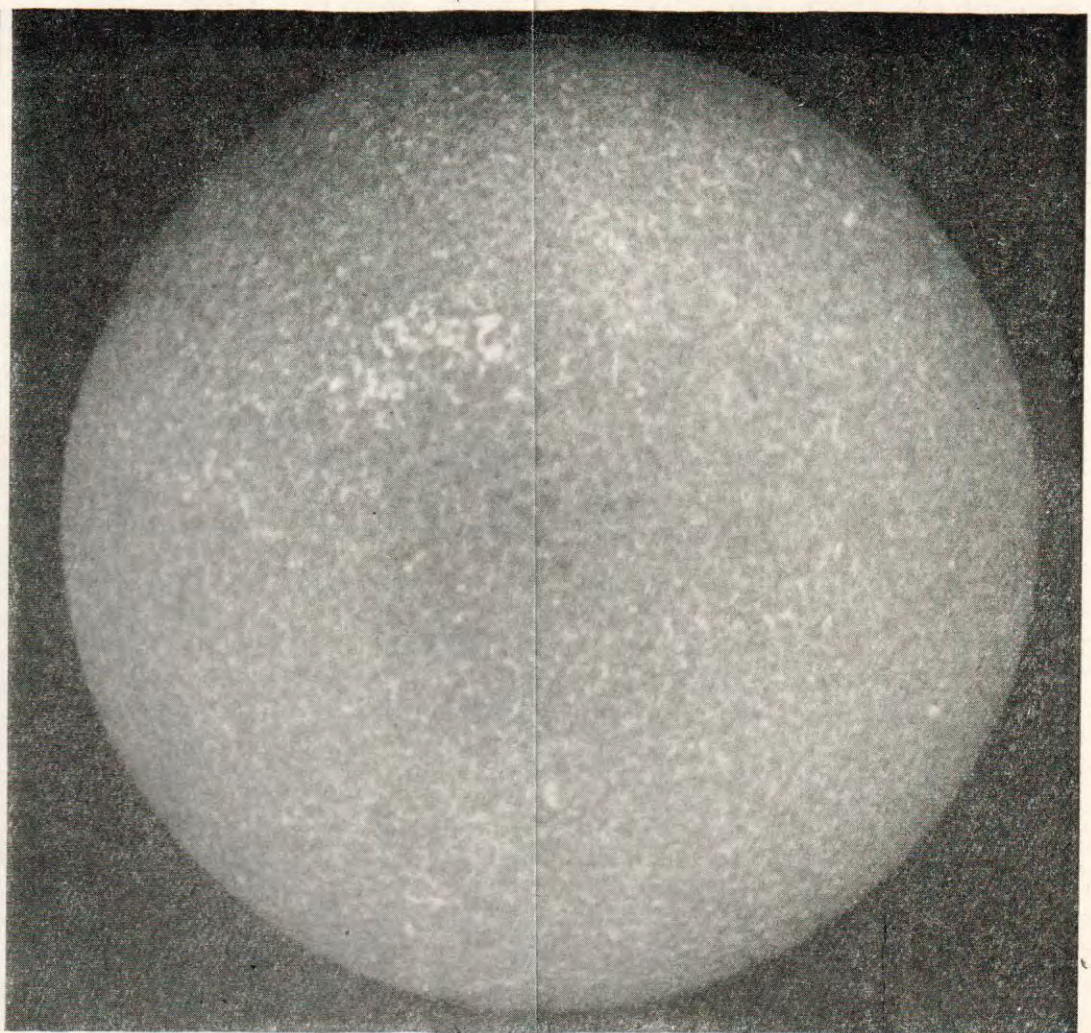
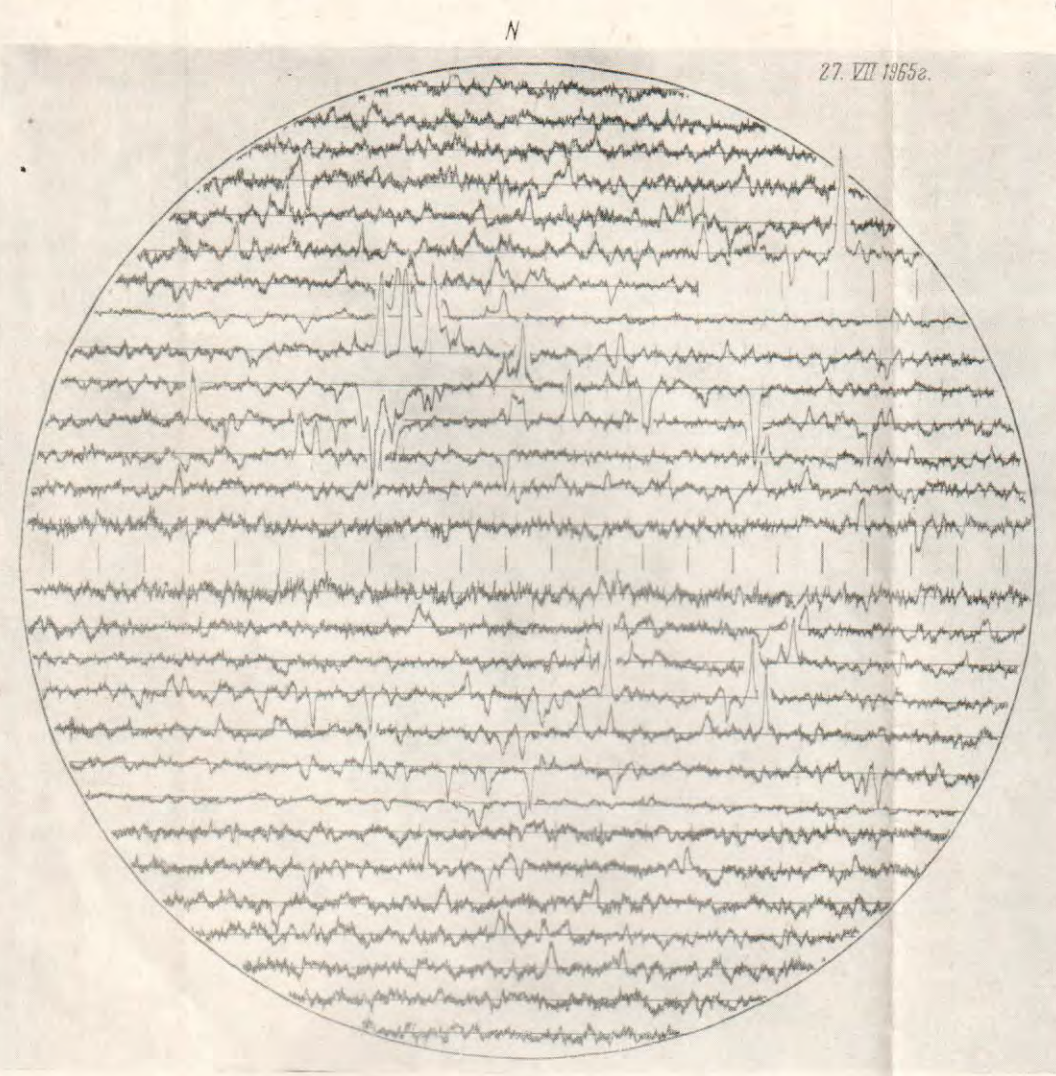
Наиболее важным выводом из сравнения полярных полей в фотосфере и хромосфере является отсутствие существенного различия в них обоих, за исключением величины напряженности, которая в фотосфере, вероятно, в $\sim 1,5$ раза больше. Таким образом, характерное нарушение баланса потоков (магнитная «асимметрия»), найденное для поля на уровне фотосферы, остается в силе и для хромосферы. Аналогичный эффект асимметрии поля на N - и S -полюсах в 1963 г. найден в [11] из измерений поляризации в некоторых хромосферных линиях у края.

§ 4. ОБЩЕЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПО ВСЕМУ ДИСКУ

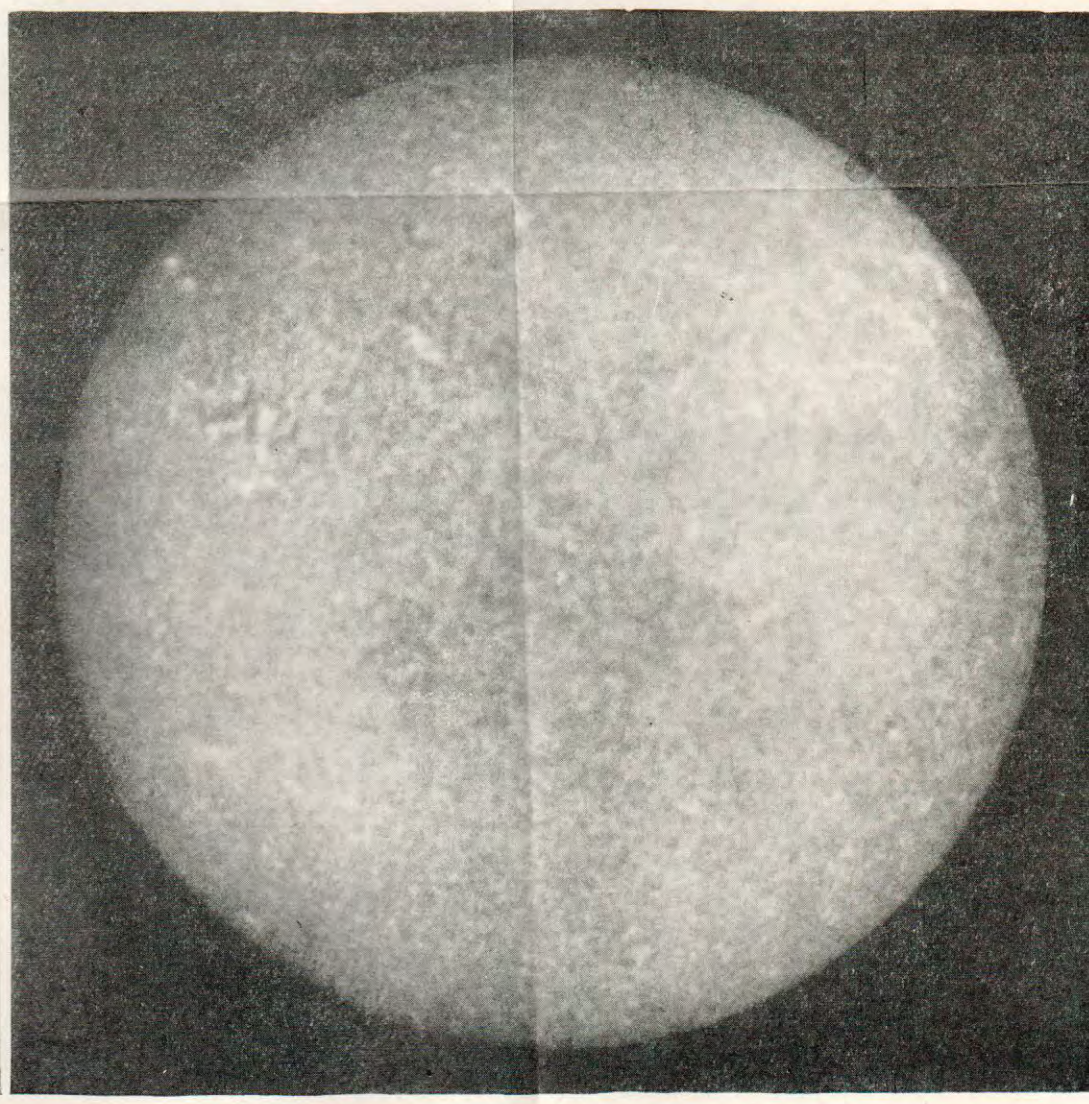
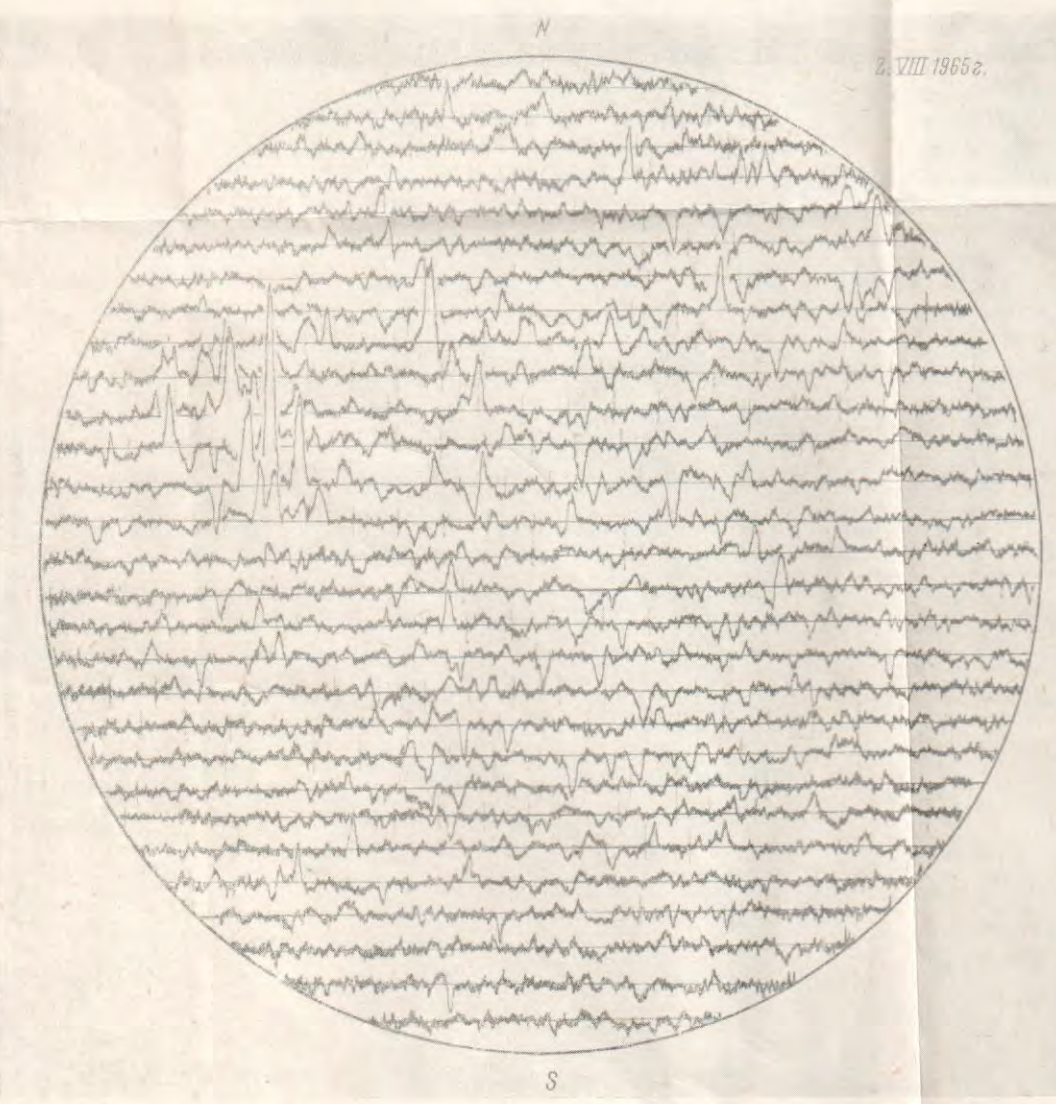
На фиг. 13 приведены примеры оригинальных записей поля по всему диску за 27.VII и 2.VIII 1965 г. вместе с Ca^+ -спектрогелиограммами за те же дни. Хорошее соответствие между локальными полями и даже слабыми флюккулами на фиг. 13 неоднократно отмечалось ранее.

Просмотр в табл. 6 средних значений для полярной и экваториальной зон в случаях записи поля на всем диске показывает, что для южной полушферы знак результирующего поля полярного (широты $30\div 70^\circ$) и экваториального ($0\div 30^\circ$) был одинаков в шести случаях из семи, а на северной такого соответствия не было: в трех случаях знаки на полюсе и экваторе были разные, в четырех — одинаковые. На S -полусфере числовые значения для полярной и экваториальной зон результирующего поля $\bar{H}$ хорошо соответствуют друг другу, тогда как в N -полусфере такого соответствия нет. Магнитное поле S -полусферы существенно более однородное по величине и знаку, который в большинстве случаев отрицательный (N -полярность). В то же время в N -полусфере наблюдаются большие неоднородности знака поля; это видно также из распределения потока $F_S - F_N$ с широтой (см. ниже фиг. 14; исключение для S -полусферы составляет 16.III 1965 г.). Эти особенности также выражают своеобразную «магнитную асимметрию» обоих полушарий Солнца, отмеченную в [1] по измерениям в 1964 г. Особенно сильно она была выражена, по-видимому, с сентября по декабрь 1965 г., когда знак среднего поля $\bar{H}$ на S -полюсе стал положительным — таким же, как на N -полюсе (см. фиг. 11). Эту магнитную асимметрию трудно не связать с резко выраженной асимметрией активности Солнца: подавляющее большинство

a



б



Фиг. 13. Запись общего магнитного поля по всему диску и спектрогелиограммы 27.VII 1965 г. (а) и 2.VIII 1965 г. (б)

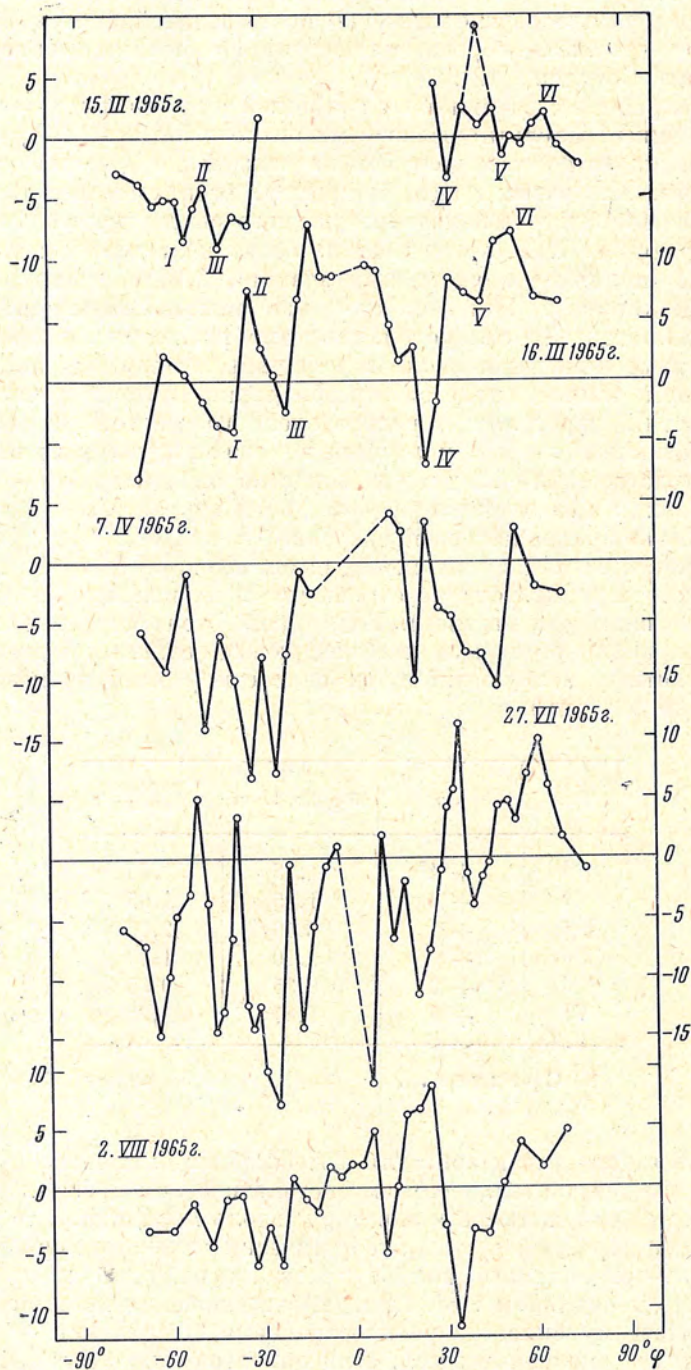
активных областей за 1964—1965 гг. было сосредоточено в N -полусфере, включая сюда распределение и интенсивность зеленой и красной корональной эмиссии, что очень хорошо иллюстрируют бюллетени высокогорной обсерватории Боулдер [12].

Более подробные сведения дают графики фиг. 14 распределения по широтам величины результирующего магнитного потока $\Delta F = F_S - F_N$ (3.3), осредненного по всем долготам на каждой широте, для которой делался разрез. Мы видим здесь, например, распределения 15 и 16.III, когда произошло быстрое изменение среднего результирующего поля для полярных районов, 7.IV, когда поле на обоих полюсах было отрицательным, 27.VII (полярное поле разных знаков), 2.VIII, когда поле имело «дипольный» характер. Нет никакого, как видно, сколько-нибудь регулярного хода потока ΔF с широтой, напротив, наблюдаются нерегулярные, иногда быстрые изменения знака и величины потока. Однако для всех распределений общим является преобладание потока отрицательного (N -полярности), нерегулярно распределенного магнетизма по S -полусфере, включая полюса. В N -полусфере в четырех случаях из пяти можно отметить сходство: наличие д в у х зон с обращением поля — зон отрицательного поля: одна у экватора ($\varphi \approx 20^\circ$) и другая в средних широтах ($\varphi \sim 35^\circ \div 50^\circ$). Сравнивая распределение 15 и 16.III (фиг. 14), можно найти некоторое с х о д с т в о между ними: все пики 16-го (I, II и т. д.) как бы сдвинуты к экватору по отношению к их положению 15-го (если не обращать внимания на знак). Если наше отождествление пиков для этих чисел правильно, то получаем следующие величины «сдвигов» к экватору магнитных возмущений и их скорости (считая промежуток времени, равный 10^5 сек.).

Пик	$\Delta\varphi$	$R_\odot \Delta\varphi, 10^5 \text{ км}$	Скорость, км/сек
I	$+14^\circ$	1,75	1,75
II	$+16$	1,95	1,95
III	$+21$	2,56	2,56
IV	$+9$	1,10	1,10
V	$+3$	0,35	0,35
VI	$+15$	1,80	1,80
Среднее . .			1,58 км/сек

Скорость 1,6 км/сек характерна для фотосферных движений. Если в данном случае мы действительно имеем систематический дрейф характерных возмущений поля от полюсов к экватору (вдоль меридиана), то это может быть связано с хорошо известным теоретически явлением меридиональной циркуляции — радиального выноса газов на полюсах и их стекания к экватору по меридианам [13]. Правда, эти движения протекают гораздо медленнее. Поэтому скорости распространения возмущений, как найденные в § 3, так и оцененные здесь, если они отражают реальный процесс, скорее всего, относятся к возмущению типа колебания, или волны, бегущей от одного полюса к другому. Уместно вспомнить, что скорость волн Альвена в фотосфере (при поле ~ 10 гс) того же порядка ~ 1 км/сек (или немного ниже).

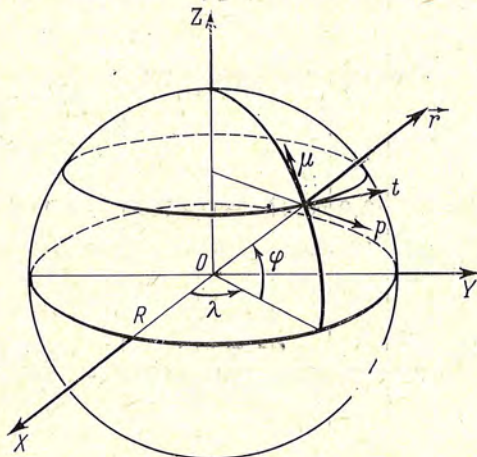
Непосредственно видно, что 15.III примерный баланс потоков соблюдается в N -полусфере, а в S -полусфере поля S -полярности практически отсутствуют, так что полный результирующий поток от всего Солнца отрицательный, тогда как 16.III полный поток положительный в обоих



Фиг. 14. Распределение по широте среднего (для данной широты) потока $F_S - F_N$ общего магнитного поля для различных записей общего поля

По вертикальным осям отложены значения $(F_S - F_N) \cdot 10^{-41}$, мксв. Штриховой линией для записи 15.III 1965 г. обозначен случай, когда пятно включено в определение разности $F_S - F_N$

полусферах. В остальных случаях результирующий поток отрицательный. Это может показаться странным в связи с преобладанием в среднем S -полярного поля на полюсах, как следует из табл. 6 и (3.4). Однако просмотр этой таблицы показывает, что в рассматриваемые дни такого преобладания S -полярности не было. Во-вторых, потоки в этой таблице относятся к полярной зоне, тогда как здесь мы имеем дело с интегралом по всему диску (преобладание S -полярности на N -полюсе может быть «погашено» привносом от остальной части диска). Наконец, потоки $F_S - F_N$ в табл. 6 § 3 вычислены на основе средней напряженности поля на определенном разрезе, в данном же случае мы сравниваем интегралы от этой



Фиг. 15. К определению связи между полным и измеряемым потоками

величины по широте (см. ниже табл. 8). Проверка положения нуля, калибровки и др. показала, что увеличение потока F_S от 15 к 16.III — эффект реальный; следует также иметь в виду, что запись 15.III неполноценна: отсутствуют данные по экваториальной зоне, как раз той, которая дала наибольший привнос S -поля 16.III. Время жизни отдельных элементов поля, как отмечено нами в [14], — от 4 до 10^h, так что за сутки может произойти существенное обновление общего поля.

Рассмотрим теперь связь между истинным потоком поля через видимую полусферу Солнца

$$F_0 = \iint H_R d\sigma = R^2 \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} H_R \cos \varphi d\varphi d\lambda \quad (4.1)$$

и измеряемой нами величиной (3.3)

$$F_{S,N} = \int_0^L H_{\parallel} dl = R \cos \varphi \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} H_{\parallel} \cos \lambda d\lambda. \quad (4.2)$$

Здесь (фиг. 15), очевидно,

$$dl = R \cos \varphi \cos \lambda d\lambda, \quad (4.3)$$

φ — широта, λ — долгота точки на поверхности Солнца, а ось x примем в направлении луча зрения, так что $H_{\parallel} = H_x$; H_R — радиальная составляющая вектора поля. Очевидно, что

$$\begin{aligned} H_R = (\mathbf{H}, \mathbf{r}_1) &= H_x \cos \varphi \cos \lambda + H_y \cos \varphi \sin \lambda + H_z \sin \varphi = \\ &= H_{\parallel} \cos \varphi \cos \lambda + H_{\perp} (\cos \chi \cos \varphi \sin \lambda + \sin \chi \sin \varphi), \end{aligned} \quad (4.4)$$

Полный поток общего магнитного поля от всего Солнца

Дата	K	N-полусфера			S-полусфера			$F_{\perp} \cdot 10^{-18} \text{ мксв}$	$H_{\odot}, \text{ эс}$	Примечания
		F_{+}	F_{-}	$F(N)$	F_{+}	F_{-}	$F(S)$			
15.III	4,90	356	163	+193	8,6	2680	-2670	-2480	-0,163	Неполная запись. Нет экваториальной зоны. Поток сосчитан без пятна (группа 76); с пяти м $F_{\parallel} = -1,70 \cdot 10^{21} \text{ мксв}$. По данным Маунт Вилсон поток $-1,88 \cdot 10^{21}$
16.III	4,75	5650	386	+5260	3490	780	+2710	+7970	+0,525	Знак надежный; данных Маунт Вилсон за 16.III нет; за 17-е они отмечены как ненадежные из-за цифрусов; отсутствуют S-поля практически по всему диску
7.IV	4,72	715	2610	-1900	12,9	6000	-5990	-7880	-0,518	Данные Маунт Вилсон отсутствуют
27.VII	4,04	1790	3760	-1970	120	6980	-6860	-8860	-0,582	Данные Маунт Вилсон отсутствуют; за 23.VII эти данные отмечены как ненадежные — сделаны очень поздно, поля в полярных зонах отсутствуют
2.VIII	4,32	1980	1630	+ 350	276	1790	-1510	-1160	-0,0765	Запись Маунт Вилсон отмечена как ненадежная из-за сильных помех в электронике; отмечен дрейф нуля на N-плюсе (в строку S-полярности)

где $H_{\perp}$ — поперечная составляющая поля, составляющая угол χ с осью y . Из сравнения (4.1) и (4.2) в силу (4.4) следует, что

$$F_0 = F_{\parallel} + F_{\perp}, \quad F_{\parallel} = R \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} F_{S,N} \cos \varphi d\varphi, \quad (4.5)$$

т. е. полный поток складывается из потока $F_{\parallel}$, связанного с измеряемым нами «поток» продольной компоненты, и потока $F_{\perp}$ от поперечной компоненты. Строго говоря, для определения полного потока в общем случае нужно знать не только $H_{\parallel}$, но и $H_{\perp}$.

Величину $F_{\parallel}$, таким образом, можно определить из наблюдений, зная $F_S - F_N$ (фиг. 14), умножая их на $\cos \varphi$ и интегрируя по φ . Чтобы его выразить в мксв , нужно учесть, что $F_{S,N}$ выражается в гс , умноженных на мм длины записи. В табл. 8 приведена цена 1 мм записи в секундах дуги на Солнце (она определяется скоростью записи и масштабом); если $F_{S,N}$ выражать числом гс , умноженных на число секунд дуги, то, очевидно,

$$\text{единица } F_{S,N} = R \cdot (\text{длина } 1'' \text{ в см}) = 6,95 \cdot 10^{10} \cdot 7,70 \cdot 10^7 = 4,95 \cdot 10^{18}.$$

Потоки S (+) и N (−) полярности (в мксв) для каждой полусферы вычислены планиметрией из распределений $F_{S,N} \cos \varphi$ для каждого дня (табл. 8); там же даны результирующие потоки для обеих полусфер и для Солнца в целом $F_{\parallel}$. Мы видим, что полный поток продольного поля меняется от $+8 \cdot 10^{21}$ до $-9 \cdot 10^{21} \text{ мксв}$, т. е. принимает как положительные, так и отрицательные значения, достигая значений, превосходящих потоки поля от больших пятен ($\leq 8 \cdot 10^{21} \text{ мксв}$ [15]). Это изменение потока эквивалентно изменению среднего поля

$$\overline{H}_{\odot} = \frac{F_{0\parallel}}{\pi R_{\odot}^2}$$

в пределах от $-0,5$ до $+0,5$ z , которое характеризует поведение Солнца, как магнитно-переменной звезды.

Для оценки того, насколько найденные нами колебания потока $F_{\parallel}$ могут определять изменение полного потока F_0 , нужно найти приращение от $F_{\perp}$. Введем в каждой точке на сфере (R, φ, λ) ортогональную систему координат (r, μ, t) с началом в этой точке, осью r вдоль радиуса-вектора точки, μ — касательной к меридиану и t — касательной к кругу широты в этой точке. Пусть $\{H_r, H_{\mu}, H_t\}$ — составляющие вектора поля $\mathbf{H}$ в точке (R, φ, λ) в этой системе. Из фиг. 15 имеем

$$\left. \begin{aligned} H_z &= H_{\mu} \cos \varphi + H_r \sin \varphi, \\ H_y &= H_p \sin \lambda + H_z \cos \lambda = H_r \cos \varphi \sin \lambda - H_{\mu} \sin \varphi \sin \lambda + H_t \cos \lambda, \end{aligned} \right\} \quad (4.6)$$

так что

$$F_{\perp} = \iint \left\{ H_r (\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi \sin^2 \lambda) + H_{\mu} \sin \varphi \cos \varphi \cos^2 \lambda + H_t \cos \varphi \sin \lambda \cos \lambda \right\} d\sigma. \quad (4.7)$$

Оценим эту величину для случая дипольного поля. В этом случае имеем

$$\left. \begin{aligned} H_r &= H_m \sin \varphi, \\ H_{\mu} &= -\frac{1}{2} H_m \cos \varphi, \\ H_t &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

где $H_m = 2a/R^3$ — дипольный момент. В этом случае (4.1) и (4.7) без труда вычисляются и получаем

$$F_0 = 2\pi R^2 H_m, \quad F_{\perp} = \frac{2}{3} \pi R^2 H_m \approx \frac{1}{3} F_0, \quad (4.9)$$

т. е. большая часть ($\sim 70\%$) потока F_0 определяется величиной $F_{\parallel}$, так что изменения этой величины характеризуют изменения полного потока. В других случаях без знания специфики распределения поля трудно дать надежную оценку приращения $F_{\perp}$.

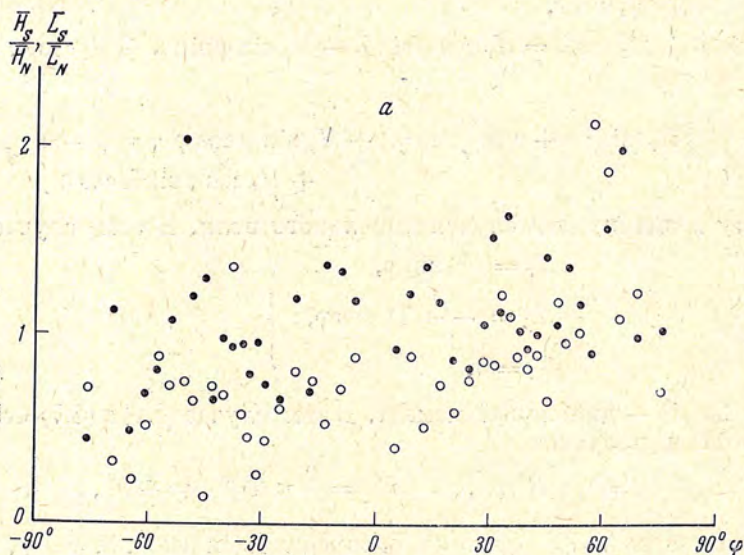
Следует отметить, что нарушение баланса S - и N -потоков для всего диска в целом (в дни, указанные в табл. 8) равно, как и для полюсов, связано, как было уже отмечено в [1], не с перевесом в напряженности поля, а с перевесом площади, размера элементов преобладающей полярности. Об этом хорошо свидетельствует фиг. 16, показывающая распределение по всему диску отношения средних для данной широты $\bar{H}_S/\bar{H}_N$ и $\bar{L}_S/\bar{L}_N$: несмотря на небольшой повсеместный перевес $\bar{H}_S$ над $\bar{H}_N$, везде практически отношение $\bar{L}_S/\bar{L}_N$ заметно меньше единицы, что и приводит к перевесу $\bar{F}_N \sim \bar{H}_N \bar{L}_N$ над $\bar{F}_S$. Это означает, что средние градиенты

$$\left(\frac{\partial H}{\partial x} \right)_N > \left(\frac{\partial H}{\partial x} \right)_S, \quad (4.10)$$

так как S -элементы протяженнее, а напряженности не сильно отличаются, т. е. силы, действующие на N -элементы, больше, чем силы, действующие на S -элементы.

Изменение величины и знака результирующего потока (или средней напряженности) поля на видимой полусфере Солнца имеет прямое отношение к проблеме магнитно-переменных звезд. Наши регистрации полярного поля указывают на сравнительно быстрые колебания среднего полоидального поля, которые очень трудно, если не невозможно, объяснить эффектом вращения: отсутствие поля на S -полюсе в первой половине 1964 г., появление на обоих полюсах поля одного знака с сентября по октябрь 1965 г., появление быстрых (около суток) синхронизованных колебаний и другие факты не вяжутся с гипотезой ротора. Для поля всего Солнца

данных еще мало, но имеющиеся в этом параграфе показывают, что колебания знака и величины полного потока вполне реальны и характерны не только для полярного поля, но и для всего общего поля, как было уже отмечено нами в [1] и [16]. Недавно сообщено [17] о быстрых колебаниях (в 5 раз за несколько дней) результирующего магнитного потока по данным магнитных карт Маунт Вилсон (в пределах $\pm 60^\circ$ от центра диска) за обороты 1431—1437; найдено также, что поток за этот период оставался отрицательным (в смысле $F_N > F_S$). К сожалению, из-за потери при разрешении $23'' \times 23''$ информации о поле $\sim 50\%$ всех элементов (см. конец



Фиг. 16. Пример распределения отношений $\bar{H}_S/\bar{H}_N$ (точки) и $\bar{L}_S/\bar{L}_N$ (кружки) по широте для записей общего поля 27.VII 1965 г.

§ 2) и появления временами на каргах полей одного только знака (дрейф нуля) трудно сказать, в какой мере эти измерения отражают фактические колебания потока о б щ е г о п о л я, но некоторые из них, по-видимому, реальны (речь может идти лишь о тех случаях, когда на диске не было пятен; пятна не выделялись при определении потока¹). Так или иначе тщательное слежение за общим магнитным полем Солнца с точки зрения выявления быстрых колебаний потока представляет очень большой интерес для понимания природы магнитной переменности звезд и Солнца.

§ 5. АВТОКОРРЕЛЯЦИИ ФЛУКТУАЦИЙ ПОЛЯ И КРОСС-КОРРЕЛЯЦИИ ПОЛЕ — СКОРОСТЬ; РАЗМЕРЫ МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Определение корреляции между соседними отклонениями (автокорреляции) в записи поля (или лучевой скорости) позволяет судить, в какой мере флуктуации на записях отличаются от случайных. Область существенного отличия коэффициента автокорреляции от нуля зависит от характерных размеров магнитных элементов. Если u_i, u_{i+m} — отклонения от арифметического среднего значения (в ряду из n измеренных отклонений само-

¹ Следует иметь в виду, что одно пятно может дать поток, сравнимый с полным потоком общего поля Солнца.

писца), то коэффициент автокорреляции [18]

$$r_m = \frac{n}{n-m} \sum_{i=1}^{n-m} u_i u_{i+m} / \sum_{i=1}^n u_i^2, \quad (5.1)$$

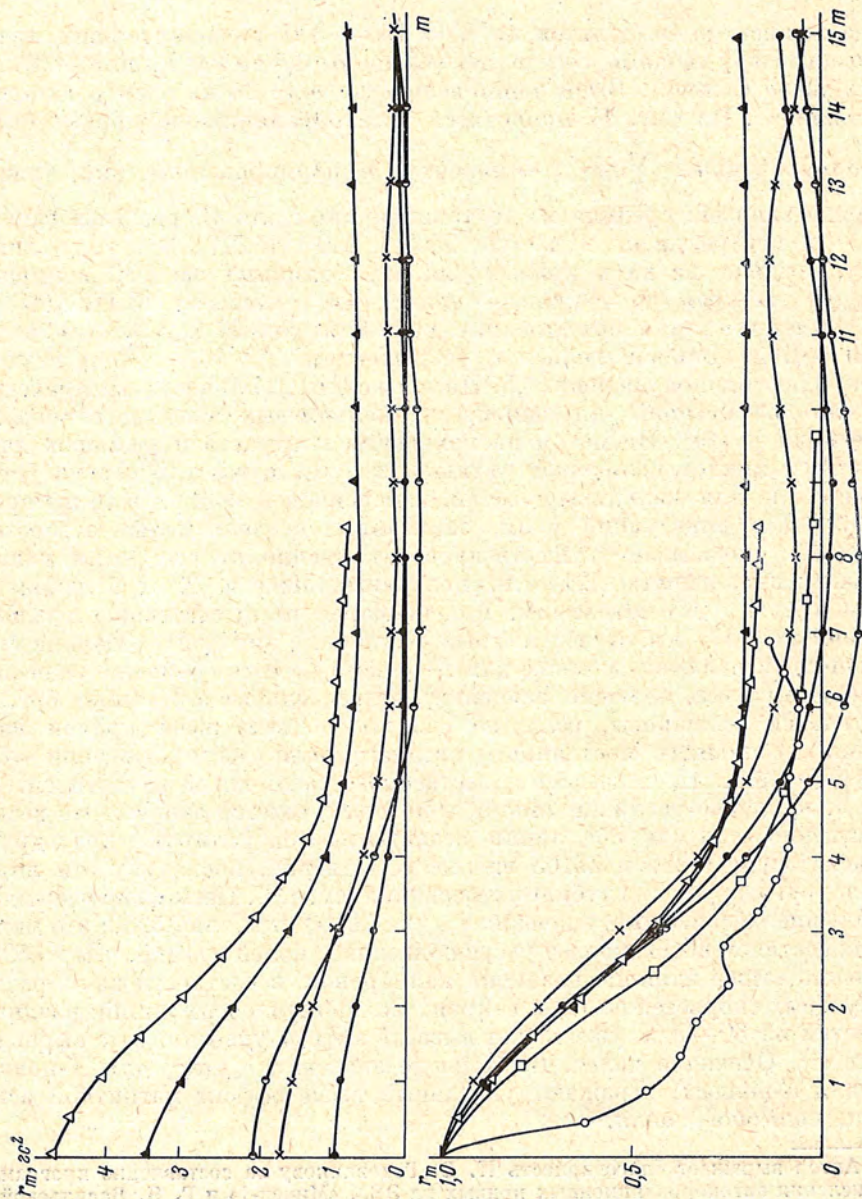
где m — порядок автокорреляции ($m = 1$ дает корреляцию между соседними членами ряда, $m = 2$ — то же, для всех членов через один и т. д.). Если флуктуации образуют однородный очень длинный ряд, то по мере увеличения m можно удлинить ряд так, чтобы число измеренных точек для любого m всегда было одинаковым, равным N , тогда вместо (5.1) будем иметь

$$r_m = \sum_{i=1}^N u_i u_{i+m} / \sum_{i=1}^N u_i^2. \quad (5.2)$$

Длина записи поля делится на $N = 150 \div 300$ равноотстоящих точек; интервал между точками составляет обычно от 0,5 до 1,0 мм или от 1",5 до 3" (на диске Солнца). Вычисления велись до $m = 20$ на электронно-счетной машине¹. На фиг. 17 приводятся автокорреляционные кривые (а.к.)

не нормированные ($\sum_{i=1}^N u_i u_{i+m}$ — наверху) и нормированные (5.2) (внизу) для ряда записей: средняя из 10 таких кривых для 10 разрезов записей поля — в центре диска (участок $240'' \times 240''$) 14.XI 1964 г. (в линии $\lambda 5250$), средние из двух кривых для двух длинных записей полярного поля (от W -края до E -края) — для N - и S -полосов 13.III 1966 г., одновременно выполненные как для линии $\lambda 5250$, так и для линии $\lambda 6103$. Записи велись с разрешением $2'',5 \times 9''$, скоростью 1" в 1 сек. и постоянной времени $2^s,5$. На той же фиг. 17 (квадраты) приведена а.к. для флуктуаций интенсивности кальциевых спектрогелиограмм, полученная в [19]. Несмотря на изменения контраста и размеров ячеек Ca^+ -сетки с циклом солнечной активности [20], наши а.к. хорошо согласуются с а.к. для кальциевой сетки, измеренной в 1953 г.; в то же время а.к. [21] для флуктуаций поля, записанных с очень малым отверстием ($2'',5 \times 2''$), показывает существенное отклонение от всех этих данных (кружки); аналогичные [21] а.к. получены также в [22] с большим отверстием ($2'',4 \times 6''$). Мы видим, что, несмотря на существенное различие (верхний рис. 17) а.к. (в абсолютных единицах) для центра Солнца (треугольники) и полюсов, а также для N -полюса (кресты, большие значения) и S -полюса (точки, меньшие значения), относительные а.к. (внизу фиг. 17) практически одинаковы, если не считать подъема всей кривой из-за влияния небольшого постоянного среднего поля (на протяжении $\sim 30''$) в двух случаях. Не вызывает существенного различия между относительными а.к. также различие линий, в которых ведется запись. Это весьма существенно, так как обе линии независимо контролируют друг друга. Согласие между $\lambda 5250$ и $\lambda 6103$ вполне естественно, поскольку эти линии близки друг к другу по глубине образования (см. [4]). Несколько неожиданны большие (абсолютные) значения r_m для $\lambda 6103$, чем для $\lambda 5250$; это может быть следствием вообще более уверенной записи полей в $\lambda 6103$, чем в $\lambda 5250$. Возможно также влияние различия калибровок, в частности из-за различия лучевых скоростей на W - и E -краях Солнца для обеих линий: различие скоростей на 30—40% уже может вызвать эффект удвоения r_m , выраженного в gc^2 . Очевидно далее, что большие значения r_m (gc^2) для N -полюса (чем для S -полюса) отражают указанный выше эффект магнитной асимметрии полярного поля.

¹ Автор выражает благодарность Н. В. Годовникову за составление программы и вычисления автокорреляционных кривых на ЭВМ «Минск-1» и Г. Я. Васильевой за обсуждение вопросов, связанных с применением корреляционного анализа.

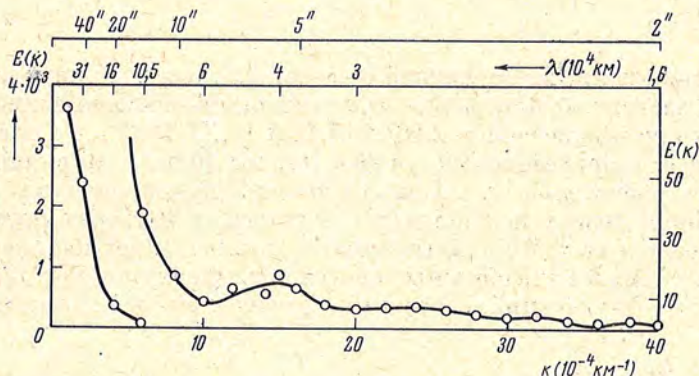


Фиг. 17. Автокорреляционные кривые для флуктуаций магнитного поля, не нормированные (сверху) и нормированные (5.2) (внизу) для 10 записей у центра Солнца 14.XI 1964 г. (средние, светлые треугольники) и двух длинных разрезов полярной зоны 13.III 1965 г., записанных в $\lambda 5250$ (точки — S-полюс, кресты — N-полюс) и одновременно записанных в $\lambda 6103$ (полузачерненные точки и темные треугольники для S- и N-полюсов соответственно). Длина единицы по оси x равна 2'' 85

Хорошее соответствие а. к. наших и [19] отражает хорошо известный факт очень тесной корреляции между магнитными полями и кальциевой хромосферной сеткой как по положению, так и в смысле соответствия напряженности и яркости (последние данные на этот счет см. в [23, 24]). Спектр мощности для осредненной кривой (из а.к., приведенных на фиг. 17, кроме двух, давших постоянное поле на участке 30"), приведенный на фиг. 18 и вычисленный с помощью ЭВМ по формуле

$$E(k) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} r_m \cos k r dr, \quad (5.3)$$

не показывает ничего нового по сравнению с найденным в [21], кроме разве небольшого максимума для характерной длины $5'',2 = 4000 \text{ км}$.



Фиг. 18. Спектр мощности для средней автокорреляционной кривой фиг. 17

Внизу волновые числа $k = 2\pi/\lambda$, где λ — характерный размер (сверху, в км и сек. дуги)

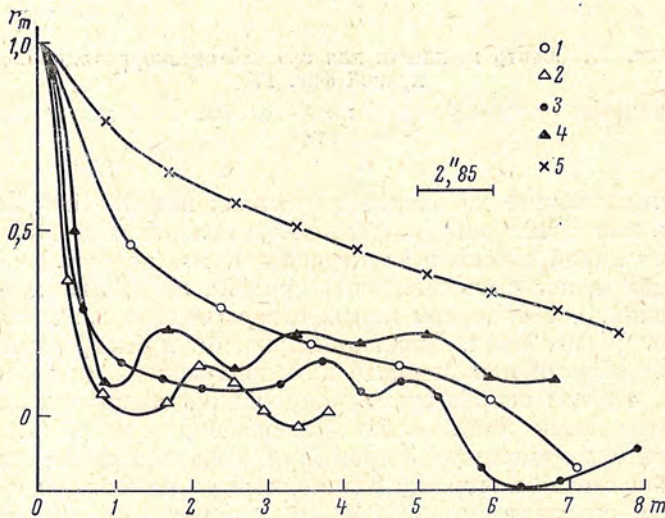
Рассмотрим влияние на записи магнитных полей таких искажающих их факторов, как шумы фотоумножителей и колебания изображений. При большой постоянной времени флуктуация шума (дробовой эффект) долгого «периода» может быть ошибочно принята за реальную флуктуацию поля (см. ниже), особенно при малых отверстиях, когда шумы сравнимы с сигналом от общего поля. Дрожания приводят к быстрому появлению и исчезновению области повышенного или пониженного (и даже обратного знака) поля, что при непрерывном сканировании запишется как флуктуация поля. Этот эффект также сильнее выражен для малых отверстий, так как они сравнимы с амплитудой дрожания. Для выяснения роли этих возмущений были сделаны записи с различными разрешениями и постоянной времени τ как «чистых» шумов ФЭУ (при выключенном модуляторе поляризации), так и шумов, связанных с дрожанием изображений и шумами ФЭУ. При этом изображение Солнца не сканировалось, поддерживалось в фиксированном положении на щели спектрографа, а запись на ЭПП-09 шла с той скоростью, с которой обычно записываются магнитные поля ($1''$ в 1^s , $v = 30$ и $1''$ за 2^s , $v = 60$). Все записанные таким способом флуктуации вызваны, очевидно, колебанием изображений и шумами ФЭУ. В табл. 9 приведены данные об этих измерениях, а на фиг. 19 сами а.к. для каждой даты.

Собранные на фиг. 19 а.к. для шумов показывают серьезные различия, которые, по-видимому, в большинстве своем связаны с наличием или отсутствием вблизи отверстия колеблющейся области магнитного поля с амплитудой колебаний, делающей а. к. или сходной с записью фактического

Запись шумов

Дата, 1964 г.	М дулятор	τ , сек	ν	R	$r_m(0)$, эв^2	Обозначения на фиг. 19
13.VII	Выключен	2,5	30	2"5×9"	2,5	1
13.XI	Включен	5,0	30	2"5×9"	2,2	2
14.XI	Выключен	5,0	60	2"5×8"	2,62	3
23.XI	Включен	2,5	30	1"5×5"1	15,8	4
28.XI	»	5,0	30	1"5×5"1	7,5	5

распределения поля, или отличной от него. А.к. одних только шумов также сильно зависит от прозрачности и постоянной времени записи (сравни две записи при выключенном АДР 13.VII и 14.XI 1964 г.). Сравнивая эти шумовые а.к. с приведенными на фиг. 17, мы видим, что влияние шумов может быть значительным. Так, например: нормированные а.к. [21] и [22] целиком лежат, как нетрудно убедиться, в пределах шумовых а.к. фиг. 19. Поскольку $r_m(0)$ для «шумовых» а.к. достигает иногда значений, сравнимых с теми же для обычных записей поля (верх фиг. 17), дискриминация шумовых флуктуаций, связанных с дрожанием, не является простой



Фиг. 19. Автокорреляционные кривые для флуктуаций сигнала продольного поля, связанных с колебаниями изображений и шумами ФЭУ (обозначения см. в табл. 9)

задачей. Было бы весьма важно исследовать этот вопрос подробнее, хотя нельзя не согласиться с выводами работы [25], что а.к. и их спектры характеризуют, скорее, «пропускную» способность метода регистрации, чем сами тонкоструктурные флуктуации (грануляция, общее поле).

В среднем расстояние, соответствующее $r_m = 0,5$, составляет для наших а.к. флуктуаций поля 13.III 1966 г. 7",7, хотя для отдельных а.к. оно колеблется от 7",1 до 9",2; для 14.XI 1964 г. эта величина составляет

7,5; указанные значения близки к интегральному масштабу а.к.

$$\int_0^{\infty} r_m dm = 6'', 8.$$

Падение а.к. до нуля, можно считать, имеет место на расстоянии $\sim 20''$. Возможен небольшой вторичный максимум при $30''$, но появление его можно отметить не всегда. Не исключена возможность, наконец, что масштаб корреляции для фактических флуктуаций поля меняется от случая к случаю, достигая $5'', 5^1$ или даже меньших значений, указанных в [21] и [22], однако в этом случае влияние шумов усиливается и оценки неуверенные.

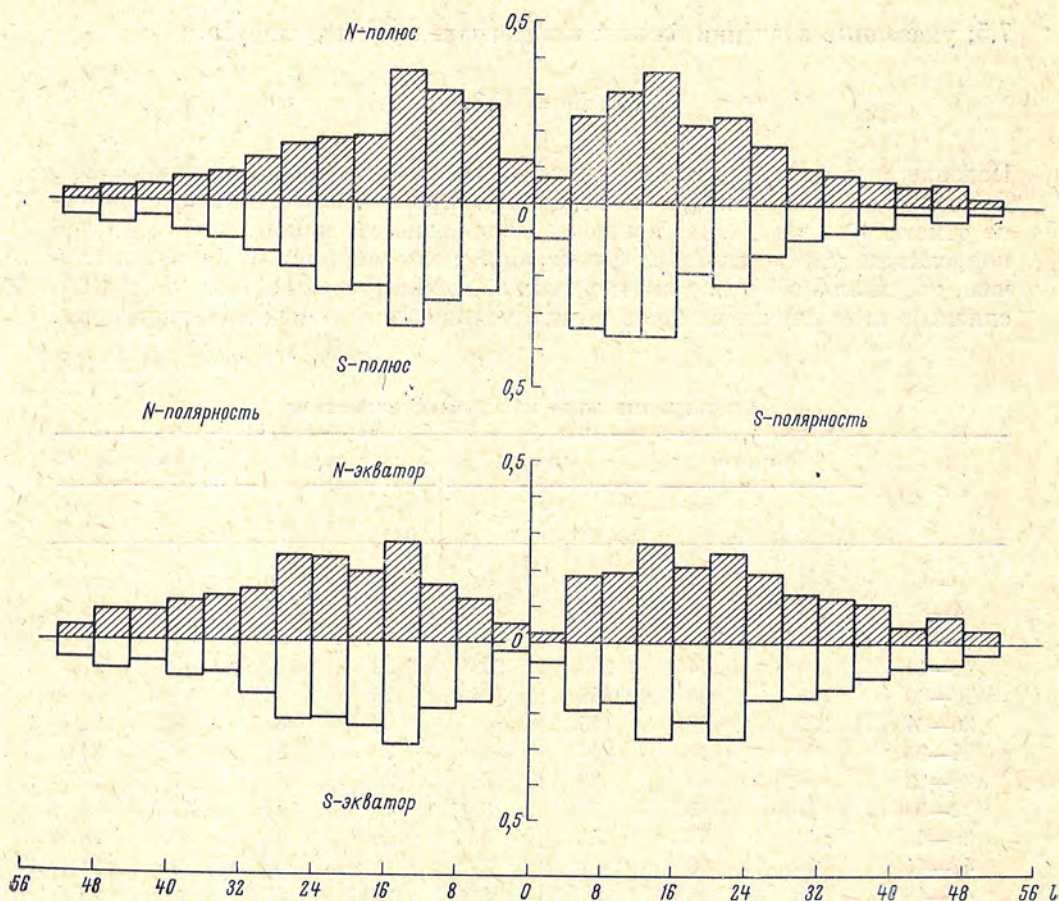
Таблица 10

Гистограмма длин магнитных элементов

l	N-полюс		S-полюс		N-экватор		S-экватор	
	S	N	S		S	N	S	N
0—4"	61	94	71	61	9	19	21	11
4—8	207	203	269	209	67	44	71	65
8—12	261	235	280	231	70	58	63	71
12—16	310	274	283	293	98	102	100	111
16—20	185	138	149	194	75	72	81	90
20—24	205	130	175	211	90	86	98	82
24—28	139	121	106	151	70	87	59	86
28—32	89	88	73	109	50	53	57	57
32—36	71	65	58	81	46	47	48	34
36—40	63	52	42	69	40	42	35	38
40—44	46	38	21	39	16	32	25	21
44—48	48	35	31	47	27	32	21	28
48—52	21	22	16	30	14	16	11	19
Сумма ...	1706	1495	1574	1725	672	693	690	713

Представляет интерес распределение длин «волн» флуктуаций общего магнитного поля S - и N -полярностей, находимого из статистического распределения длин S - и N -элементов на самих записях (§ 3). Гистограммы длин S - и N -элементов для обоих полюсов, а также для экваториальных зон к N и S от экватора (в случае записей по всему диску) строились для каждой даты, указанной в табл. 2. Они не показывают каких-либо систематических различий со временем, поэтому в табл. 10 и на фиг. 20 приводятся суммарные за весь 1965 г. гистограммы длин S - и N -отклонений для обоих полюсов (наверху) и экватора (внизу). Их сравнение не выявляет серьезных различий: для полюсов наблюдается небольшое относительное увеличение частоты коротких элементов (с $l < 16''$) и уменьшение частот длинных элементов (с $l > 20''$); это может быть отчасти связано с влиянием эффекта проекции. Видно превышение средней длины S -элементов на N -полюсе над длиной N -элементов, что подтверждается данными табл. 6, из которой следует, что в среднем отношения $\bar{\lambda}_S / \bar{\lambda}_N = 1,86$ на N -полюсе. Для S -полюса такого перевеса размеров не обнаруживается, и из табл. 6 следует $\bar{\lambda}_S / \bar{\lambda}_N = 1,00$. В соответствии с частотным распределением по длинам [1] и подтвердившим это распределение результатом [26] главный

¹ Значение, найденное Г. Я. Васильевой для нашей записи поля 13.VII 1964 г.



Фиг. 20. Средние за весь 1965 г. гистограммы длин элементов общего магнитного поля на *N*- и *S*-полюсах (верхняя) и на экваториальных зонах к северу и югу от экватора (нижняя)

максимум сосредоточен в интервале 8—16". Так же как для аналогичных гистограмм 1964 г., наряду с основными максимумами в области 8—16" хорошо выделяются вторичные максимумы в интервале l от 20 до 24" и намечается небольшое увеличение частот в области 44—48". Основной максимум хорошо соответствует удвоенному радиусу корреляции 7,5; из табл. 10 видно, что для полюсов этот размер имеют в среднем 62%, а на экваторе 47%, т. е. в среднем половина или немного более от общего числа всех магнитных элементов, как этого и следовало ожидать. Полная длина автокорреляции (около 20") хорошо соответствует вторичному максимуму и скачку в кривой распределения у $l \geq 44-48"$ (около 35 000 км). Этот характерный размер соответствует среднему размеру супергранул согласно [27]. Однако число магнитных элементов такого размера невелико — составляет не более 10% от общего числа. Вторичный максимум для длин 20—24" (17 000 км) выявляется только для магнитных элементов (около 25% всех элементов); было бы интересно найти его оптический аналог, так как размеры Ca^+ -клеток хромосферной сетки всегда выше этой величины — они варьируются от 30 до 90 тыс. км [19, 24].

Найденные нами характерные размеры 12—16, 20—24 и 44—48" образуют последовательность, получающуюся почти удвоением предыдущего, сходную с «обертонами» некоторого стационарного колебатель-

ного состояния замагниченной «жидкости», как это было отмечено нами также в [1]. Это наводит на мысль о связи общего магнитного поля с полем скоростей, характеризующим движение плазмы на поверхности Солнца.

На возможность связи поля H и скоростей v указывают следующие соображения. Во-первых, для простой одномерной радиальной трубки силовых линий, при условии вмороженности, эту связь можно усмотреть из условия сохранения

$$SHv = \text{const}, \quad (5.4)$$

где S — площадь сечения трубки. Далее, если умножим основное уравнение гидромагнетики для проводящей жидкости (отбрасывая член с затуханием поля, поскольку он существен только для больших (порядка года) интервалов времени)

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{H})$$

на величину $\mathbf{H}$ в той же точке, то получим после осреднения по времени

$$\frac{\partial \bar{H}^2}{\partial t} = \mathbf{H} \cdot \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{H}). \quad (5.5)$$

$\mathbf{H}$ и турбулентности запутывание силовых линий приводит обычно к тому, что $\frac{\partial \bar{H}^2}{\partial t} > 0$, т. е. правая часть (5.5) положительна, и если $\bar{H}^2 \neq 0$, то $\text{rot} \mathbf{v} \times \mathbf{H} \rightarrow \alpha^2$, т. е. между средними v и H должна быть корреляция.

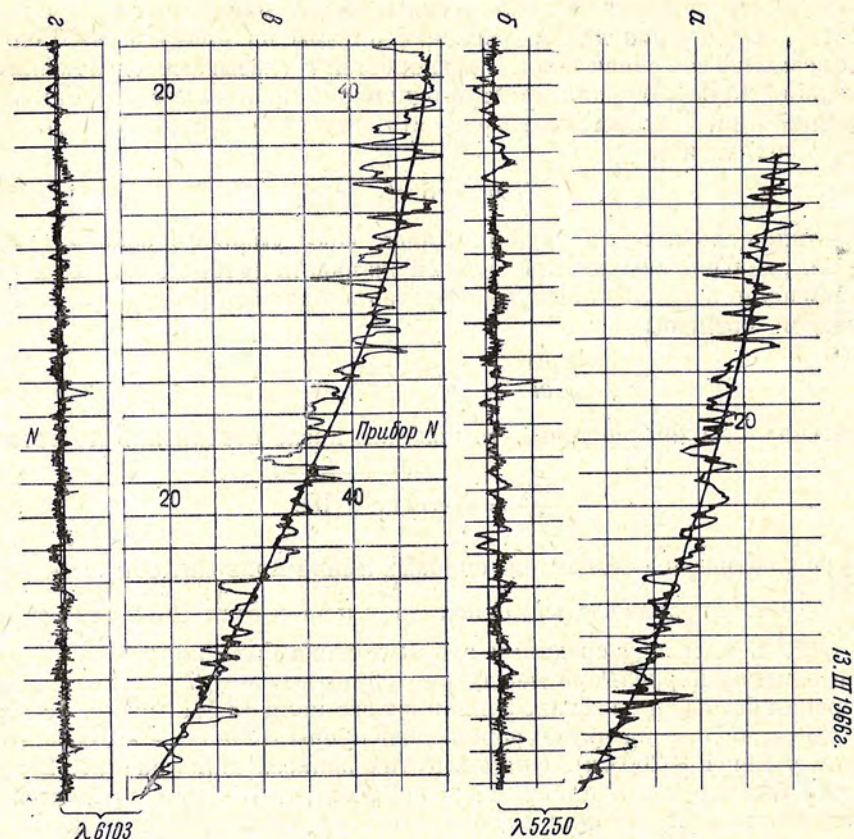
Для поисков корреляций между продольным полем $H_{\parallel}$ и скоростью по лучу зрения была использована запись общего поля 13.III 1966 г. по всему диску одновременно на двух уровнях атмосферы Солнца — $\lambda 6103$ и $\lambda 5250$ (разница уровней ~ 260 км). Примеры этих записей даны на фиг. 21; для скоростей был проведен плавный средний ход от W - до E -края диска и рассматривались флуктуации $v_{\parallel}$ относительно этого среднего. Интервал выбирался так же, как и в случае автокорреляции, длиной $\sim 300''$, отступая немного от края диска, и делился на равноудаленные (на расстояние $2'',85$) участки. По формуле

$$k = \frac{\langle vH \rangle}{\sqrt{\langle H^2 \rangle \langle v^2 \rangle}}, \quad (5.6)$$

где

$$\langle vH \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L H(x) v(x) dx, \quad \langle v^2 \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L v^2(x) dx, \quad \langle H^2 \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L H^2(x) dx, \quad (5.7)$$

вычислялся коэффициент кросс-корреляции. Непосредственно из фиг. 21 видно, что между записями поля на двух уровнях существует хорошо выраженная корреляция; трудно судить без вычислений о наличии такой связи в случае поле — скорость, так как глаз замечает корреляцию, если только $k \geq 0,5$. Однако для скоростей на двух уровнях корреляция тоже хорошо заметна. В табл. 11 приведены результаты вычислений (на электронно-счетной машине, см. примечание к стр. 41) коэффициента k для разных разрезов (широт) через диск Солнца. Мы видим, что k , как правило, $\geq 0,5$ для связей между полями порознь и скоростями порознь на двух уровнях. Однако для корреляции поле — скорость величина k не поднимается выше 0,2 (в одном случае 0,28). Кроме того, мы видим из фиг. 17, что коэффициент автокорреляции на расстоянии, соответствующем разнице уровней $\lambda 6103$ и $\lambda 5250$ (300 км), всегда оказывается больше коэффициента кросс-корреляции между полями; это указывает на то, что уже на расстоянии ~ 300 км (диаметр гранул) связь между полями в значительной мере ослабевает и большая часть измеряемых общих полей сосредоточена



Фиг. 21. Примеры одновременных записей магнитных полей в $\lambda 5250$ и $\lambda 6103$ (б и в) и лучевых скоростей в тех же линиях (а и г), полученных при записи общего магнитного поля 13.III 1966 г.

в очень узком слое. Еще сильнее эффект потери связи выражен при сравнении записей $H_{\parallel}$ в $\lambda 5250$ и H_{α}^1 .

Весьма трудным с теоретической точки зрения является факт практически полного отсутствия корреляции между полем и скоростью, факт, который отмечался даже для активных областей на Солнце [28]. Возможно, что вследствие быстрых пульсаций скорости с периодом 290^s , найденных в [3], эта связь плохо выявляется при регистрациях поля, занимающих обычно большое время. Однако этот вопрос требует пристального внимания в дальнейшем.

§ 6. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ, ПРИРОДА МАГНИТНОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ СОЛНЦА

Представляется несомненным факт сравнительно быстрых (в течение года, от сезона к сезону) колебаний общего магнитного поля Солнца, при которых магнитный поток на обоих полюсах или на всей видимой поверхности меняет величину и знак, в частности, таким образом, что Солнце из магнитно-однополярного в среднем образования становится биполярным и наоборот. Наблюдается «магнитная асимметрия» северного и южного полушария — чаще перевес в среднем S -полярного магнетизма в северном

¹ Автор признателен проф. М. Уберой (Боулдер, США) за полезное обсуждение вопросов связи поле — скорость во время его визита в обсерваторию.

Коэффициент кросс-корреляции поле — поле, поле — скорость
для записей общего магнитного поля 13.III 1966 г.

№ п/п	Кросс-корреляция	φ°			
		—53,8	+53,8	—42,7	+42,7
		S_3	N_3	S_5	N_5
I	$\lambda 5250 : H_{\parallel} - v_{\parallel}$	0,012	0,159	—	—0,107
II	$\lambda 6103 : H_{\parallel} - v_{\parallel}$	—0,078	0,057	—0,051	—0,225
III	$\lambda 5250 H_{\parallel} - \lambda 6103 H_{\parallel}$	0,533	0,564	0,193	0,615
IV	$\lambda 5250 v_{\parallel} - \lambda 6103 v_{\parallel}$	0,587	0,288	—	0,610

№ п/п	Кросс-корреляция	φ°			
		—24,8	+24,8	—20,8	+20,8
		S_9	N_9	S_{10}	N_{10}
I	$\lambda 5250 : H_{\parallel} - v_{\parallel}$	—0,193	0,029	0,157	—0,106
II	$\lambda 6103 : H_{\parallel} - v_{\parallel}$	—0,191	0,131	0,275	0,028
III	$\lambda 5250 H_{\parallel} - \lambda 6103 H_{\parallel}$	0,767	0,556	0,499	0,336
IV	$\lambda 5250 v_{\parallel} - \lambda 6103 v_{\parallel}$	0,508	0,495	0,429	0,559

полушарии — эффект, которому сопутствует асимметрия солнечной активности. Факт видимого нарушения в среднем баланса магнитных потоков как для полярных зон, так и для всей видимой полусферы Солнца — явление, характерное, по-видимому, для большинства магнитно-переменных звезд, — трудно связать с эффектом вращения. Еще немногочисленные, но уверенные измерения показывают, что восстановления баланса потоков, наблюдаемого на уровне фотосферы, нельзя ожидать в хромосфере. Равным образом нельзя ожидать его, по-видимому, в верхних слоях атмосферы — короне, а также межпланетном пространстве. Секторная диаграмма межпланетного поля по измерениям с ноября 1963 г. по февраль 1964 г. на межпланетной станции IMP-1 показывает, что межпланетное поле очень тонкоструктурно — величина и знак его быстро меняются — и что поле одного знака появляется по крайней мере на 20% чаще, чем другого (см. [29]). Если межпланетное поле — продолжение солнечного, на что указывает тесная связь тех же данных о межпланетном поле с появлением на Солнце областей повышенного магнетизма, то тонкая структура межпланетного поля есть отражение тонкой структуры общего поля Солнца, а перевес поля одного знака указывает на продолжение эффекта нарушения баланса, наблюдаемого в фотосфере и хромосфере, в межпланетное пространство.

Наряду с этим обнаруживаются очень быстрые (порядка суток) «синхронизованные» колебания, «вздрагивания» полярного поля (возможно всего поля в целом), при которых пиковые значения среднего поля на N -полюсе отстают от тех же значений для S -полюса на 1—2 дня, что требует скорости ~ 10 км/сек для распространения магнитного возмущения от полюса к полюсу.

Природа этих быстрых колебаний, как и отмеченных выше более долгих колебаний, не ясна, так же как и природа магнитной переменности звезд, являющейся «одной из наиболее интересных и вызывающих проб-

лем астрофизики» [30]. Прежде всего следует отметить, что чисто магнитные колебания (несжимаемой, идеально проводящей) сферы [31] потребовали бы внутренних полей более 10^6 гс для того, чтобы дать период, близкий к наблюдаемому. Если обсуждаемые эффекты связаны действительно с какими-то колебаниями Солнца в целом, то это должны быть, как справедливо отмечено в [32], механические колебания (магнитные силы в среднем невелики), их частота $\sim GM/R^3$ и период порядка 2 час. На возможность стационарных, «стоячих» волн на поверхности Солнца указывает последовательность максимумов в частотах встречаемости характерных длин магнитных элементов, образующая подобие «обертонов» (12", 24", 48"); эти максимумы выражены не резко, что, возможно, связано с нарушением колебательного состояния конвекцией и турбулентностью.

Для объяснения изменений величины и знака поля для всего диска Солнца можно было бы привлечь движения типа крутильных колебаний [32], когда поверхностный слой движется то быстрее, то медленнее внутренних слоев, увлекая за собой вмороженные силовые линии. Это приведет к изменениям наклона силовых линий и, возможно, смене знака. С этой точки зрения было бы интересно проследить изменения по всему диску Солнца, а также поведение со временем эффекта сдвига ярких узлов Ca^+ -хромосферной сетки и холмов полей в H_α относительно холмов фотосферного поля. В [14] мы нашли, что в среднем первые сдвинуты к востоку (отстают при вращении) относительно вторых, но это средний эффект: в отдельных случаях наблюдается сдвиг к экватору. Возможно, что распределение этих сдвигов по диску разное и они периодически меняются со временем. Механизм, однако, не эффективен при полной вмороженности, как показано в [32]; но отсутствие корреляции поле — скорость говорит в пользу того, что колебания могут в сравнительно короткое время менять поле при выносе силовых линий, лежавших до этого под поверхностью. В связи с этим следует отметить, что вынос, по-видимому, может реализоваться именно в результате колебаний, но не эффекта «плавуности» (buoyancy), который для общего поля пренебрежим, как показано в [33]. То, что быстрые колебания скорости с периодом 290° действительно имеют место на поверхности Солнца, является экспериментальным фактом, описанным впервые в [3].

Другая возможность появления, особенно быстрых колебаний, возникает при несовпадении магнитной оси и оси вращения [30]. Первоначально она была отвергнута для Солнца на основе ранних наблюдений Хейла, давших повод считать, что магнитная ось совпадает с осью вращения. Однако эти наблюдения неадекватны цели, как всякие фотографические измерения общего поля, и отрывочны. Количественное отличие поля от дипольного, появление полей в среднем одной полярности на обоих полюсах или на всем диске, магнитная асимметрия северного и южного полушарий и другие факты — свидетельства того, что понятие перманентной магнитной оси Солнца теряет смысл (за исключением, может быть, коротких промежутков времени в 1965 г.): если таковая ось и существует, то ее положение в пространстве, определяемое из соображений симметрии расположения относительно нее магнитных «масс» на поверхности Солнца, далеко не соответствует оси вращения.

Другой стороной проблемы является статистический характер общего поля, в особенности отсутствие корреляции поле — скорость, что не дает оснований принять картину, нарисованную в [34], требующую концентрации полей на краях супергранул, где вещество втекает внутрь. Эффект концентрации потока на краях конвективных вихрей теоретически может действительно появиться при движении потока сильно проводящей жидкости поперек поля [35] (поток выбрасывается из середины ячейки). Однако найденные нами автокорреляционные кривые и гistogramмы распределения полей и длин магнитных элементов не показывают усиления частот у размеров, характерных для супергранул, — они указывают на

существенно меньшие размеры, показывая хорошее соответствие с данными [19] для флуктуаций интенсивности кальциевой хромосферной сетки. В равной мере мы не получили указаний на связь элементов магнитного поля с конвективными ячейками — гранулами. Это можно было бы связать с тем, что на глубинах выше h (верхняя граница конвективной зоны) движения совершенно неупорядоченные (возможно, турбулентные разных масштабов), не связанные с конвективными движениями ниже уровня h , или зависящие от этих движений только тем, что они порождены конвекцией. В этом случае магнитная энергия хаотичных флуктуаций должна черпаться за счет крупномасштабных (с размером больше полного масштаба автокорреляции) элементов поля, «отщепленных» от солнечных пятен «кусков» поля, существующих сравнительно долгое время. Было бы важно найти свидетельства существования таких полей большого масштаба в регистрациях общего поля.

В заключение автор выражает благодарность Е. И. Лиморенко за обработку записей поля, В. И. Гапееву за изготовление окончательных иллюстраций.

Декабрь 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1965, 42, № 2, 217; Изв. Крымской астрофиз. общ., 1966, 35, 97.
2. H. W. Babcock, H. D. Babcock. *Astrophys. J.*, 1955, 121, 349.
3. R. Leighton. *Astrophys. J.*, 1959, 130, 366.
4. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1966, 43, № 3, 465.
5. D. Beggs, H. von Kluuber. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1964, 127, 133.
6. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1963, 31, 163.
7. J. O. Stenflo. *Observatory*, 1966, 86, 73.
8. R. Howard. *Observatory*, 1966, 86, 162.
9. R. Howard. *Astrophys. J.*, 1959, 130, 193.
10. B. Lyot. *L'Astronomie*, 1937, 51, 217.
11. G. Brückner. *Zs. Astrophys.*, 1963, 58, 73; «Planetary and Stellar Magnetism», NATO Advanc. Study Inst. 26 Apr.—1 May 1965.
12. High Altitude Observatory, Rep. N HAO-62, Dec. 22, 1965.
13. К. де Ягер. Структура и динамика атмосферы Солнца. ИЛ, 1962, гл. 9, стр. 324.
14. A. Severny. *Trans. I. A. U.*, 1965, XIIA, 755.
15. W. Grottrian, H. Kunzel. *Zs. Astrophys.*, 1950, 28, 28.
16. A. Severny. *Colloq. Fine Struct. of the Solar Atmosph.*, Anacapri, June 6—8, 1966, edit. by K. O. Kiepenheuer, *Forschungsberichte* 12, p. 109.
17. V. Bumba, R. Howard, S. Smith. *Proc. Goddard Sympos. on Magn. Stars*, 1965, preprint.
18. Д. Э. Юл, М. Д. Кендал. Теория статистики. М., Госстатиздат, 1960, гл. 27, § 27—4.
19. J. Rogerson. *Astrophys. J.*, 1955, 121, 204.
20. Т. Т. Цап. *Наст. том*, стр. 92.
21. R. Howard. *Astrophys. J.*, 1962, 136, 211.
22. Г. Я. Васильева. Изв. ГАО, 1964, 23 (5), № 175, 28.
23. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1965, 34, 296.
24. G. Simon, R. Leighton. *Astrophys. J.*, 1964, 140, 1120.
25. M. S. Ueberoi. *Astrophys. J.*, 1955, 121, 406; 1955, 122, 466.
26. В. М. Григорьев, В. Е. Степанов. Сб. докл. по «Физике Солнца», Сиб. ин-т земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн. Иркутск, 1966.
27. R. Leighton, R. Noyes, G. Simon. *Astrophys. J.*, 1962, 135, 474.
28. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1966, 35, 139; 1967, 37, 29; *наст. том*, стр. 65.
29. N. Ness, J. Wilcox. *Science*, 1965, 148, № 3677, 1592; *J. Geophys. Res.*, 1965, 70, № 13.
30. L. Spitzer. *Electrom. phen. in cosmic phys.*, Symp. № 6 I. A. U., Cambridge, 1958, p. 169.
31. M. Schwarzschild. *Ann. d'Astrophys.*, 1949, 12, № 2, 148.
32. T. Cowling. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1952, 112, 527.
33. E. Parker. *Astrophys. J.*, 1955, 121, 491.
34. R. Leighton. *Annual Rev.*, 1963, 1, 19.
35. N. Weiss. *Planetary and Stellar Magnetism*, NATO Advanc. Study Inst. 26 Apr.—1 May 1965, in press.

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ФАКЕЛОВ

Н. В. Стешенко

Измерены напряженности продольной составляющей магнитного поля факельных гранул по спектрограммам с высоким разрешением, снятым в Крымской астрофизической обсерватории и в обсерватории Маунт Вилсон. Найдено, что напряженность магнитного поля $H_{\parallel}$ около 45% факельных гранул находится в пределах ошибок измерений (примерно 25 гс). Около четверти факельных гранул имеют $H_{\parallel}$ от 25 до 50 гс, ~30% факельных гранул имеют магнитные поля напряженностью $H_{\parallel} > 50$ гс, в редких случаях встречаются факелы с напряженностью поля около 200 гс. Магнитное поле факелов концентрируется в тонких элементах размером всего 1,5—3".

Напряженность магнитного поля факельных гранул, расположенных непосредственно над пятнами, в 10—20 раз меньше, чем напряженность поля пятен, и составляет всего 80—210 гс. Это может быть объяснено «обтеканием» факела магнитными силовыми линиями и медленным проникновением поля в глубь факела в связи с большой проводимостью плазмы.

MAGNETIC FIELDS OF SOLAR FACULAE, by N. V. Steshenko. — Strengths of a magnetic field longitudinal component of facular granules are measured using spectrograms with high resolution, obtained at the Crimean astrophysical observatory and Mount Wilson observatory. It is found, that magnetic field strength $H_{\parallel}$ of about 45% of facular granules is within the limits of measuring errors (approximately 25 gs). $H_{\parallel}$ of about a quarter of facular granules are from 25 to 50 gs, ~30% of facular granules have $H_{\parallel} > 50$ gs, and sometimes there are faculae with field strength of about 200 gs. Faculae magnetic fields are concentrated in fine elements by dimension of 1,5—3" only.

The magnetic field strength of facular granules, situated directly above spots, 10—20 times as less than the field strength of spots and equal to 80—210 gs only. It can be explained by «a streamline» of a facula by magnetic lines of force and slow penetrating of a field deep into a facula in connection with a large conductivity of plasma.

Становится все более очевидным, что изучение тонкой структуры магнитного поля является одной из наиболее важных задач в исследовании природы солнечных активных областей [1, 2]. При этом исключительное значение приобретает разрешающая способность приборов, применяемых для изучения магнитного поля. Использование в [3] спектрограмм, полученных с высоким разрешением как по диску Солнца, так и по спектру, показало, что напряженность магнитного поля даже самых мелких пор, не превышающих по размеру обычные гранулы (1,5—2"), составляет в среднем 1400 гс и не бывает меньше 1000 гс. Не меньший интерес представляют и другие тонкоструктурные образования активной области.

Одним из важных проявлений активности на всех стадиях развития активного центра являются солнечные факелы. Измерения магнитных полей в них могут дать существенные сведения для изучения условий возникновения факела. Действительно, все современные представления о факелах, например модель нагрева, разработанная А. Б. Северным [4], модель, предложенная С. Б. Пикельнером [5], основаны так или иначе на том, что основную роль в возникновении факела играет магнитное поле. Однако измерение магнитного поля в таких тонкоструктурных образованиях пред-

ставляет собой довольно сложную задачу. Факел состоит из отдельных гранул, расположенных цепочками и разбросанных по всей активной области. Для того чтобы измерения магнитного поля (так же, как и измерения, например, яркости) отнести к какой-то определенной факельной грануле, нужно получить устойчивое изображение Солнца с разрешением не хуже $1''$. Если при прямом фотографировании Солнца можно получить существенный выигрыш в качестве изображения за счет того, что экспозиция составляет примерно $1/1000$ сек., то при фотографировании спектров с большой дисперсией (что совершенно необходимо для измерения магнитных полей) экспозиция может доходить до нескольких секунд. Дело усложняется еще тем, что вблизи центра диска, где условия наиболее выгодны для наблюдений, факелы не видны.

Здесь предпринята попытка измерить магнитные поля факелов, используя фотографический метод наблюдения спектров. Хотя этот метод обладает существенно меньшей чувствительностью, чем измерения с магнитографом, он обладает высокой разрешающей способностью по поверхности Солнца (в периоды хороших изображений), что позволяет выполнить измерения, совершенно уверенно относящиеся к выбранным факельным гранулам. Для измерений нами использованы две серии спектрограмм. Одна серия получена на спектрографе башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории в сентябре — ноябре 1958 г. Наблюдения проводились в утренние часы, когда изображение Солнца наиболее устойчиво. Изображение Солнца диаметром 20 см проектировалось на щель спектрографа, перед которой установлена $1/4$ λ -пластинка. Внутри спектрографа пучок света делится специально установленным клином на два идентичных пучка, образующих в фокальной плоскости камеры спектрографа два одинаковых спектра. Перед кассетой установлены призмы-анализаторы линейно-поляризованного излучения. Одна из призм ориентирована таким образом, что в спектре гасится, скажем, коротковолновая σ -компонента, другая призма гасит длинноволновую σ -компоненту во втором спектре. Для наблюдений выбрана линия железа $\lambda 6302,508 \text{ \AA}$, образующая в магнитном поле триплет с расщеплением $(0) 5/2$. Эта линия чрезвычайно удобна тем, что по обе стороны от нее расположены две резкие линии кислорода земной атмосферы, являющиеся отличным репером при измерении малых сдвигов солнечной линии. Дисперсия спектрографа составляет $0,268 \text{ \AA/мм}$ (IV порядок). Более подробно характеристика прибора, метод измерения спектрограмм, определение ошибки, связанной с наличием турбулентции воздуха в спектрографе, описаны в [6].

Вторая серия наблюдений выполнена на спектрографе 150-футового башенного телескопа обсерватории Маунт Вилсон в августе — сентябре 1965 г., условия наблюдений описаны в [3]. Перед щелью спектрографа устанавливалась пластинка $\lambda/4$, спектр фотографировался в V порядке с дисперсией $0,0850 \text{ \AA/мм}$. Отличие метода наблюдения от описанного выше состоит в том, что вместо деления света на два пучка использовались для измерения магнитного поля две различные линии одного и того же спектра, фотографируемые одновременно на одну пластинку: в линии $\lambda 5250,218 \text{ \AA}$ Fe была погашена поляроидом одна σ -компонента зеемановского расщепления, а в линии $\lambda 5247,576 \text{ \AA}$ Sr (образующей в магнитном поле триплет с расщеплением $(0)5/2$) погашена противоположная σ -компонента.

Для измерения выбраны спектрограммы, снятые в моменты наилучших изображений Солнца (разрешение не хуже $1''$). Измерения производились на двухщелевом фотоэлектрическом спектрокомпараторе [7]; изображение линии проектируется на щели фотометра компаратора, и каретка с пластинкой передвигается до тех пор, пока потоки света от двух крыльев линии выравниваются. Таким образом мы можем произвести отсчет положения линии, соответствующий ее фотометрическому центру тяжести. Положение линии на спектрограммах первой серии ($\lambda 6302,508$) определялось

по отношению к линиям земной атмосферы. Во второй серии спектрограмм измерялось взаимное расстояние между линиями Fe $\lambda 5250,218$ и $\lambda 5247,576$ Сг. Принципиальной разницы между методами определения магнитного поля по спектрограммам обеих серий нет. При измерениях каретка передвигалась вдоль линии на величину, соответствующую $0'',25$ на Солнце, такой же была и высота щели фотометра. Около одной трети спектрограмм факелов были измерены на измерительном приборе ИЗА-2, в котором наведение на центр тяжести линии производится визуально. Естественно, что точность самого наведения на центр линии в этом случае заметно ниже, чем при измерениях фотоэлектрическим прибором. Однако оказалось, что в обоих случаях ошибка наведения на линию меньше той ошибки, которая вносится смещением (или изломом) линии из-за турбулентции воздуха внутри спектрографа и неравномерности зерен фотоэмульсии. В связи с этим магнитные поля факелов, измеренные на одних и тех же спектрограммах с помощью обоих приборов, оказались практически одинаковыми.

Как известно, поляризационная оптика не оказывает никакого влияния на доплеровские сдвиги линий и на изменение их структуры, не связанное с магнитными полями. При отсутствии магнитного поля любое смещение в положении центра одной линии должно точно повторяться смещением другой, одновременно сфотографированной линии (подразумевается, конечно, что рассматриваемые линии образуются на одном уровне в атмосфере Солнца). Причинами, ведущими к сдвигу или излому линий, могут быть только причины инструментального характера — турбулентция воздуха внутри спектрографа, неравномерность эмульсии фотопластинок и ошибка наведения на центр линии. Влияние перечисленных факторов будет рассмотрено позже. В случае же появления продольного магнитного поля отсутствие в одном спектре одной σ -компоненты, а в другом спектре другой σ -компоненты приведет к расхождению между положениями центров линий, расстояние между линиями изменится на величину $2\Delta\lambda_{H\parallel}$. При использовании двух различных линий, в данном случае линий Fe и Сг,

$$2\Delta\lambda_{H\parallel} = \Delta\lambda_{H\parallel}(\text{Fe}) + \Delta\lambda_{H\parallel}(\text{Сг}),$$

где $\Delta\lambda_{H\parallel}$ — смещение σ -компоненты соответствующей линии, отсчитанное от положения невозмущенной линии. По мере увеличения угла γ между направлением магнитного поля и лучом зрения будет расти интенсивность π -компоненты и ослабляться σ -компонента [8]. Это приведет при малой величине напряженности поля к блендированию σ -компонент. А. Б. Северный [9] показал, что, измеряя положение бленды, мы таким образом определяем поле $H \cos \gamma = H_{\parallel}$. В тех же случаях, когда компоненты зеемановского расщепления видны раздельно, например в магнитном поле пятен, обычные измерения расстояния между σ -компонентами дают при любом γ полную напряженность поля.

Одновременность фотографирования двух спектров (или линий) с различной поляризацией необходима при изучении тонкой структуры поля, так как она позволяет надежно исключить влияние лучевых скоростей на измерение напряженности магнитного поля. Действительно, в случае магнитных полей напряженностью в несколько десятков гаусс сдвиг линии, вызванный отсутствием какой-либо σ -компоненты, будет существенно меньше, чем возможный доплеровский сдвиг. При последовательном фотографировании спектров на один и тот же участок щели может попасть несколько другой элемент солнечной поверхности и измерения поля потеряют смысл.

Здесь использованы спектрограммы активных областей, расположенных в пределах $0,3 < \rho < 0,7$, причем большинство наблюдений отно-

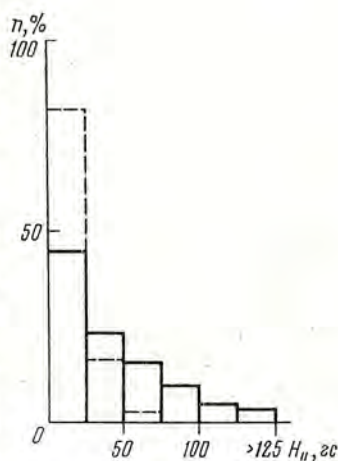
сится к $p \approx 0,5$. Факельные гранулы на спектрограммах заметно отличаются по яркости от остального фона, создаваемого обычной грануляцией. Как известно, контраст факелов уменьшается при удалении от края диска. Наши измерения относятся к участкам диска, существенно удаленным от края. Поэтому естественно, что магнитные поля фактически измерялись в факельных гранулах средней и большой яркости, так как слабые факелы уже не различались на фоне фотосферы. Измерено 130 факельных гранул различного контраста, размер их по спектрограммам от 1 до 4". На гистограмме фиг. 1 показано распределение числа факелов (в процентах от общего числа измерений) в зависимости от напряженности магнитного поля в них. Около 45% изученных факельных гранул имеют магнитные поля напряженностью меньше 25 гс, т. е. напряженность их магнитного поля находится в пределах ошибок измерений. В то же время около одной трети факельных гранул имеют магнитные поля напряженностью больше 50 гс.

Магнитное поле концентрируется в тонких элементах размером всего 1,5—3". Пример такого тонкоструктурного характера поля особенно отчетливо виден на фиг. 2 (измерения линии $\lambda 6302,508$). Тонкие элементы поля напряженностью до 150—250 гс, сконцентрированного в участках размером 1—2", накладываются на активную область Солнца с напряженностью поля около 120—150 гс. На фиг. 2 очень хорошо видно влияние лучевых скоростей на положение центра линии.

Следует отметить, что в активной области встречаются также участки обычной по яркости фотосферы, в которых напряженность магнитного поля небольших (2—4") групп гранул достигает нескольких десятков гаусс, хотя факел в этом месте не наблюдается. Однако их значительно меньше, чем участков магнитных полей, связанных с факелами.

Чтобы оценить ошибку в определении напряженности магнитного поля факелов, были измерены спектрограммы, снятые без поляризационной оптики. В этом случае мы должны получить одно и то же расстояние между двумя линиями одного спектра, если сопоставляемые элементы обеих линий относятся к одному участку Солнца. В случае, если измеряется одна линия на двух одновременно снятых спектрах, данные измерений должны полностью совпадать. Однако в действительности наблюдается некоторое расхождение в положении центров линий. Изменение расстояния между центрами линий было определено для 163 отрезков линии (не выбрасывая ни одного участка) протяженностью 1",5 каждый. На гистограмме фиг. 1 пунктиром приведено распределение ошибок измерений, если их выразить в «гауссах». Отсюда видно, что более 80% случаев дают величину ошибки не больше 25 гс. Эти ошибки вызваны изломом и сдвигом линий за счет турбулентции воздуха внутри спектрографа, неравномерностью фотографических эмульсий, неточностью наведения на центр линии.

Весьма интересными являются случаи, когда факельные гранулы находятся над пятнами и проектируются во время наблюдений на пятно. На фиг. 3 приведена спектрограмма яркой факельной гранулы размером 1,5—2", расположенной над полутенью пятна (факельная гранула показана стрелкой). Спектр снят без поляризационной оптики. Сразу же обра-

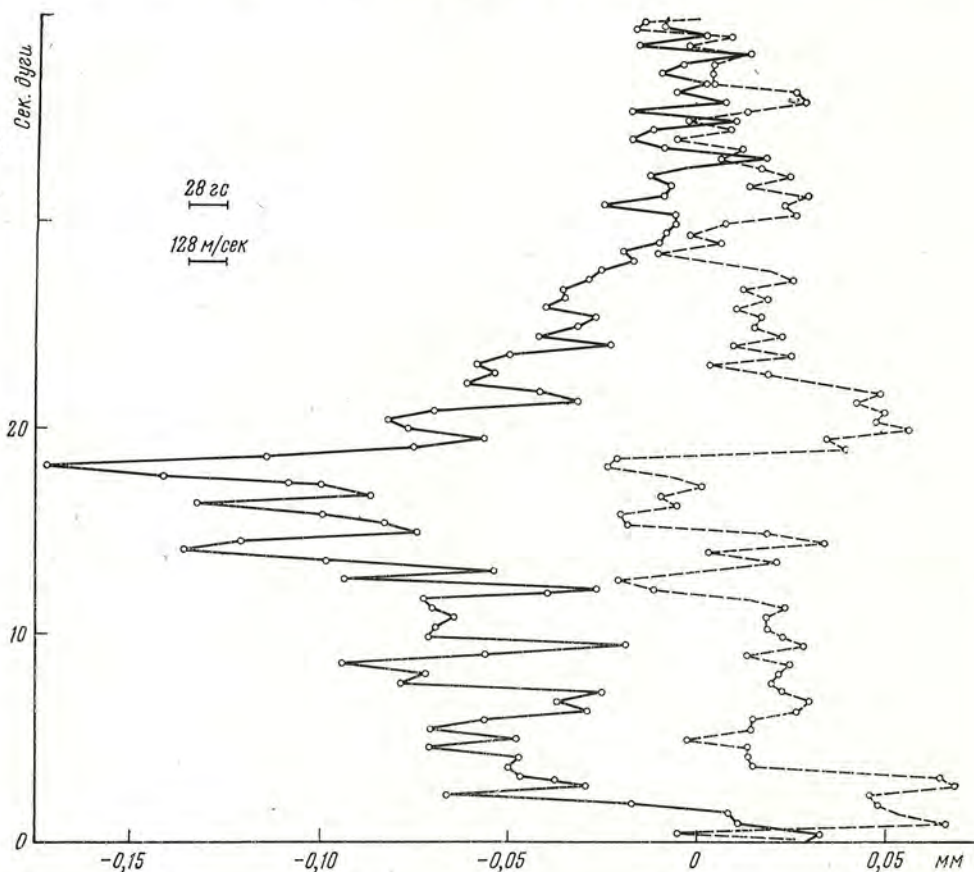


Фиг. 1. Гистограмма распределения числа факельных гранул в зависимости от напряженности их магнитного поля

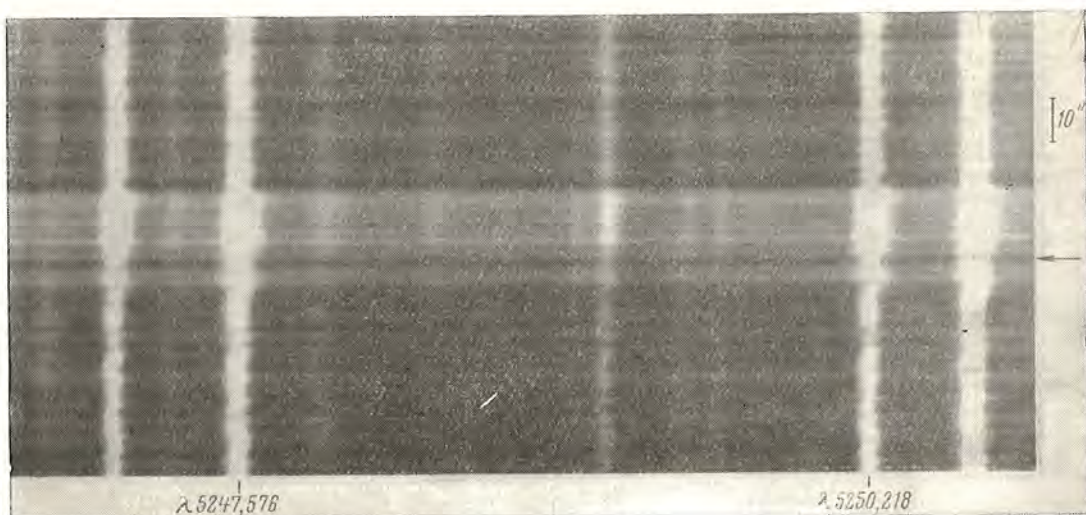
Пунктировой линией показана гистограмма распределения ошибок

пает на себя внимание то, что по обе стороны от факела линия $\lambda 5250,218$ примерно вдвое расширена за счет магнитного расщепления компонент, а в области факела она имеет практически ту же ширину, что и в фотосфере. Спектрограммы различных факельных гранул, снятые с поляризационной оптикой, позволили измерить магнитное поле в 10 факелах, расположенных над пятнами, обладающими магнитным полем 2000 гс и более. Оказалось, что магнитное поле факелов над пятнами составляет всего 80—210 гс, всегда того же знака, что и поле пятна. На фиг. 4 приведены микрофотометрические разрезы (в плотностях) линии $\lambda 6302,508$ для двух одновременно снятых спектров с противоположно ориентированными поляроидами для факельной гранулы, находившейся над пятном 93 в (16.IX 1958 г.). Микрофотограммы расположены таким образом, что линии земной атмосферы совпадают. При этом отчетливо виден сдвиг линии Fe, величина его соответствует магнитному полю 210 гс.

В ряде случаев излучение факельной гранулы, расположенной над пятном, практически полностью экранирует σ -компоненты расщепленной линии пятна (σ -компоненты спектра пятна обычно попадают не на непрерывный спектр, а на разные части крыла линии поглощения факела, в зависимости от напряженности поля в том месте пятна, куда проектируется факел). В этом случае оптическая толща факела в соответствующем месте крыла его линии заметно превышает единицу. В непрерывном спектре факела оптическая толща будет в 1,2—1,5 раза меньше.



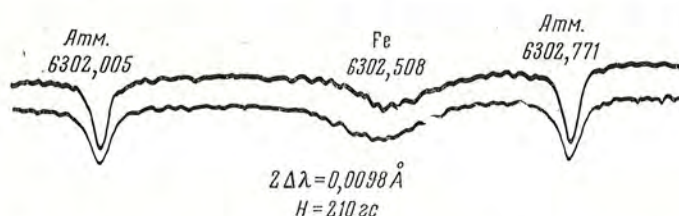
Фиг. 2. Расщепление линии $\lambda 6302,508 \text{ \AA}$ в магнитном поле факела
Спектр снят, 17.XI 1958 г.



Фиг. 3. Спектрограмма участка активной области с яркой факельной гранулой над полутенью пятна

Спектр снят 8.IX 1965 г. на обсерватории Маунт Вилсон (без поляризационной оптики)

В четырех из наблюдавшихся факелов сквозь факел частично просвечивают σ -компоненты линии пятна, т. е. оптическая толщина факела, даже в крыле линии в этом случае меньше единицы. На фиг. 5 приведен пример контуров линий $\lambda 5250,218$: для полутени пятна рядом с факелом, контур линии факела и усредненный по двум разрезам контур фотосферной линии

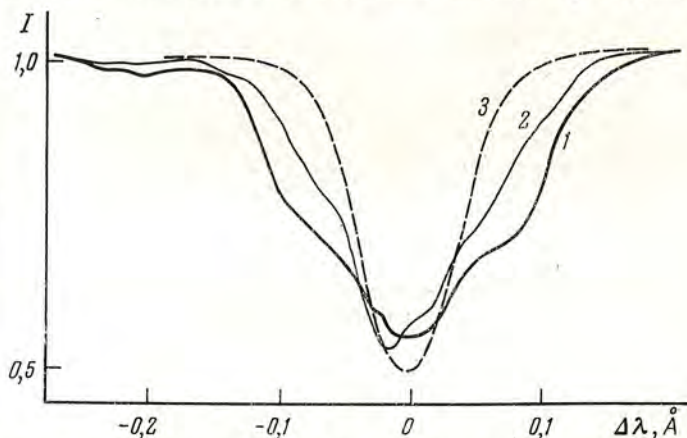


Фиг. 4. Микрофотограммы спектров факельной гранулы, расположенной над пятном ($\lambda 6302,508$)

Спектр снят 16.IX 1958 г.

(спектр снят без поляризационной оптики). По форме контура линии факела отчетливо видно, что излучение факела состоит из своего собственного излучения, сложенного с ослабленным излучением полутени пятна. Под кривыми даны значения уровней непрерывного спектра для этих трех разрезов, из которых видно, что интенсивность непрерывного спектра факела несколько ниже интенсивности спектра фотосферы. По классификации З. Б. Коробовой [10] такие факелы над пятнами относятся к светлым мостам типа II (факельные цепочки). К выводу о полупрозрачности данного типа факелов пришли Лаухед и Брей [11], а также З. Б. Коробова [10] на основании того факта, что интенсивность факельных гранул над полутенью пятен меньше интенсивности фотосферы. Спектральные наблюдения (просвечивание σ -компонент пятна) подтверждают этот вывод. Кроме того, они с полной определенностью указывают на то, что измерения магнитных полей относятся именно к факелам, расположенным над пятнами, а не к фотосферным заливам в область пятна.

Напряженность магнитного поля факельных гранул, расположенных над мощными полями пятен, все же остается в 10—20 раз меньше, чем напряженность поля пятна. Допустим, что градиент магнитного поля пятна в вертикальном направлении такой, что он обеспечивает нужное падение напряженности поля от пятна к факелу. Факелы расположены над пятнами на высоте $\sim 10^3$ км, в таком случае градиент магнитного поля в вертикальном направлении должен составить 2—3 гс/км, что мало правдоподобно. Более вероятное объяснение сравнительно слабого поля в факелах над пятнами состоит в том, что из-за высокой проводимости плазмы



Фиг. 5. Контуры линии $\lambda 5250,218$ в спектре полутени пятна, полупрозрачной факельной гранулы над пятном и фотосферы

Спектр снят 8.IX 1965 г. на обсерватории Маунт Вилсон

1 — полутень пятна, $I_c = 0,63$; 2 — факел на полутени, $I_c = 0,83$; 3 — фотосфера, $I_c = 1,0$

факела магнитное поле не может за короткое время проникнуть в глубь факела, силовые линии поля «обтекают» факел. Как отмечено А. Б. Северным [4], существенный рост поля в какой-либо конденсации может происходить за время t , примерно равное скин-времени:

$$t = \frac{4\pi \sigma_0 l^2}{c^2},$$

где σ_0 — проводимость плазмы, l — линейные размеры факела. При $\sigma_0 = 10^{13} \text{ сек}^{-1}$ и $l = 10^3 \text{ см}$ $t \approx 10^9 \text{ сек}$. Это время на несколько порядков превышает время жизни факела. Более быстрое проникновение магнитного поля в факел может быть объяснено наличием неоднородностей как в строении самого факела, так и в строении магнитного поля пятна.

Автор благодарен директору обсерватории Маунт Вилсон и Паломар д-ру Г. Бэбкоку, а также д-ру Р. Говарду и д-ру Г. Зирину за предоставленную возможность выполнить наблюдения и получить интересный материал. Автор признателен А. Б. Северному за ценное обсуждение работы и В. С. Никулиной за помощь в измерении спектрограмм.

Декабрь 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. В. Severny. The fine structure of the solar atmosphere. (Anacapri Symp.), 1966, 109.
2. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1966, 43, 465.
3. Н. В. Стещенко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 37, 21.
4. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 27, 71.
5. С. Б. Пикельнер. Астрон. ж., 1960, 37, 616.
6. Н. В. Стещенко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1959, 22, 49.
7. А. В. Брунс, В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1959, 22, 134.
8. F. Seares. Astrophys. J., 1913, 38, 99.
9. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 34.
10. З. Б. Коробова. Астрон. ж., 1966, 43, 480.
11. R. E. Loughhead, R. J. Bray. Austral. J. Phys., 1959, 12, 97.

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕНЕНИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН СО ВРЕМЕНЕМ

П. Е. Колпачков

Изменения магнитного поля солнечных пятен во времени, по-видимому, определяют течение многих нестационарных процессов в активных областях на Солнце. Сделана попытка оценить $\Delta H/\Delta t$ магнитного поля активных групп пятен на уровне фотосферы, используя данные, полученные с помощью магнитографа Крымской астрофизической обсерватории. По численному значению $\Delta H/\Delta t$ изменения магнитного поля солнечных пятен можно подразделить на три вида: а) умеренные, $\Delta H/\Delta t \sim 10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-3}$ гс/сек; б) быстрые, $\Delta H/\Delta t \sim 5,01 \cdot 10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-2}$ гс/сек; в) сверхбыстрые, $\Delta H/\Delta t > 5,01 \cdot 10^{-2}$ гс/сек.

ON THE VARIATION OF MAGNETIC FIELDS OF SUNSPOTS IN TIME, by P. E. Kolpakov. — Variations of a magnetic field of sunspots in time, apparently, determine a development of many nonstationary processes in active regions on the Sun. An attempt to estimate $\Delta H/\Delta t$ of a magnetic field of active spot groups at the photosphere level was made, using the data obtained with the magnetograph of the Crimean astrophysical observatory. According to the numerical value of $\Delta H/\Delta t$, variations of the magnetic field of sunspots can be subdivided into three types: a) moderate, $\Delta H/\Delta t \sim 10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-3}$ gs/sec; b) fast, $\Delta H/\Delta t \sim 5,01 \cdot 10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-2}$ gs/sec; c) superfast, $\Delta H/\Delta t > 5,01 \cdot 10^{-2}$ gs/sec.

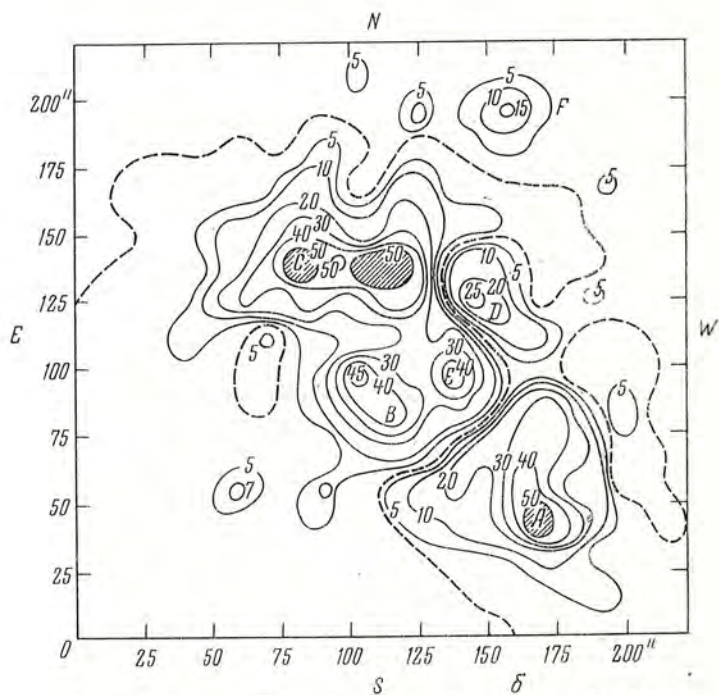
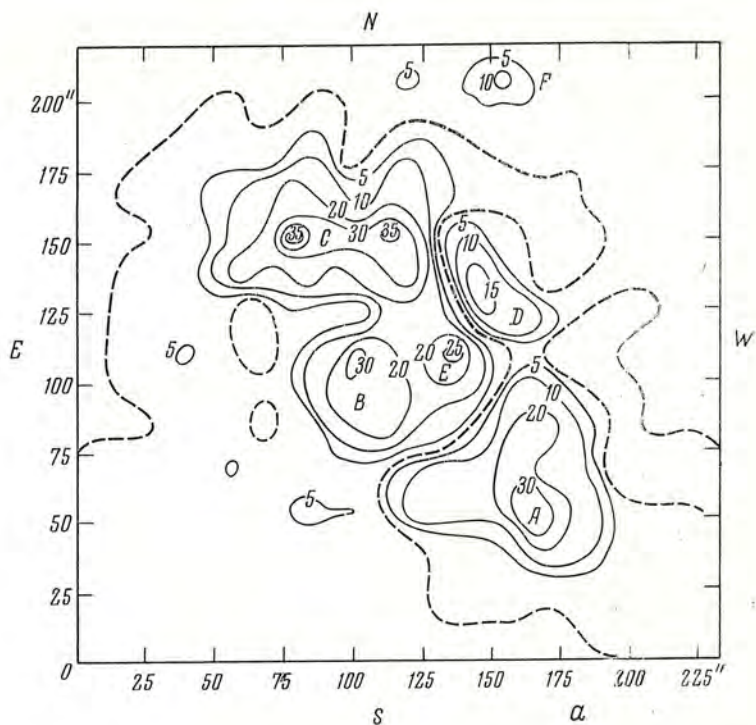
Многие нестационарные процессы в активных областях на Солнце, по-видимому, имеют непосредственную связь с изменениями во времени напряженности и структуры магнитных полей солнечных пятен. При попытках количественного рассмотрения этих процессов необходимо иметь численные значения¹

$$\frac{\partial H}{\partial t} \left(\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right).$$

Первую попытку проследить историю развития магнитного поля солнечного пятна сделал Каулинг [1], используя маунт вилсоновские данные измерений магнитных полей пятен (точность измерений была от ± 25 до ± 50 гс). Он построил кривые изменения со временем напряженности магнитного поля в центре пятна (и изменения площади пятна) для 33- и 55-дневных пятен. В первые дни напряженность поля быстро возрастает. Так, например, за первые пять дней напряженность поля достигает значений $H \sim 2500 \div 2700$ гс, что соответствует среднему значению $\Delta H/\Delta t \sim 5,78 \cdot 10^{-3}$ гс/сек $\div 6,25 \cdot 10^{-3}$ гс/сек. Дальнейшие изменения магнитного поля долгоживущих пятен не превосходят $10 \div 15$ гс в день [2, 3], т. е. $\Delta H/\Delta t \sim 1,15 \cdot 10^{-4} \div 1,74 \cdot 10^{-4}$ гс/сек.

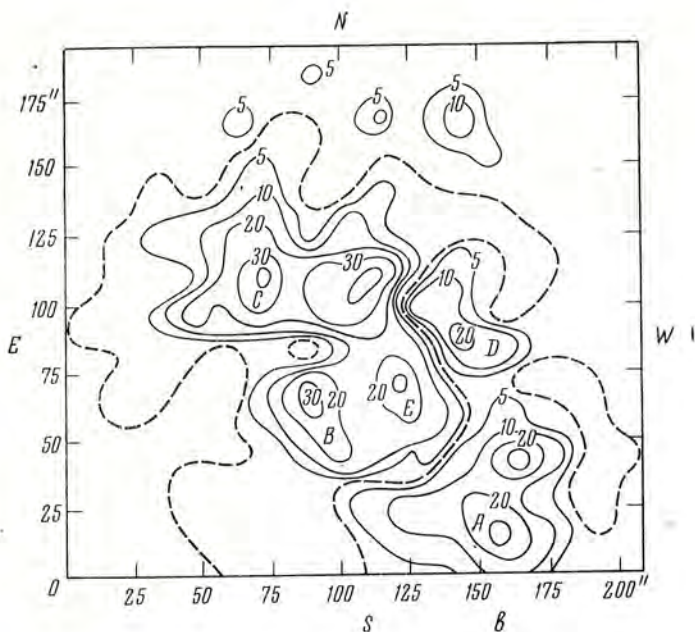
Просматривая материалы наблюдений «Магнитные поля солнечных пятен» (приложение к бюллетеню «Солнечные данные»), мы встречаем отдельные группы пятен, магнитные поля которых испытывают изменения

¹ Мы используем гауссову систему единиц, в которой $\mu = 1$ и численно $B = H$, поэтому численные значения H будем выражать в гауссах.



Карты магнитного поля активной группы 1.IV 1960 г.

α — 10h15m; б — 11h20m;



$a - 14h05m$

за сутки на 800—1000 — 1500 гс ($\Delta H/\Delta t \sim 9,26 \cdot 10^{-3} - 1,15 \cdot 10^{-2} - 1,74 \cdot 10^{-2}$ гс/сек). Например:

Группа	3	7—8.I	1964 г.	$\Delta H \sim +1800$ гс	$\Delta H/\Delta t \sim +2,1 \cdot 10^{-2}$ гс/сек
»	4	8—9.I	1964 г.	$\Delta H + 800$ гс	$\Delta H/\Delta t \sim +9,3 \cdot 10^{-3}$ гс/сек
»	8	15—16.I	1964 г.	$\Delta H - 1200$ гс	$\Delta H/\Delta t \sim -1,38 \cdot 10^{-2}$ гс/сек
»	15	19—20.II	1964 г.	$\Delta H + 900$ гс	$\Delta H/\Delta t \sim +1,04 \cdot 10^{-2}$ гс/сек
»	18	21—22.II	1964 г.	$\Delta H + 1200$ гс	$\Delta H/\Delta t \sim +1,38 \cdot 10^{-2}$ гс/сек
»	19	26—27.II	1964 г.	$\Delta H + 2000$ гс	$\Delta H/\Delta t \sim +2,31 \cdot 10^{-2}$ гс/сек
»	24	13—14.III	1964 г.	$\Delta H + 1800$ гс	$\Delta H/\Delta t \sim +2,09 \cdot 10^{-2}$ гс/сек

и т. д.

Имеются сообщения [2] о том, что бывают случаи, когда пятно с полем порядка 1000 гс возникает в течение 6—8 час. (что соответствует средним значениям $\Delta H/\Delta t \sim 4,63 \cdot 10^{-2} \div 3,47 \cdot 10^{-2}$ гс/сек), правда, сведений о начальном значении поля обычно не имеется.

Ряд исследователей [4], опираясь на результат статистической обработки ежедневных наблюдений обсерватории Маунт Вилсон, утверждали, что значения напряженности магнитного поля пятна, находящегося в стадии максимального развития, испытывают короткопериодические колебания с суточными амплитудами от 100 и до 500 гс ($\Delta H/\Delta t \sim 1,15 \cdot 10^{-3} \div 5,78 \cdot 10^{-3}$ гс/сек).

Впервые на возможность «спазматического» изменения магнитного поля пятен со временем, с которыми связаны резкие изменения в хромосферно-корональной плазме, указал Каулинг [1].

Сравнительно большая информация о временных изменениях магнитных полей пятен получена с помощью магнитографа Крымской астрофизической обсерватории при исследовании вспышек. За последние 5—8 лет установлено, что магнитные поля группы пятен до и после вспышки значительно отличаются друг от друга: изменяется величина напряженности и градиентов напряженности, смещаются «магнитные холмы», подвергается внезапным изменениям волокнистая структура водородной хромосферы и т. п. [5—8].

Для оценки величины $\Delta H/\Delta t$ нами проведено сопоставление близких по времени карт магнитного поля, полученных на магнитографе Крымской астрофизической обсерватории для некоторых активных групп пятен, в окрестности которых наблюдались вспышки. На рисунке изображены карты магнитного поля группы 1.IV 1960 г. [6] для разных моментов времени. Калибровка — цена одного деления в гауссах, взята из табл. 12 [6].

Численные значения величины изменения магнитного поля со временем для разных областей этой группы приведены в табл. 1.

Таблица 1

Группа 1.IV 1960 г.	После максимума вспышки 10 ^h 15 ^m	В конце вспышки 11 ^h 20 ^m	После вспышки балла 3+14 ^h 05 ^m
Интервал времени	1 ^h 05 ^m =3,9·10 ³ с	2 ^h 45 ^m =9,9·10 ³ с	
Цена деления	39,0	23,4	35,0
Область А Н, гс	30×39=1170	50×23,4=1170	20×35=700
ΔH , гс	0	—470	
$\Delta H/\Delta t$, гс/сек	0	—4,7·10 ⁻²	
Область В Н, гс	30×39=1170	45×23,4=1053	30×35=1050
ΔH , гс	—117	—3	
$\Delta H/\Delta t$, гс/сек	3,0·10 ⁻²	3·10 ⁻⁴	
Область С Н, гс	35×39=1365	50×23,4=1170	30×35=1050
ΔH , гс	—195	—120	
$\Delta H/\Delta t$, гс/сек	—5·10 ⁻²	—4,21·10 ⁻²	
Область D Н, гс	15×39=585	25×23,4=585	20×35=700
ΔH , гс	0	+115	
$\Delta H/\Delta t$, гс/сек	0	+1,1·10 ⁻²	
Область E Н, гс	25×39=975	40×23,4=936	20×35=700
ΔH , гс	—39	—237	
$\Delta H/\Delta t$, гс/сек	—1·10 ⁻²	—2,4·10 ⁻²	
Область F Н, гс	10×39=390	15×23,4=351	10×35=350
(верхняя правая область) ΔH , гс	—39	—1	
$\Delta H/\Delta t$, гс/сек	—1·10 ⁻²	0	

Подобные сопоставления карт магнитного поля проведены и для других активных групп солнечных пятен. Результаты приведены в табл. 2. После номера группы и даты указан интервал времени записи магнитного поля.

Из 72 случаев изменения магнитного поля активных групп пятен, которые выписаны в табл. 1 и 2, и в окрестности которых наблюдались вспышки, скорость изменения H со временем $\Delta H/\Delta t$ имела значения:

от $5,01 \cdot 10^{-4}$ до $5 \cdot 10^{-3}$ гс/сек в 9 случаях
от $5,01 \cdot 10^{-3}$ до $1 \cdot 10^{-2}$ » » 5 »
от $1,01 \cdot 10^{-2}$ до $3 \cdot 10^{-2}$ » » 45 »
от $3,01 \cdot 10^{-2}$ до $5 \cdot 10^{-2}$ » » 8 »
свыше $5,01 \cdot 10^{-2}$ » » 2 »
поле не изменялось » » 3 »

Примерно такие же оценки для $\Delta H/\Delta t$ ($\sim 2,30 \cdot 10^{-2} - 4,74 \cdot 10^{-3} - 3,29 \cdot 10^{-3}$ гс/сек) получены в [6] (см. табл. 7, 8 [6]) по изменению среднего градиента поля ∇H гс/км до и после вспышки.

Непосредственных измерений магнитного поля в верхних слоях хромосферы и во внутренней короне пока нет, и сделать надежные оценки значений $\Delta H/\Delta t$ для этих областей не представляется возможным. Однако

Таблица 2

Область (холм) поля	Изменение магнитного поля ΔH , э	Среднее $\Delta H/\Delta t$ за указанный интервал, эс/сек	Ис- точник	Область (холм) поля	Изменение магнитного поля ΔH , эс	Среднее $\Delta H/\Delta t$ за указанный интервал, эс/сек	Ис- точник
Группа 14.VII 1959 г., $6^{\text{h}}54^{\text{m}}-8^{\text{h}}03^{\text{m}}$				Группа 46, 21.VI 1962 г., $14^{\text{h}}00^{\text{m}}-16^{\text{h}}17^{\text{m}}$			
A	+2	$+4,81 \cdot 10^{-4}$	[6]	α, β	+306	$+3,72 \cdot 10^{-2}$	[10]
B	+208	$+5,02 \cdot 10^{-2}$		γ	-210	$-2,56 \cdot 10^{-2}$	
C	+103	$+2,48 \cdot 10^{-2}$		δ	+201	$+2,44 \cdot 10^{-2}$	
D	-108	$-2,60 \cdot 10^{-2}$		ε	+134	$+1,63 \cdot 10^{-2}$	
E	+97	$+2,34 \cdot 10^{-2}$					
Та же группа 14.VII 1959 г., $8^{\text{h}}03^{\text{m}}-8^{\text{h}}56^{\text{m}}$				Группа 46, 21.VI 1962 г., $16^{\text{h}}17^{\text{m}}-18^{\text{h}}10^{\text{m}}$			
A	+134	$+4,21 \cdot 10^{-2}$	[6]	α, β	+150	$+2,2 \cdot 10^{-2}$	[10]
B	-140	$-4,40 \cdot 10^{-2}$		δ	-72	$-1,06 \cdot 10^{-2}$	
C	-41	$-1,30 \cdot 10^{-2}$		ε	-233	$-3,43 \cdot 10^{-2}$	
D	-30	$-9,40 \cdot 10^{-3}$					
E	-60	$-1,90 \cdot 10^{-2}$					
Та же группа 14.VII 1959 г., $8^{\text{h}}56^{\text{m}}-13^{\text{h}}55^{\text{m}}$				Группа 46, 22.VI 1962 г., $10^{\text{h}}13^{\text{m}}-12^{\text{h}}07^{\text{m}}$			
A	+208	$+1,16 \cdot 10^{-2}$	[6]	α	-183	$-2,72 \cdot 10^{-2}$	[10]
B	+636	$+3,54 \cdot 10^{-2}$		β	-186	$-2,72 \cdot 10^{-2}$	
C	+162	$+9,00 \cdot 10^{-3}$		γ	-155	$-2,26 \cdot 10^{-2}$	
D	+242	$+1,34 \cdot 10^{-2}$		δ	-183	$-2,72 \cdot 10^{-2}$	
E	+108	$+6,00 \cdot 10^{-3}$		ε	-155	$-2,26 \cdot 10^{-2}$	
Та же группа 16.VII 1959 г., $11^{\text{h}}35^{\text{m}}-15^{\text{h}}00^{\text{m}}$				Группа 46, 22.VI 1962 г., $12^{\text{h}}07^{\text{m}}-14^{\text{h}}00^{\text{m}}$			
A	+196	$+1,60 \cdot 10^{-2}$	[6]	α	-17	$-2,5 \cdot 10^{-3}$	
B	+196	$+1,60 \cdot 10^{-2}$		β	-17	$-2,5 \cdot 10^{-3}$	
C	+392	$+3,19 \cdot 10^{-2}$		γ	+166	$+2,44 \cdot 10^{-2}$	
D	+48	$+3,90 \cdot 10^{-3}$		δ	-17	$-2,5 \cdot 10^{-3}$	
E	-67	$-5,40 \cdot 10^{-3}$		ε	-116	$-1,71 \cdot 10^{-2}$	
F	+131	$+1,06 \cdot 10^{-2}$					
Та же группа 17.VII 1959 г., $6^{\text{h}}00^{\text{m}}-9^{\text{h}}00^{\text{m}}$				Группа 17, 12.VII 1958 г., $14^{\text{h}}00^{\text{m}}-14^{\text{h}}45^{\text{m}}$			
A	+103	$+1,43 \cdot 10^{-2}$	[6,9]	Полнос α	0	0	[11]
B	+16	$+2,22 \cdot 10^{-3}$		Полнос β	-200	$-7,4 \cdot 10^{-2}$	
C	+127	$+1,76 \cdot 10^{-2}$		Полнос γ	-60	$-2,2 \cdot 10^{-2}$	
D	+197	$+2,75 \cdot 10^{-2}$					
E	+8	$+1,1 \cdot 10^{-3}$					
Та же группа 18.VII 1959 г., $7^{\text{h}}45^{\text{m}}-13^{\text{h}}45^{\text{m}}$				Из-за уточнения калибровки и по ука- заниям автора [10] величины ΔH и $\Delta H/\Delta t$ удвоены.			
A	-340	$-1,57 \cdot 10^{-2}$	[6]	Группа 17, 12.VII 1958 г., $14^{\text{h}}45^{\text{m}}-16^{\text{h}}45^{\text{m}}$			
B	-300	$-1,38 \cdot 10^{-2}$		Полнос α	-100	$-1,4 \cdot 10^{-2}$	[11]
C	-520	$-2,40 \cdot 10^{-2}$		Полнос β	-140	$-1,94 \cdot 10^{-2}$	
D	-410	$-1,89 \cdot 10^{-2}$					
E	-340	$-1,57 \cdot 10^{-2}$					
Группа 46, 21.VI 1962 г., $12^{\text{h}}00^{\text{m}}-14^{\text{h}}00^{\text{m}}$				Группа 62, 22.VIII 1958 г., $14^{\text{h}}50^{\text{m}}-17^{\text{h}}20^{\text{m}}$			
α, β	-150	$-2,08 \cdot 10^{-2}$	[10]	A	-100	$-1,1 \cdot 10^{-2}$	[11]
γ	+30	$+4,16 \cdot 10^{-3}$		B	-200	$-2,2 \cdot 10^{-2}$	
δ	+45	$+6,2 \cdot 10^{-3}$		C	-100	$-1,1 \cdot 10^{-2}$	
ε	+30	$+4,16 \cdot 10^{-3}$					

существует ряд явлений, свидетельствующих о кратковременных изменениях магнитного поля в верхних областях солнечной атмосферы. Перечислим эти явления.

а) На восходящей ветви развития группы солнечных пятен возникают вспышки. Период «возгорания» некоторых из них продолжается 5—15 мин [12,6].

б) Яркость узлов в протуберанцах типа солнечных пятен, по-видимому зависящая от действия электромагнитных полей, меняется за время ~ 10 мин.; иногда и вся система узлов сохраняется не более 15 мин. [12, стр. 206].

в) В течение нескольких минут (3—5 мин.) происходит резкое изменение (на десятки км/сек) скорости протуберанцев типа солнечных пятен, величина которой, несомненно, определяется действием электромагнитных сил [13, 12].

г) Интенсивность ярких корональных областей в зеленой линии $\lambda 5303 \text{ \AA}$, которые коррелируют с центрами активности на широтах $\varphi < 40^\circ$, может меняться вдвое в течение 2 час. и даже быстрее [12].

д) Короткопериодические флуктуации корональной структуры (за структуру короны, по-видимому, ответственны магнитные поля), описанные Ллио [12], содержат значительные изменения за промежутки в несколько минут (6^m , 4^m , $1^m,5$ и т. д.).

Спорадические корональные конденсации существенно изменяются за несколько минут и за десятки минут.

е) Радиои兹лучение, генерируемое в областях внутренней короны, расположенных над активными пятнами, часто тоже испытывает сильные изменения интенсивности за короткие промежутки времени (шумовые бури взрывного типа, радиовсплески I типа).

Все это указывает на то, что в магнитных полях активных пятен время от времени могут происходить и происходят быстрые изменения во времени, последствием которых и являются названные выше «быстрые и сверхбыстрые процессы».

По численному значению $\Delta H/\Delta t$ изменения магнитного поля солнечных пятен можно подразделить условно на три вида: а) умеренные, для которых на уровне фотосферы $\Delta H/\Delta t \sim 10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-3} \text{ гс/сек}$; б) быстрые, $\Delta H/\Delta t \sim 5,01 \cdot 10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-2} \text{ гс/сек}$; в) сверхбыстрые, $\Delta H/\Delta t \sim 5,01 \cdot 10^{-2} \text{ гс/сек}$.

Декабрь 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. T. G. Cowling. Monthly Notices Roy. Astron. Soc, 1946, 106, 218.
2. А. Б. Северный. УФН, 88, 3, 1966.
3. V. Bumba. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1963, 14, 134.
4. K. Brunnschow, W. Grottrian. Zs. Astrophys., 1949, 26, 313; W. Grottrian, H. Künzel. Zs. Astrophys., 1949, 26, 325.
5. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 20, 22; 1960, 22, 12.
6. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошников. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 29, 15.
7. Г. Я. Васильева. Солнечные данные, 1962, № 12, 64.
8. С. И. Гопасюк. Астрон. ж., 1961, 38, 209.
9. R. Howard, A. Severny. Astrophys. J., 1963, 137, 1242.
10. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 31, 159.
11. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 22, 12.
12. К. де Ягер. Строение и динамика атмосферы Солнца. ИЛ, 1962.
13. А. Б. Северный, В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1953, 10, 9.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ
В РАЗВИТОЙ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

С. И. Гопасюк

Изучено 38 серий фотоэлектрических записей фотосферных лучевых скоростей в развитой активной области. Записи выполнены на магнитографе в линии Fe I λ 5250 с 2.IX по 7.IX 1961 г., когда активная область проходила по солнечному диску от $E\ 30^\circ$ до $W\ 42^\circ$.

Показано, что усредненные по многим записям на каждый день лучевые скорости, т. е. «квазистационарные» скорости, отличны от нуля там, где напряженность магнитного поля относительно велика. При этом скорость может менять знак в пределах области одной полярности. Для активной области в целом выделено два типа «квазистационарных» движений: один тип с преимущественно горизонтальным направлением скоростей и другой — с преимущественно вертикальным направлением скоростей (в основном вниз). На оба типа движений накладываются быстро меняющиеся возмущения, максимальная амплитуда скоростей которых в некоторых местах достигает 1400 м/сек.

Движения с преимущественно горизонтальным направлением скоростей охватывают районы больших пятен и их окрестности. Это в основном те места, где напряженность продольной составляющей магнитного поля больше поперечной, и окружающие их области. Движения с преимущественным направлением скоростей вниз охватывают районы активной области, где преобладает поперечное магнитное поле. Эти районы совпали с местами наиболее быстрого распада активной области: исчезновением пятен, их магнитных полей и делением полутени.

Для районов с движением преимущественно в горизонтальном направлении потоки опускающегося газа практически полностью скомпенсированы потоками поднимающегося газа. Напротив, потоки с преимущественным опусканием газа вниз совсем не скомпенсированы и могут достигать величины $\sim 8 \cdot 10^{40}$ атом/сек.

Предлагается одно из возможных объяснений этого разбаланса потоков газа.

ON SOME PECULIARITIES OF VELOCITY FIELDS IN A DEVELOPED ACTIVE REGION, by S. I. Gopasyuk. — 38 series of photoelectric recordings of photospheric radial velocities in a developed active region have been studied. The recordings were obtained by means of the magnetograph in Fe I line λ 5250 from 2.IX to 7.IX. 1961, when the active region passed across the solar disk from $E\ 30^\circ$ to $W\ 42^\circ$.

It has been shown that radial velocities, averaged over many recordings for every day, i. e. «quasistationary» velocities, differ from zero in that place, where the magnetic field strength is relatively large. With that the velocity can change a sign within the limits of one polarity region. For the active region as a whole two types of «quasistationary» motions are picked out: one type is with mainly horizontal velocity directions and the second one — with mainly vertical velocity directions (in the main, downward). Quickly-changed disturbances, the maximal velocity amplitudes of which in some places are equal to 1400 m/sec, are superimposed on the both types of motions.

Motions with mainly horizontal velocity directions cover districts of large spots and their surroundings. These are mainly the places, where the strength of the longitudinal component of the magnetic field is larger than that one of the transversal component, and their surroundings. Motions with mainly velocity directions downward cover districts of the active region, where the transversal magnetic field predominates. These districts coincide with the places of the quicker decay of the active region: disappearance of spots, their magnetic fields and division of a penumbra.

For districts with motions in mainly horizontal direction the flows of the descending gas are compensated practically completely by the flows of the ascending gas. On the contrary the flows with the predominant downward movement of gas are not compensated at all and can reach the value of $\sim 8 \cdot 10^{40}$ atom/sec.

One of the possible explanations of this inequality of gaseous flows is proposed.

Исследование поля скоростей на уровне фотосферы в активных областях на Солнце проводилось многими авторами [1—6]. Согласно этим исследованиям, в активных областях имеются как большие, так и малые области подъема и опускания газа. Как правило, большие области, занятые подъемом или опусканием газа, устойчивы и прослеживаются в течение нескольких дней [1, 4]. Движения малых масштабов, наоборот, неустойчивы. Они иногда смещаются, пропадают, или на их месте возникают движения в противоположном направлении [1, 3, 4]. Измерения потоков, выполненные по картам поля скоростей, показывают, что для активной области в целом при одинаковых плотностях поток опускающегося газа в среднем в 2 раза больше потока поднимающегося газа [1, 4]. Переходя к абсолютным значениям, получим, что избыточная масса газа, втекающая ежедневно в активную область, составляет примерно 10^{41} атом/сек. И даже такие мощные процессы, как вспышки балла 3 или 3⁺, мало уменьшают разбаланс потоков, и то на сравнительно короткое время [4, 7].

В отличие от [1—6, 8, 9] здесь делается попытка изучения усредненной по многим записям структуры поля скоростей в развитой активной области. Материалом послужили фотоэлектрические записи с помощью магнитографа [10] лучевых скоростей в активной области на уровне фотосферы с 2.IX по 7.IX 1961 г. Эта активная область была прослежена на протяжении восьми дней, с 1.IX по 8.IX. За время наблюдений для нее был получен исключительно богатый материал по магнитным полям, лучевым скоростям и яркости. Измерения магнитных полей и лучевых скоростей велись в линии Fe I $\lambda 5250$ ($g = 3$), а яркости — в непрерывном спектре. Магнитные поля данной активной области изучались в [8, 9, 11—14], а лучевые скорости только лидера — в [8, 9]. В [11] дано подробное описание развития группы пятен в целом, а также условий наблюдений. В дополнение к [11] укажем, что начиная с 1.IX 1961 г. все пятна группы находились в одной общей полутени. В последующие дни группа быстро изменялась: увеличивалось расстояние между лидером и хвостовыми пятнами. 4.IX произошло полное разделение общей полутени, после чего ядра лидирующей части группы и хвостовой оказались окруженными каждая своей полутенью. В дальнейшем каждая из полутеней быстро уменьшалась. Внутри них многие из ядер распадались на более мелкие, а многие исчезали — шел интенсивный процесс распада группы пятен (см. фиг. 1).

Нами были использованы записи лучевых скоростей и яркости, полученные в течение шести дней — со 2.IX по 7.IX 1961 г. 2.IX центр активной области находился на $30^\circ E$, а 7.IX — на $42^\circ W$ от центрального меридиана. В течение этих шести дней было получено 38 серий записей лучевых скоростей и яркостей активной области одновременно с записью продольной составляющей магнитного поля. Данные о записях лучевых скоростей собраны в таблице.

Дата, 1961 г.	Число записей	Калибровка 1 дел., м/сек	$\Phi_{оп}$	$\Phi_{п}$	$\frac{\Phi_{оп}}{\Phi_{п}}$	$\Phi_{оп. в}$	$\Phi_{сп} - \Phi_{оп. в}$	$\frac{\Phi_{оп} - \Phi_{оп. в}}{\Phi_{п}}$
2.IX	7	80	900	480	1,88	400	500	1,02
3.IX	6	80	670	370	1,80	240	430	1,16
4.IX	3	80	840	500	1,68	320	520	1,04
5.IX	9	80	780	380	2,05	350	430	1,13
6.IX	7	80	850	340	2,5	350	500	1,47
7.IX	6	80	680	400	1,7	350	330	0,82

В первом столбце таблицы указана дата, во втором — число имеющихся серий записей на данный день, в третьем — калибровка. Калибровка лучевых скоростей выполнена по записям сигнала на восточном и западном

краях Солнца, а нулевая линия локальных лучевых скоростей проведена методом, описанным в [7]. Нулевая линия локальных лучевых скоростей проведена с точностью ± 80 м/сек. Шумы лучевых скоростей обусловлены в основном движениями воздуха в спектрографе и составляют ± 80 м/сек. Большое число серий записей, которым мы располагали на каждый день, позволило довольно уверенно исключить быстро меняющуюся составляющую лучевых скоростей. Процесс исключения ее сводится к следующему. За основу брались разрезы какой-нибудь одной серии записей (каждый разрез дает распределение скоростей вдоль прямой линии, параллельной суточной параллели). Затем на каждый из этих разрезов накладывались соответствующие им разрезы из всех остальных серий записей, имевшихся на данный день (контролем служили записи яркости), после чего производилось их усреднение. По усредненным распределениям лучевых скоростей вдоль каждого разреза строились карты поля скоростей.

На фиг. 1 представлены усредненные таким образом по всем сериям, имевшимся на каждый день, карты поля скоростей 2.IX—7.IX 1964 г. Они представляют собой как бы поле квазистационарных лучевых скоростей. На картах нулевые линии скоростей отмечены штриховой линией. Сплошными тонкими линиями соединены точки со значениями скоростей, соответствующими 160 м/сек (2), 320 м/сек (4), 800 м/сек (10), 1200 м/сек (15), 1600 м/сек (20). Пунктиром обведены ядра пятен, а полутени выделены сплошной жирной линией. Простой штриховкой, включая и двойную внутри нее, покрыты районы подъема газа. Во всех остальных районах наблюдается опускание газа.

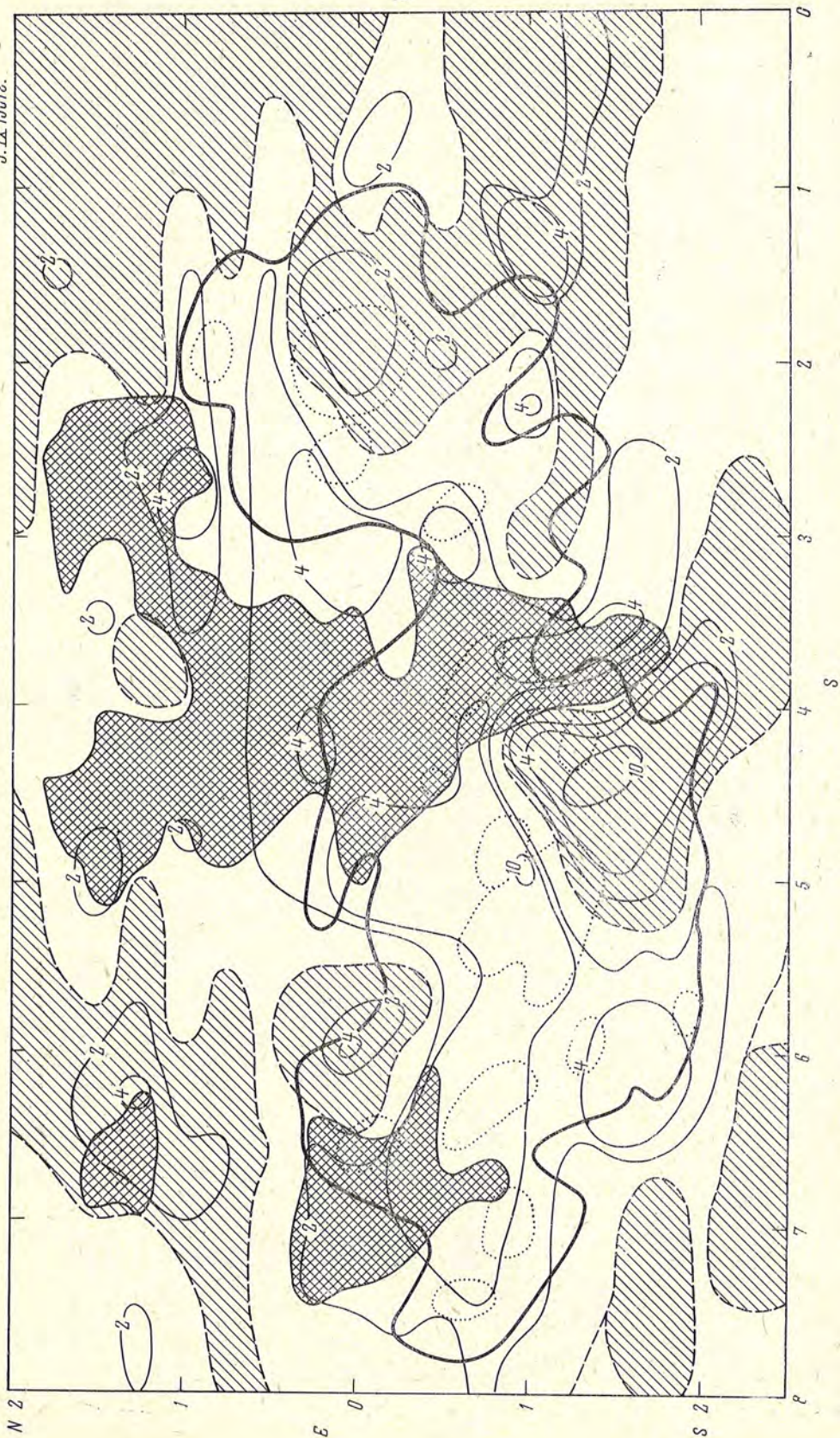
Между каждой из индивидуальных карт и средней для них (см. фиг. 1) наблюдалось в общем хорошее качественное согласие. Однако с количественной стороны имелись значительные различия. Особенно отчетливо это было видно при нашей методике усреднений. Практически по всей активной области для каждой из усредненных карт на средние значения скоростей накладывались возмущения. Максимальное значение возмущений составляло примерно ± 700 м/сек. Такие возмущения отмечались как в областях сильных, так и очень слабых по напряженности магнитных полей. Но там, где магнитные поля очень слабы (в основном на периферии активной области), после усреднения возмущений средние значения скоростей близки к нулю. В местах же больших напряженностей магнитных полей средние значения скоростей отличны от нуля. Отметим, что, как правило, внутри области сильных магнитных полей одной полярности возможно существование участков, в которых средние скорости имеют разные знаки и, наоборот, изменению полярности сильного магнитного поля не соответствуют изменения знака средних скоростей (как и в [1]).

По картам поля средних скоростей фиг. 1 измерялись величины $\Phi = Sv$ отдельно для районов подъема и опускания газа. Величина Φ выражает собой произведение площади S и скорости v и пропорциональна потоку вещества. Результаты измерений в произвольных, но одинаковых для всех карт единицах приведены в четвертом и пятом столбцах таблицы. В четвертом столбце таблицы дается $\Phi_{оп}$ для областей, занятых опусканием газа, а в пятом — $\Phi_{п}$ для областей подъема газа по активной области в целом. Для перехода к абсолютным значениям необходимо величины Φ умножить на коэффициент $K = 2 \cdot 10^{21} n$ (n — плотность атомов на данном уровне фотосферы). Тогда Φ будет иметь размерность атом/сек. Полагая, что плотность атомов одинакова в обоих потоках, можно найти их отношение. В шестом столбце таблицы приведено при таком предположении отношение среднего потока опускающегося газа к потоку поднимающегося газа $\Phi_{оп}/\Phi_{п}$ по всей активной области. Из данных шестого столбца таблицы следует, что на уровне фотосферы в активную область втекает примерно в 2 раза больше газа, чем вытекает, что согласуется с измерениями по индивидуальным картам [4].

2.IX 1961г.



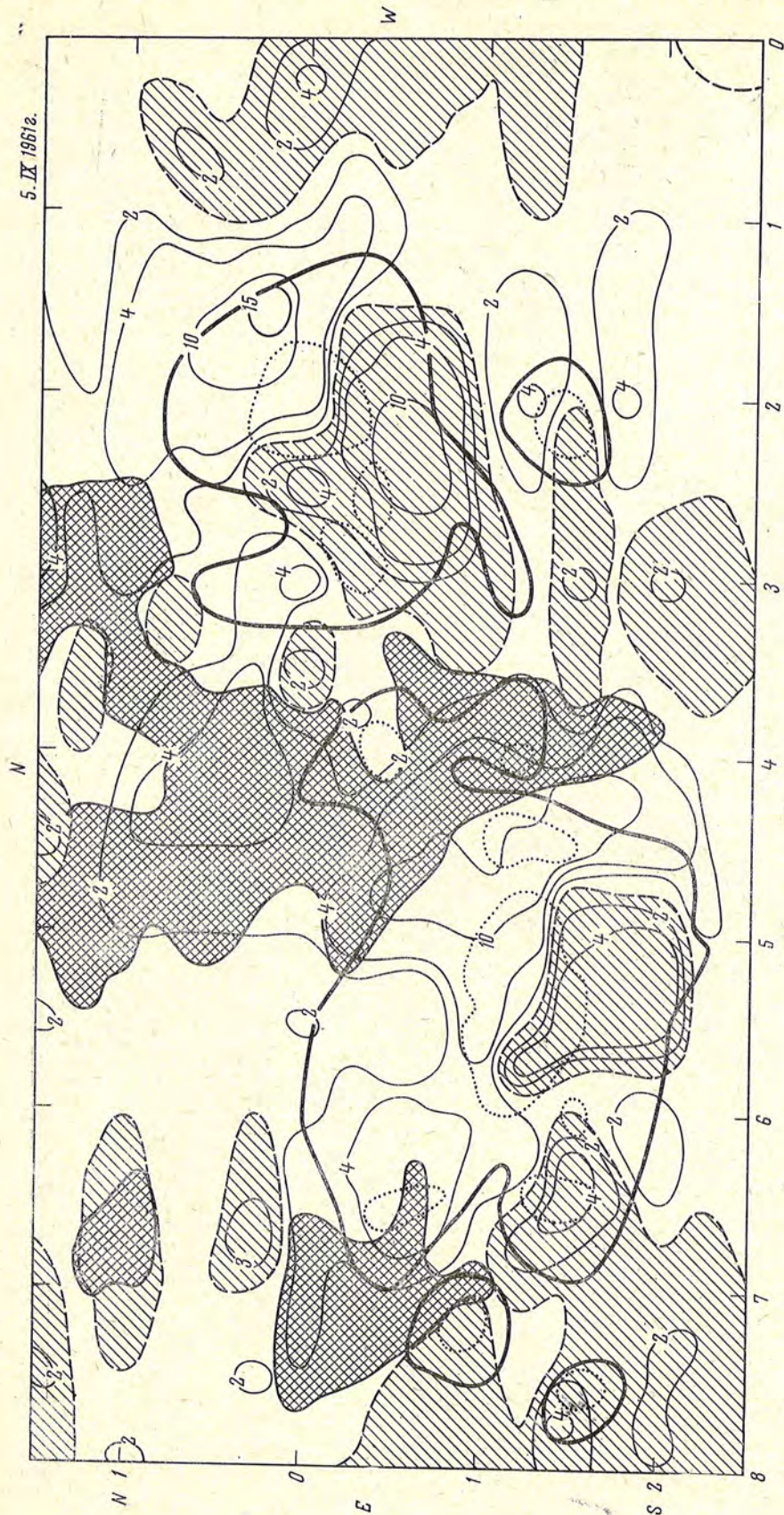
Фиг. 1. Усредненные по многим записям на каждый день карты поля скоростей активной области в фотосфере со 2.IX по 7.IX 1961 г. (масштаб: 1 дел. = 20 000 км) (продолжение на стр. 69-73)



Фиг. 1 (продолжение)



Фиг. 1 (продолжение)



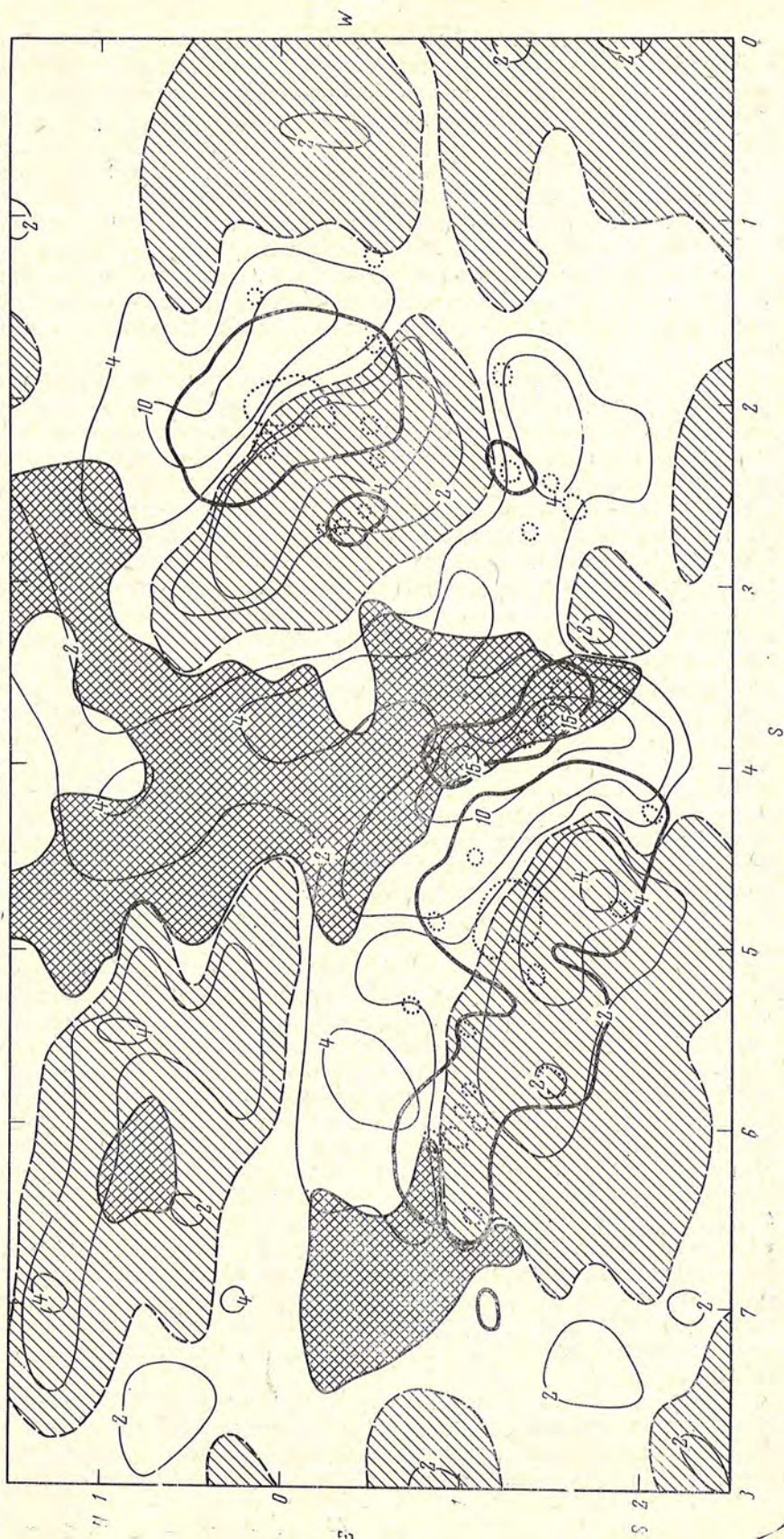
Фиг. 1 (продолжение)

С. IX 1967 г.



Фиг. 1. (продолжение)

7. IX 1961г.



Фиг. 1 (окончание)

Сравнение карт фиг. 1 показывает, что в некоторых участках активной области по мере ее перемещения по диску Солнца с восточного полушария в западное направление средних скоростей меняет знак, как и в эффекте Эвершеда [15]. Наряду с этим в других участках активной области знак скорости не изменяется. Для детального выяснения этих движений производилось наложение всех карт фиг. 1 друг на друга. Наложение карт выполнено так, чтобы большие пятна, нанесенные на них, совпали наилучшим образом. После совмещения на картах выделялись те участки активной области, в которых знак скорости не менялся в течение всех шести дней. Эти районы выделены на картах фиг. 1 двойной штриховкой (были и другие участки, но очень маленькие, они не выделялись на фиг. 1). Во всех других участках активной области скорости меняли знак на обратный.

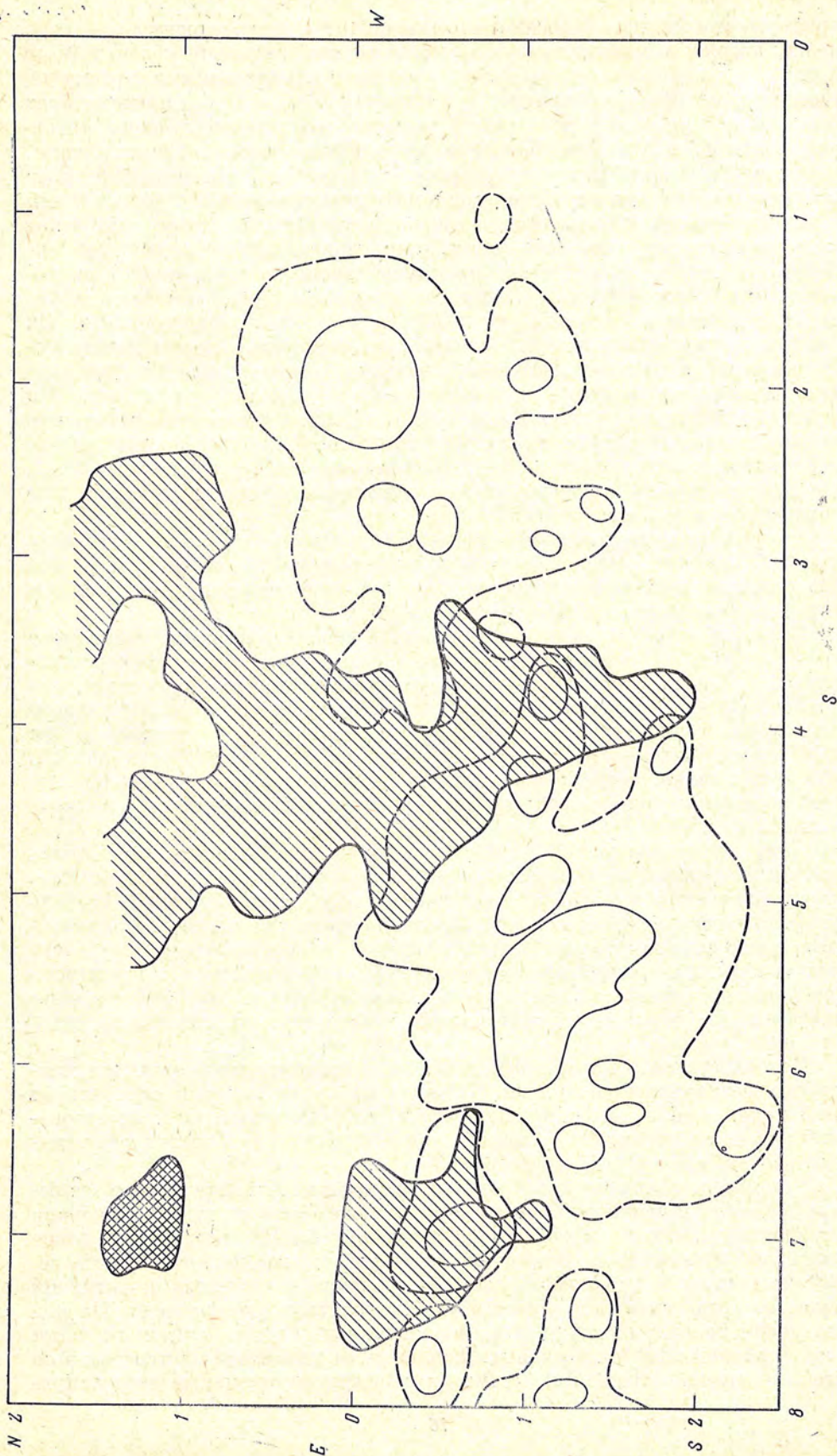
Для большей наглядности на фиг. 2 представлена структурная карта участков с различными направлениями скоростей, на которую нанесены пятна и полутени 4.IX, когда активная область находилась на центральном меридиане. Области с преимущественным движением газа вниз обозначены одинарной штриховкой, области с преимущественным движением газа вверх — двойной штриховкой. Незаштрихованные области — движение газа преимущественно в горизонтальном направлении. Ядра пятен обведены сплошными линиями, а полутени — штриховыми.

Изменение знака скоростей на обратный при перемещении активной области по диску Солнца с восточного полушария в западное может указывать на то, что вещество движется преимущественно в горизонтальном направлении. В тех же местах, где знак скорости не менялся при перемещении активной области по диску Солнца, вещество двигалось преимущественно в вертикальном направлении. При этом в одних областях с преимущественно вертикальным движением вещества скорости направлены вниз, а в других — вверх.

Таким образом, мы видим, что в первом приближении для активной области в целом характерны два типа квазистационарных движений: один тип с преимущественно горизонтальным направлением скоростей и второй — с преимущественно вертикальным направлением скоростей. На оба типа движений накладываются быстро меняющиеся возмущения, максимальная амплитуда скоростей которых в некоторых местах достигает 1400 м/сек.

Разделение поля скоростей активной области на движения преимущественно в горизонтальном направлении и движения преимущественно в вертикальном направлении позволяет выяснить вопрос о балансе потоков вещества для этих двух типов движений. Для этой цели производились аналогичным способом расчеты потоков вещества как для областей, скорости вещества в которых направлены преимущественно вниз, так и для области с преимущественным движением вещества вверх. Область, занятая потоками вещества, направленными преимущественно вверх, мала. Мала и скорость подъема вещества (см. фиг. 1). Поток с преимущественным подъемом вещества в течение шести дней менялся от 5 до 10 единиц (3.IX). В дальнейшем при подсчете баланса потоков вещества он не принимался в расчет. Напротив, площади, занятые потоками с преимущественным опусканием вещества, велики. Велики и скорости опускания вещества (см. фиг. 1). Значения потоков внутри областей, занятых движением вещества, постоянно направленным преимущественно вниз, т. е. по области с двойной штриховкой на фиг. 1, $\Phi_{оп.в}$, приведены в седьмом столбце таблицы.

Сравнение данных в четвертом и седьмом столбцах таблицы показывает, что почти половина всего потока опускающегося вещества по всей активной области принадлежит районам, которые обозначены двойной штриховкой на фиг. 1 и в которых движение вещества было постоянно направлено



Фиг. 2. Структурная карта участков с различными направлениями скоростей в активной области (масштаб: 1 дел. = 20 000 км)

преимущественно вниз. В восьмом столбце таблицы даны разности $\Phi_{оп} - \Phi_{оп,в}$ между потоками опускающегося вещества по всей активной области ($\Phi_{оп}$) и потоками с движениями вещества, постоянно направленными преимущественно вниз ($\Phi_{оп,в}$). Очевидно, что разность ($\Phi_{оп} - \Phi_{оп,в}$) представляет собой не что иное, как поток опускающегося вещества в районах активной области, в которых движения преимущественно горизонтальные. С учетом сделанного ранее замечания можно считать, что шестой столбец таблицы дает значения потоков поднимающегося вещества с движениями преимущественно в горизонтальном направлении. Поэтому отношение потоков опускающегося газа к потокам поднимающегося в районах активной области с движениями преимущественно в горизонтальном направлении можно получить по данным восьмого и пятого столбцов таблицы. Результаты вычислений приведены в девятом столбце таблицы. Из данных этого столбца таблицы следует, что в среднем потоки поднимающегося и опускающегося вещества в районах активной области с преимущественными движениями в горизонтальном направлении равны. Эти районы с преимущественно горизонтальными движениями вещества, как явствует из фиг. 1 и 2, покрывают большие пятна и их окрестности. Сравнение с картами магнитного поля [11] показывает, что это в основном места, где напряженность продольной составляющей магнитного поля больше поперечной, и районы, близкие к ним.

Районы, занятые движением вещества преимущественно в вертикальном направлении, располагаются в основном в тех местах активной области, где преобладающей компонентой магнитного поля является поперечная (см. карты магнитного поля в [11]).

Итак, из сопоставления карт скоростей фиг. 1 с картами магнитного поля следует, что в активной области «квазистационарные» скорости вещества в основном направлены преимущественно перпендикулярно к магнитному полю. Это как бы противоречит представлению о вмерзновенности магнитного поля. Однако имеются данные наблюдений, указывающие на наличие вмерзновенности магнитного поля в фотосферное вещество [13, 16]. Естественно, возникающие противоречия могут быть устранены, по всей видимости, только после выяснения природы поля скоростей в активной области.

Далее из рассмотрения карт фиг. 1 видно, что районы с преимущественными движениями вещества вниз совпадают с местами наиболее быстрых изменений в активной области. Именно здесь в первую очередь исчезли многие пятна, а полутень разделилась на две части и в дальнейшем также быстро исчезла. Вместе с этим уменьшилась и напряженность магнитного поля. Создавалось впечатление, что в районах с преимущественным движением вещества вниз активная область как бы «разорвалась» на две части — лидирующую и хвостовую, — удалявшиеся друг от друга.

Потоки с преимущественным движением вещества вниз остаются полностью некомпенсированными. Объяснение этого явления следует, по всей видимости, искать в тех процессах, которые приводят к исчезновению пятен, их магнитных полей и к делению полутени в местах с преимущественным опусканием вещества.

Например, одним из качественных объяснений избытка потока с преимущественным движением вещества вниз может быть следующее. Сначала предположим, что в каждой точке активной области на данном уровне солнечной атмосферы полное давление (газовое плюс магнитное) есть величина постоянная и равная газовому давлению за пределами активной области. Тогда активная область будет находиться в равновесии. Но под действием некоторых внутренних сил активная область делится на части (как в данном случае), и лидирующая часть ее удаляется от хвостовой со своими магнитными полями (кроме того, между ними уменьшается напря-

женность магнитного поля). Вследствие вмороженности движущееся магнитное поле будет увлекать за собой и вещество. В результате между обеими частями активной области образуется полость, в которой полное давление будет меньше окружающего. Этому также способствует уменьшение магнитного поля в ней. Избыточное внешнее давление приведет к дополнительному движению вещества с горизонтальными скоростями, направленными к полости. Потоки вещества с преимущественно горизонтальными скоростями, попадая в полость с пониженным давлением, под действием силы тяжести будут опускаться вниз. Так могут возникнуть кажущиеся нескомпенсированными потоки вещества с преимущественным движением вниз. Характер такого движения, вообще говоря, должен напоминать втекание в воронку.

Подтверждением последнего может являться изменение потоков $\Phi_{оп,в}$ со временем (седьмой столбец таблицы). Действительно, так как площади, занятые потоками с движениями вещества преимущественно вниз, одинаковы, то изменение потоков указывает на изменение усредненных по всей площади скоростей. Поэтому усредненная по всей площади скорость была минимальной 3.IX, т. е. когда активная область находилась практически на центральном меридиане.

В активных областях всегда имеются относительные движения пятен, которые способны приводить к образованию полостей с пониженным давлением. Роль таких полостей в возникновении движений может быть весьма большой и, возможно, даже определяющей. Однако это требует детального изучения.

В заключение приношу благодарность члену-корреспонденту АН СССР А. Б. Северному за обсуждение работы.

Ноябрь 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 25, 154.
2. S. Meur. *Synth. rend. Acad. Sci.*, 1960, 251, № 14, 1346.
3. Г. Я. Васильева, Г. Ф. Вяльшин. Солнечные данные, 1962, № 2, 58.
4. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 14.
5. Г. Ф. Вяльшин, В. А. Крат. Изв. ГАО, 1965, 24, № 178, 26.
6. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1967, 37, 29.
7. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 148.
8. Г. В. Куклин, В. Е. Степанов. Солнечные данные, 1963, № 1, 55.
9. Г. В. Куклин, В. Е. Степанов. Солнечные данные, 1963, № 2, 43.
10. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 19, 3.
11. В. Е. Степанов, С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 194.
12. Г. В. Куклин. Солнечные данные, 1964, № 8, 45.
13. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 100.
14. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 34, 288.
15. R. J. Bray, R. R. Loughhead. *Sunspots*. London, 1964.
16. S. I. Gopasyuk, G. E. Moreton. *Proc. Astron. Soc. Austral.*, 1967, 1, № 1, 8.

О ДВУХ ТИПАХ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК

М. Б. О г и р ь

На основании изучения развития и движения вспышек относительно магнитного поля производится деление вспышек на два типа. К первому типу относятся вспышки, развивающиеся параллельно нейтральной линии продольного поля и затем удаляющиеся от нее; ко второму типу относятся вспышки, приобретающие в процессе развития вид петли, которая располагается поперек нейтральной линии и соединяет области противоположной полярности.

Отмечается связь появления обоих типов вспышек с двумя преимущественными видами конфигурации групп солнечных пятен: а) с группами, где сильные пятна противоположной полярности очень близки друг к другу и растянуты по широте, в основном связаны вспышки первого типа; б) с группами, имеющими значительную протяженность по долготе, связаны вспышки второго типа.

В конфигурациях пятен второго типа развиваются мощные петельные системы активных волокон, идущих из области одной полярности в область противоположной полярности. Вспышки второго типа развиваются у оснований или вдоль активных волокон и располагаются в области сильного поперечного поля практически в том же, что и оно, направлении. Активные волокна очень часто также располагаются близко к направлению поперечного поля.

Вспышки первого типа сопровождаются всплесками радиоизлучения IV типа, а при вспышках второго типа, как правило, этих всплесков не бывает.

ON TWO TYPES OF CHROMOSPHERIC FLARES, by M. B. Ogir. — Flares are divided into two types on the basis of the studying of the development and motion of flares relative to the magnetic field. Flares, developing in parallels to a neutral line of a longitudinal field and then retiring from it, refer to the first type; the second type includes flares, being in the development process in the form of a loop, which disposes across a neutral line and unites the regions of contrary polarities.

A connection is noted of the appearance of both flare types with two principal types of configuration of sunspot groups: a) flares of the first type are connected in the main with groups, where strong spots of opposite polarity are close to each other and stretch along latitude; b) flares of the second type are connected with groups having considerable stretch along longitude.

Powerful loop systems of active filaments going from the region of one polarity to the region of opposite polarity, are developed in spot configurations of the second type. Flares of the second type are developed at the base or along active filaments and are situated in the region of strong transversal field practically in the same direction, as the field. Very often active filaments are situated also close to the direction of the transversal field.

Flares of the 1st type are accompanied by bursts of radio emission of type IV, but in the case of flares of the 2nd type these bursts do not take place.

Разделение вспышек на два типа было проведено в связи с рассмотрением развития вспышек и их движений относительно магнитного поля групп пятен.

К первому типу вспышек можно отнести те сильные хромосферные вспышки, которые возникают в виде двух вытянутых ярких лент, параллельных нейтральной линии продольного поля. Они рассматривались, в частности, в [1—6]. Эти вспышки характеризуются заметными движениями каждой яркой ленты, которые удаляются от нейтральной линии

и распространяются каждая в области своей полярности. В радиодиапазоне они сопровождаются радиовсплесками IV типа. Как было показано в [6], чем больше градиент магнитного поля в области возникновения вспышки, тем больше скорость движения вспышечного вещества и тем больше интенсивность всплеска IV типа.

После рассмотрения некоторых особенностей возникновения и движения в этих сильных хромосферных вспышках интересно рассмотреть с этой же точки зрения и те вспышки, которые не обнаруживают таких заметных движений (в смысле удаления от нейтральной линии $H_{\parallel}$) и не сопровождаются радиовсплесками IV типа. Таких вспышек очень много, и к их числу относятся не только малые, но и многие сильные вспышки баллов 2 и 2⁺. С целью отбора и изучения именно этих вспышек был рассмотрен большой материал наблюдений, полученный на коронографе Крымской астрофизической обсерватории за период с 1957 по 1966 г. Из очень большого числа вспышек для обработки было отобрано 30, для которых, во-первых, были достаточно подробные измерения магнитных полей пятен и, во-вторых, которые можно было вполне уверенно нанести на конфигурацию групп пятен. Данные о полях за период МГГ брались из [7], а за последующие годы — из наблюдений, выполненных на башенном солнечном телескопе обсерватории по ежедневной программе службы Солнца. Некоторые из рассмотренных вспышек, нанесенных на конфигурации пятен, представлены на фиг. 1, а на фиг. 2 приведены фотографии нескольких из них.

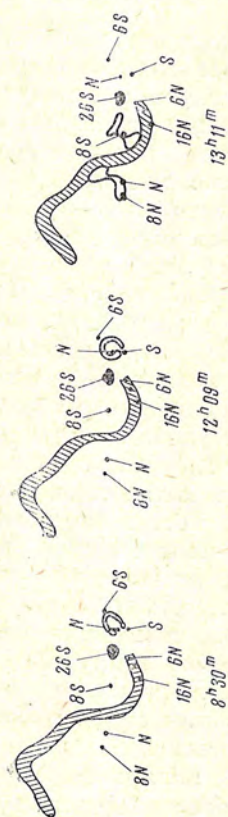
При рассмотрении развития вспышек относительно конфигурации пятен у них была обнаружена общая тенденция возникать в виде нескольких ярких узелков, располагающихся вдоль направлений от одной полярности к другой. При съемке с хорошими атмосферными условиями видно, что эти вспышки располагаются у оснований и вдоль активных волокон, идущих от одной полярности в другую. Подобная связь вспышек с протуберанцами уже отмечалась рядом авторов, в частности, в [8—10]. В максимуме яркости вспышечные узелки могут соединиться друг с другом, образуя сплошную яркую ленту, представляющую собой как бы мостик или петлю, соединяющую области противоположной полярности. Так, во вспышке 22.VII 1957 г. (фиг. 1, а) вначале возникли два ярких очага около пятен разной полярности, которые затем соединились между собой петлей вспышечной материи. В более поздней вспышке, возникшей в этом же месте, кроме соединения первоначальных узлов более высоко расположенной петлей произошло также соединение обоих узлов в яркую ленту, лежащую ниже. Во вспышке 25.VIII 1966 г. (фиг. 1, с) также видно, как вначале небольшие вспышечные узелки постепенно вытянулись и соединились друг с другом. Кроме того, в этой вспышке постепенно развилась еще одна вспышечная дуга, направленная от S - к N -полярности и, видимо, располагающаяся в более высоких слоях солнечной атмосферы.

Многие вспышки, например 18 и 21.IX 1957 г., 4.IV 1966 г., 25.VII 1966 г., начинаются с практически одновременного появления цепочки ярких узелков вдоль направлений от одной полярности к другой. В процессе развития эти узелки соединяются друг с другом. Правда, в некоторых случаях может и не произойти слияния узлов вспышки в сплошную ленту, как, например, в случае вспышки 16.VII 1958 г. Вспышечная лента, располагающаяся между областями противоположной полярности, в большинстве случаев подходит своими концами не к одному из пятен одной полярности, а лежит вдоль ряда этих пятен, что видно на примерах вспышек 18.IX 1957 г., 16.VII 1958 г., 7.VII 1965 г., 4.IV 1966 г.

Все вспышки, подобные рассмотренным, которые возникают не параллельно нейтральной линии $H_{\parallel}$, а по обе стороны от нее с последующим соединением друг с другом, и вспышки, стремящиеся постепенно продвигаться и расположиться поперек нейтральной линии, были отнесены

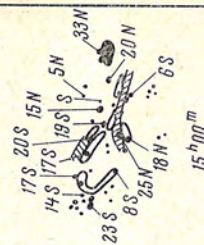
N

18 IX 1957²



α

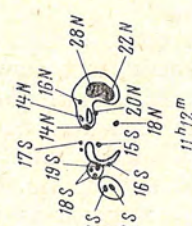
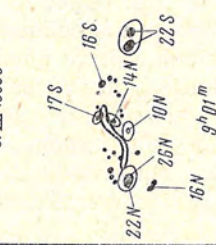
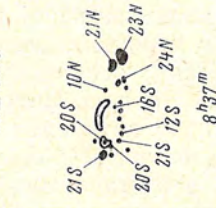
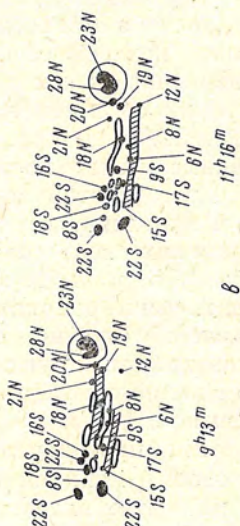
δ



21. X 1957²

29. X 1957²

16. VII 1958²



β

2

θ

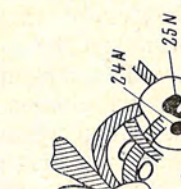
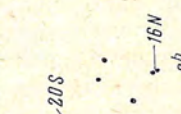
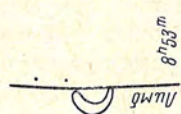
ε

25. X 1960²

29. X 1960²

30. X 1960²

27. VII 1962²



30

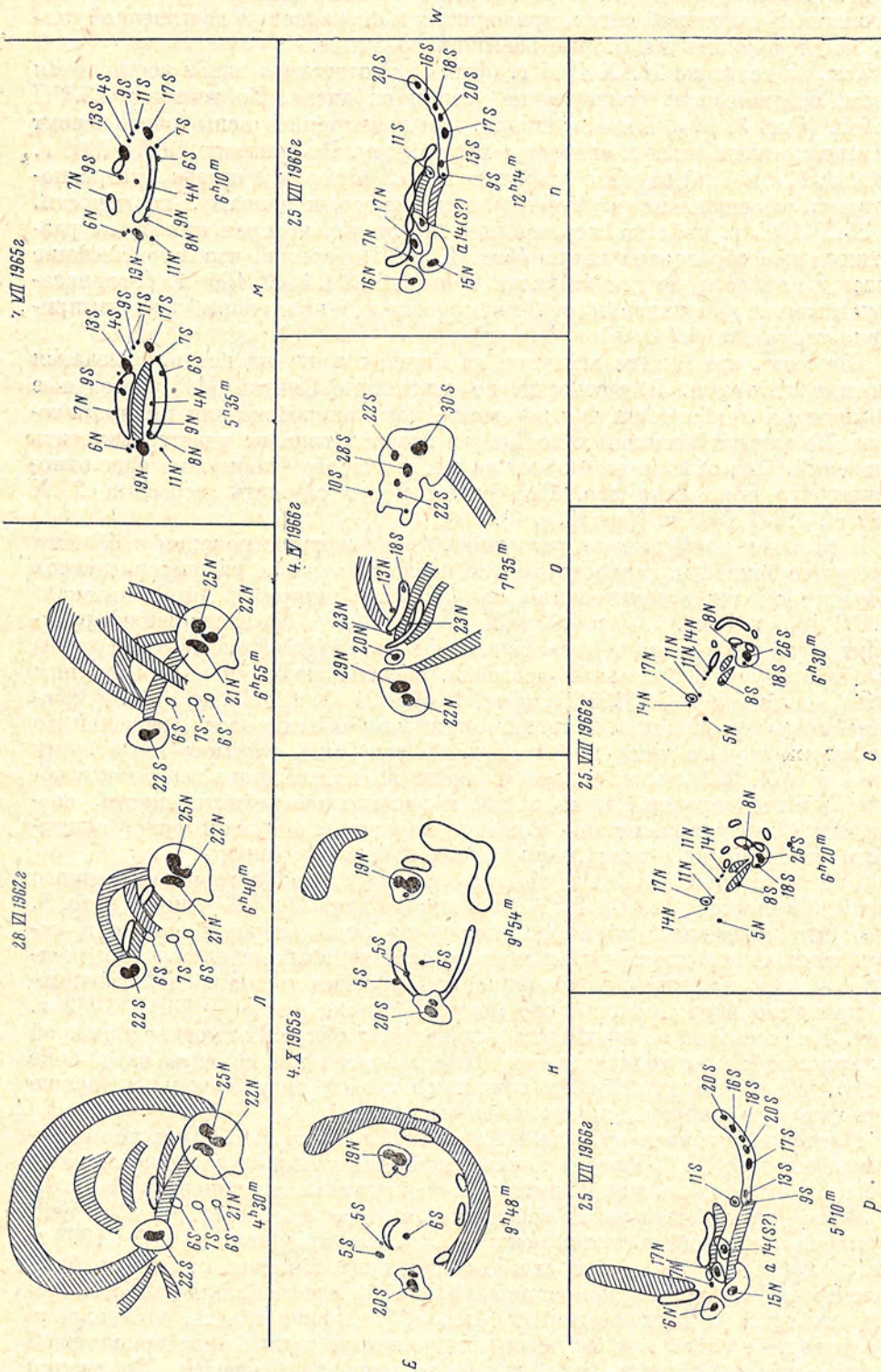
3

u

K

S

W



Фиг. 1. Эскизы групп пятен и вшейшек
Пятна зачернены, гутень обведена тонкой сплошной линией, вшейшки очерчены жирной сплошной линией. Под эскизом приведен момент зарисовки положен-
ния вшейшки (время всюду мировое)

ко второму типу вспышек. Хорошей иллюстрацией развития вспышек второго типа и движений в них, приводящих к образованию вспышечной петли, могут служить некоторые вспышки на лимбе.

Так, во вспышке 21.IX 1957 г. (фиг. 3, а) отчетливо видна вспышечная петля, соединяющая более яркие узелки на диске. Во вспышке 12.VII 1959 г. (фиг. 3, б, в, г и 4, а) видно, как движущийся вспышечный фронт постепенно изгибается и впадает в хромосферу. Во вспышке 19.XI 1960 г. (фиг. 3, д, е и 4, б) заметно движение яркой материи с севера, где располагались зашедшие пятна N -полярности, на юг, к пятнам S -полярности.

25.X 1960 г. наблюдалась вспышка на лимбе, которая при своем развитии также образовала петлю (фиг. 1, ж). Интересно, что происшедшие в этой же области, но уже на диске, вспышки 29 и 30.X 1960 г. располагались в том же направлении (от S -полярности к N -полярности) и имели примерно такую же форму (фиг. 1, з, и).

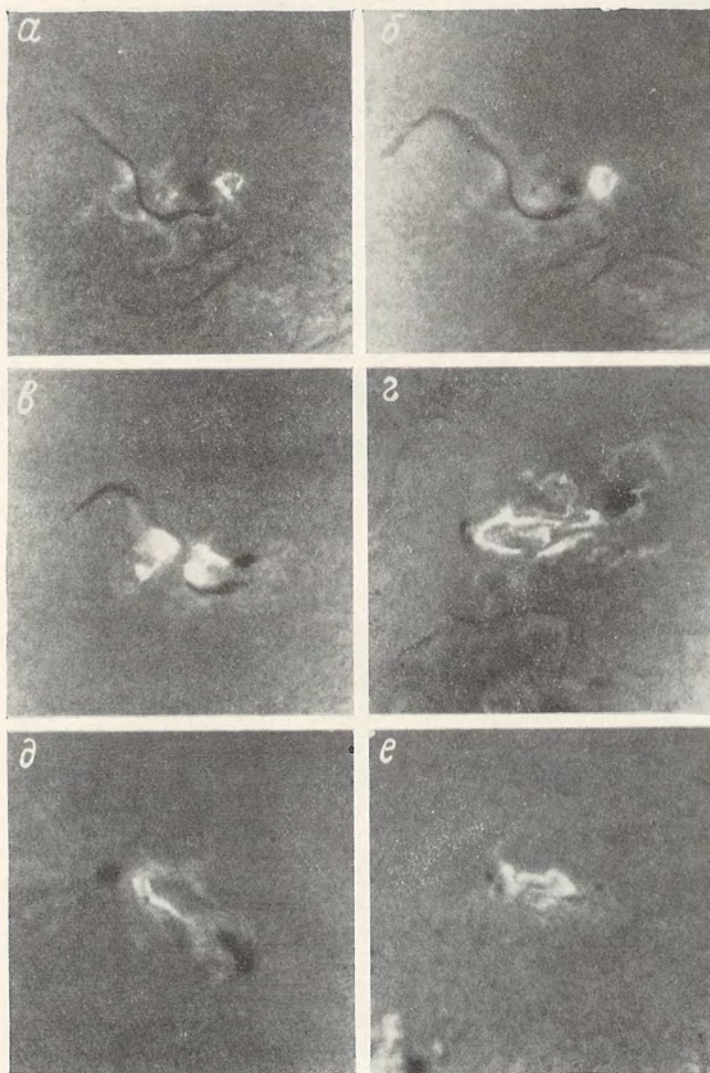
Тот факт, что многие вспышки на лимбе имеют вид петли, отмечался многими авторами. В частности, по статистике Смитов [11], петельные вспышки на лимбе почти так же часты, как конические или цилиндрические. Во многих несильных вспышках второго типа не удается заметить движений. Они обычно возникают на месте слабого флоккула в виде одновременного поярчения его. Примерами могут служить вспышки 29.X 1957 г., 9.VII 1958 г. (фиг. 1, г, д).

В сильных вспышках второго типа, кроме распространения к области противоположной полярности, можно наблюдать также расширение узлов в некотором преимущественном направлении, например во вспышках 22.VII 1957 г. (фиг. 1, а) и 4.X 1965 г. (фиг. 1, н). Это расширение происходит в том случае, когда узлы вспышки не располагаются внутри группы пятен. В случае же сильных вспышек, располагающихся внутри группы пятен, например 18.IX 1957 г. (фиг. 1, б) и 21.IX 1957 г. (фиг. 1, в), расширения узлов не было. Хорошим примером обоих видов движений во вспышках второго типа могут служить вспышки, рассмотренные нами ранее в [12]. Там можно видеть и движение вспышечного вещества в область противоположной полярности, и постепенное развитие петли, соединяющей два узла вспышки, и расширение узлов в области одной полярности, происходящее вдоль направления поперечного поля.

Для некоторых вспышек имелись карты продольного и поперечного полей. На примере 22.VI 1962 г. (карты поля взяты из [13]) видно (фиг. 5, а, б), что нанесенные на карты поярчения располагаются близко к направлению поперечного поля и лежат вдоль активных волокон, направленных в область поля противоположной полярности и также располагающихся примерно вдоль поперечного поля. Вспышка балла 1 23.VI 1962 г. (фиг. 5, в) состояла из двух частей, лежащих в областях противоположной полярности (карта поля взята из [13]). В некоторые моменты на пленке видно, что обе части вспышки сливаются в одну дугу, довольно хорошо повторяющую направление поперечного поля.

На примере вспышки балла 1 16.IX 1962 г. (фиг. 5, г, карта поля предоставлена мне Т. Т. Цапом) также видно, что вспышка располагается по обе стороны волокна приблизительно по направлению поперечного поля. В максимуме яркости части вспышки, лежащие по обе стороны от нейтральной линии, соединяются между собой. На карту поля за 11.VI 1963 г. (карта взята из [14]) были схематически нанесены некоторые из наблюдавшихся в течение дня поярчений и активных волокон; для удобства они представлены на двух картинках (фиг. 5, д). Можно видеть, что волокна представляют собой как бы петли, соединяющие пятна противоположной полярности; траектории некоторых из волокон пересекаются. Поярчения лежат или у оснований волокон, или вдоль них в области сильного поперечного поля и располагаются вдоль него. Отмеченная на этих примерах тенденция вспышек располагаться вдоль направления поперечного поля была показана ранее в [15].

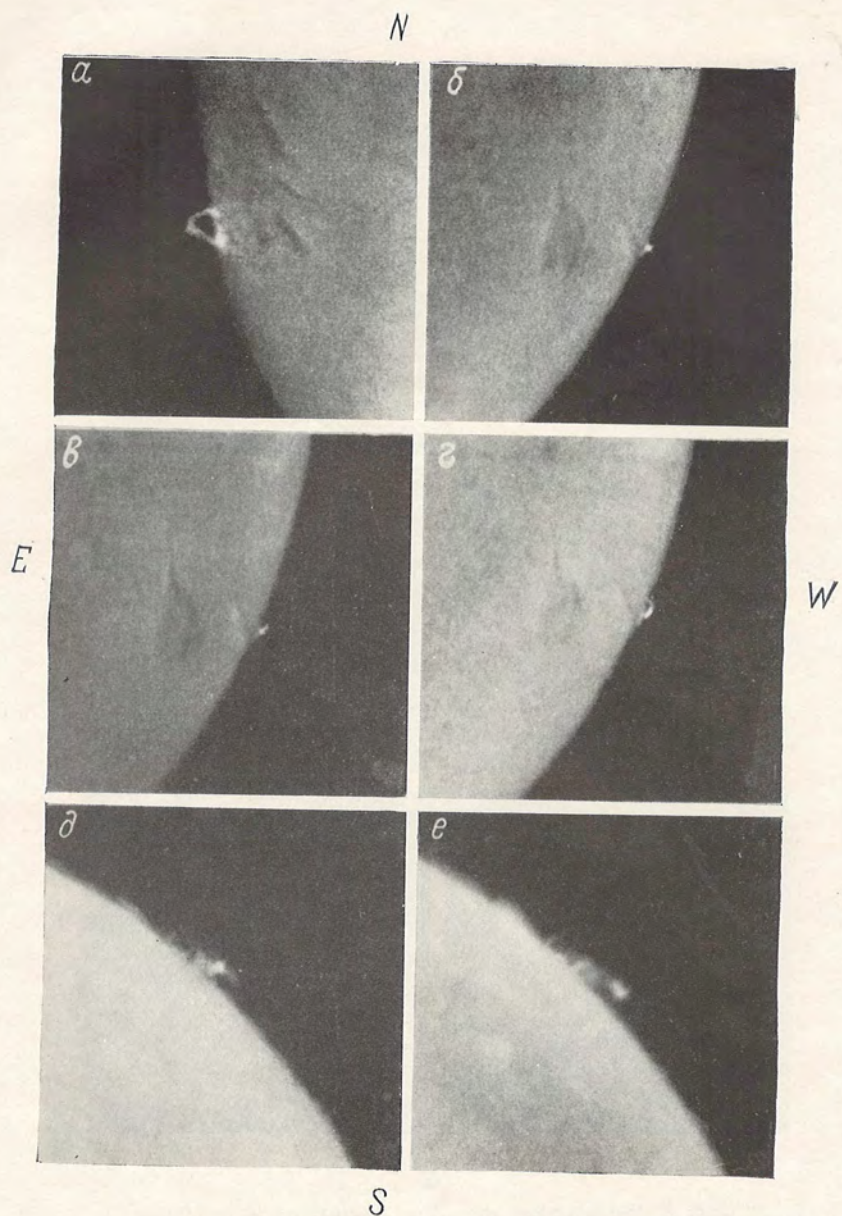
N



S

Фиг. 2. Фотографии некоторых вспышек второго типа

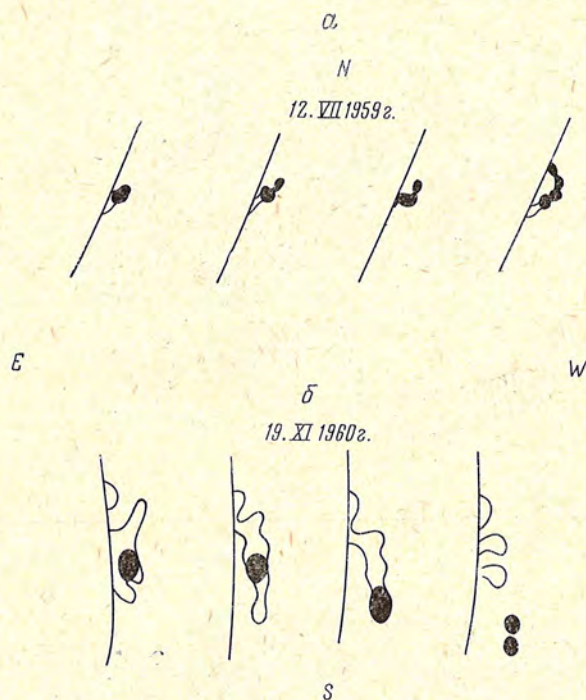
а — 22.VII 1957 г., 10^h 59^m; б — 22. VII 1957 г., 12^h 10^m, 5; в — 22.VII¹957 г., 13^h 12^m;
г — 18.IX 1957 г., 13^h 57^m; д — 4.IV 1966 г., 7^h 35^m; е — 25. VII 1966 г., 13^h 57^m



Фиг. 3. Фотографии вспышек на лимбе

a — 21.IX 1957 г., 10^h 09^m, *б* — 12.VII 1959 г., 5^h 35^m; *в* — 5^h 36^m; *г* — 5^h 37^m; *д* — 19.XI 1960 г., 9^h 19^m,5; *е* — 9^h 30^m

19.IV 1962 г. наблюдался ряд активных волокон и небольших поярчаный около них. Некоторые из них представлены на фиг. 5, *e* (разделены на две части для удобства рассмотрения), хотя они большей частью и выходят за пределы карты поля (карта поля взята из [13]). Видно стремление волокон соединить области противоположных полярностей; траектории некоторых из них пересекаются. На этих картинках видно также, что волокна или в начале своего пути, или начиная с некоторого его участка



Фиг. 4. Зарисовки вспышек на лимбе в последовательные моменты времени

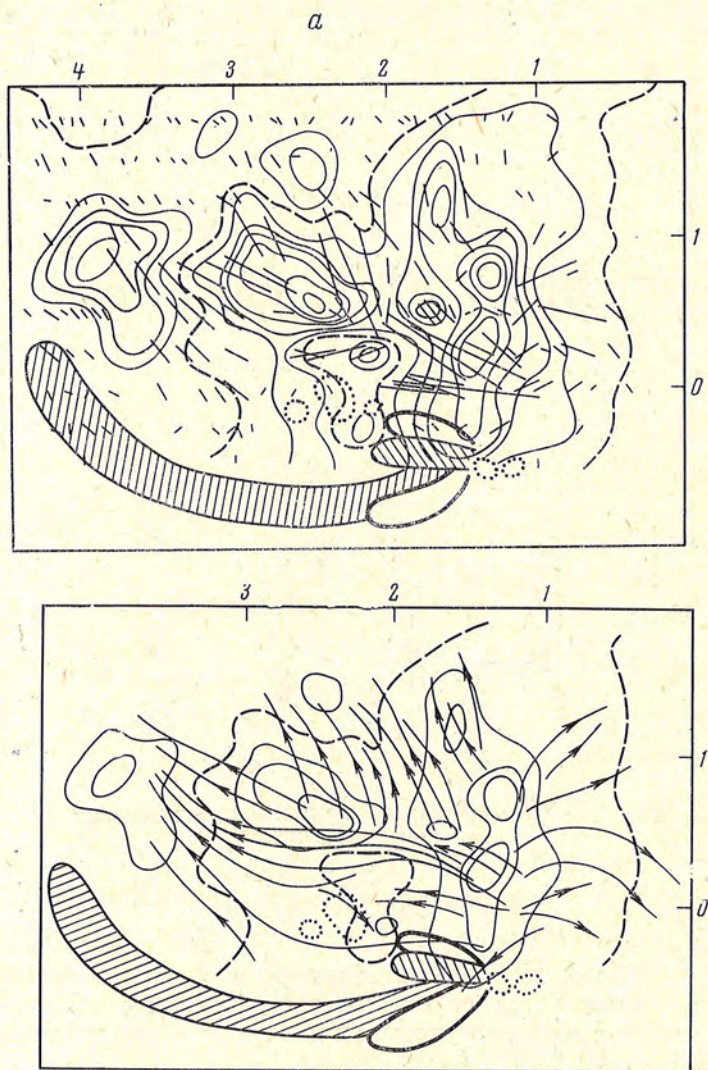
a — 12.VII 1959 г.: $5h_{35}m$; $5h_{36}m$; $5h_{36}m,5$; $5h_{37}m$; *б* — 19.XI 1960 г.: $10h_{08}m$; $10h_{21}m$; $10h_{27}m$; $10h_{32}m$

располагаются близко к направлению поперечного поля. Однако при рассмотрении положения волокон относительно поля надо иметь в виду то обстоятельство, что здесь не учитывается их истинное пространственное положение.

Сравнение между собой конфигураций групп пятен, в которых происходили вспышки обоих типов, обнаруживает в них существенное различие. Вспышки первого типа возникают преимущественно в компактных группах пятен, где мощные пятна противоположной полярности очень близки друг к другу и вытянуты по широте. Эскизы некоторых из таких групп с нанесенными на них вспышками в развитой фазе представлены на фиг. 6, *a*. Вспышки второго типа происходят в группах, вытянутых по долготе, и основные пятна противоположной полярности значительно удалены друг от друга. Эскизы некоторых из таких групп представлены на фиг. 6, *б*. И в этих группах, конечно, есть близкие друг к другу пятна противоположной полярности, но они очень невелики. Вероятно, различие в характере развития вспышек обоих типов является следствием различия конфигураций групп пятен и величины градиента магнитного поля в них. Связь между магнитной структурой групп пятен и происхо-

дьящими в них вспышками, а также с проявлением этих групп в радиодиапазоне уже отмечалась многими авторами, например [2, 5, 16—19].

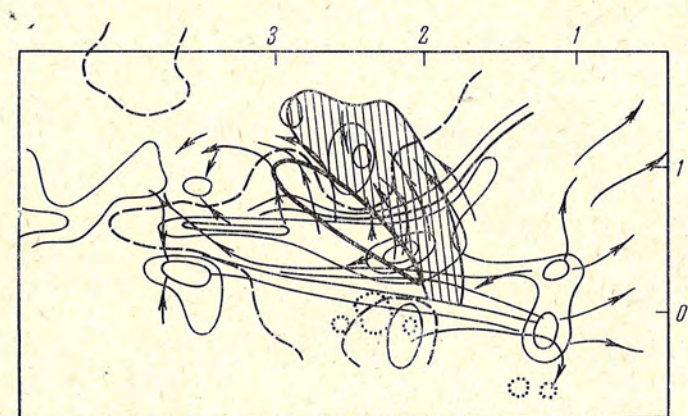
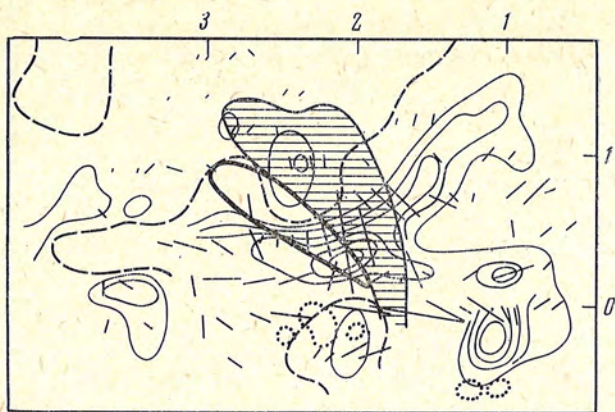
Итак, сильные вспышки, параллельные нейтральной линии продольного поля, возникают в конфигурациях пятен первого типа, а в конфигурациях



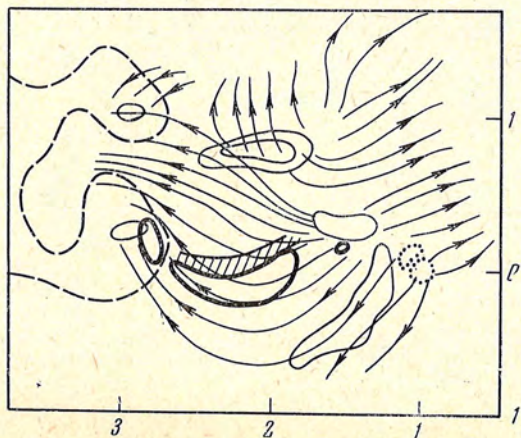
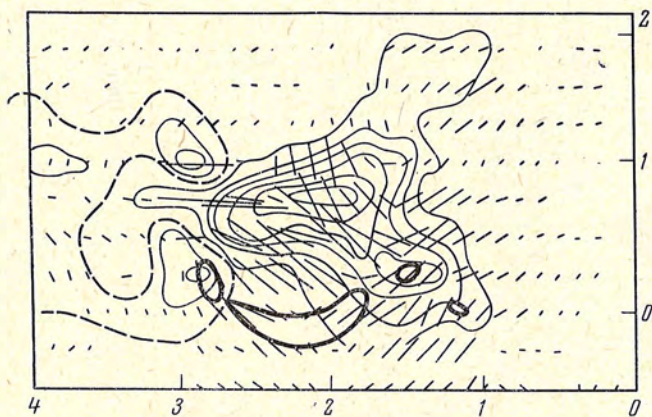
Фиг. 5. Положение вспышек и активных волокон относительно поперечного и продольного полей

a — 22.VI 1962 г. Средний момент записи поля: $H_{\parallel}$ — $6^{\text{h}}45^{\text{m}}$; $H_{\perp}$ — $7^{\text{h}}13^{\text{m}}$. Момент зарисовки поярчений и волокон — $5^{\text{h}}00^{\text{m}}$; *б* — 22.VI 1962 г. Средний момент записи поля: $H_{\parallel}$ — $10^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $H_{\perp}$ — $11^{\text{h}}00^{\text{m}}$. Момент зарисовки поярчения и выброса $13^{\text{h}}40^{\text{m}}$; *в* — 23.VI 1962 г. Средний момент записи поля: $H_{\parallel}$ — $9^{\text{h}}30^{\text{m}}$; $H_{\perp}$ — $10^{\text{h}}30^{\text{m}}$. Момент зарисовки вспышки $5^{\text{h}}40^{\text{m}}$; *г* — 16.IX 1962 г. Средний момент записи поля: $H_{\parallel}$ — $11^{\text{h}}45^{\text{m}}$, $H_{\perp}$ — $13^{\text{h}}45^{\text{m}}$. Момент зарисовки вспышки и волокон $6^{\text{h}}50^{\text{m}}$; *д* — 11.VI 1963 г. Средний момент записи поля: $H_{\parallel}$ — $11^{\text{h}}00^{\text{m}}$, $H_{\perp}$ — $13^{\text{h}}00^{\text{m}}$; *е* — 19.IV 1962 г. Средний момент записи поля: $H_{\parallel}$ — $8^{\text{h}}00^{\text{m}}$, $H_{\perp}$ — $11^{\text{h}}00^{\text{m}}$.

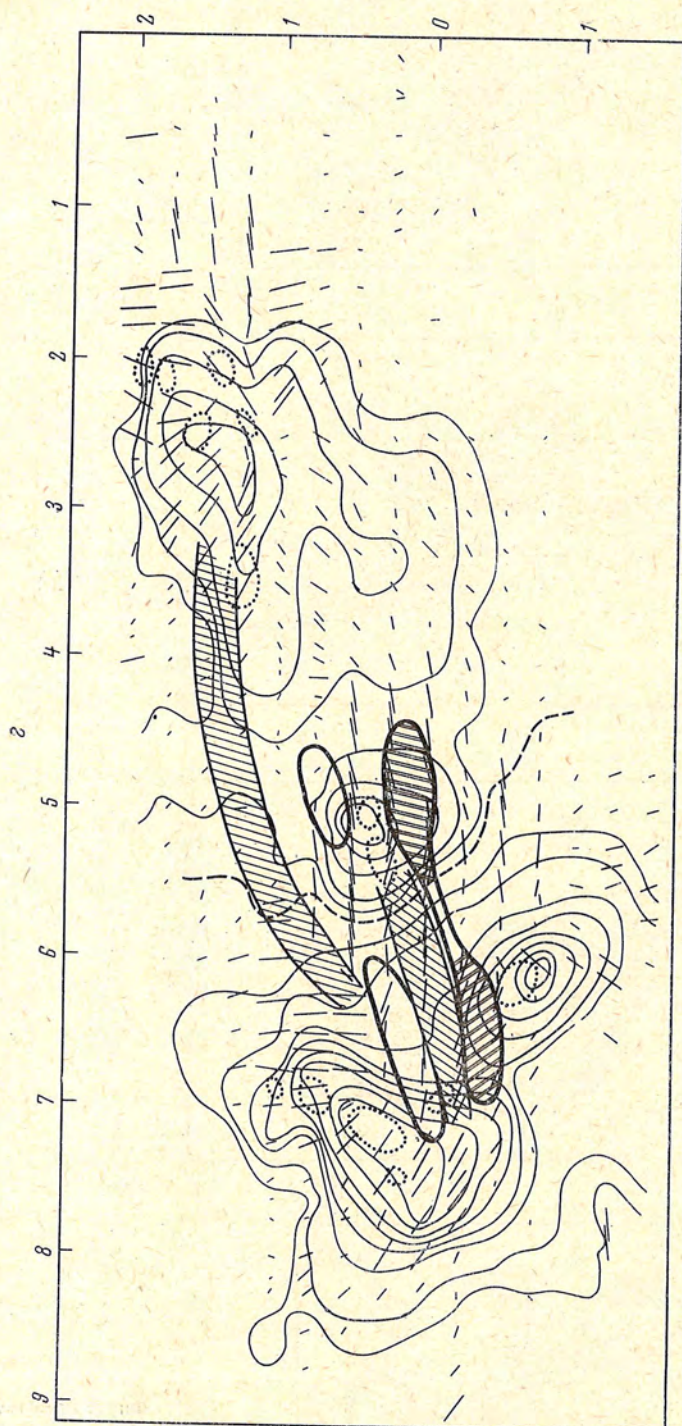
Жирная штриховая линия — нейтральная линия $H_{\parallel}$; пунктиром отмечены контуры пятен; жирными сплошными линиями очерчены контуры вспышек; заштрихованные частой штриховкой участки — положения вспышек в начальный период их развития; редкой штриховкой обозначены волокна



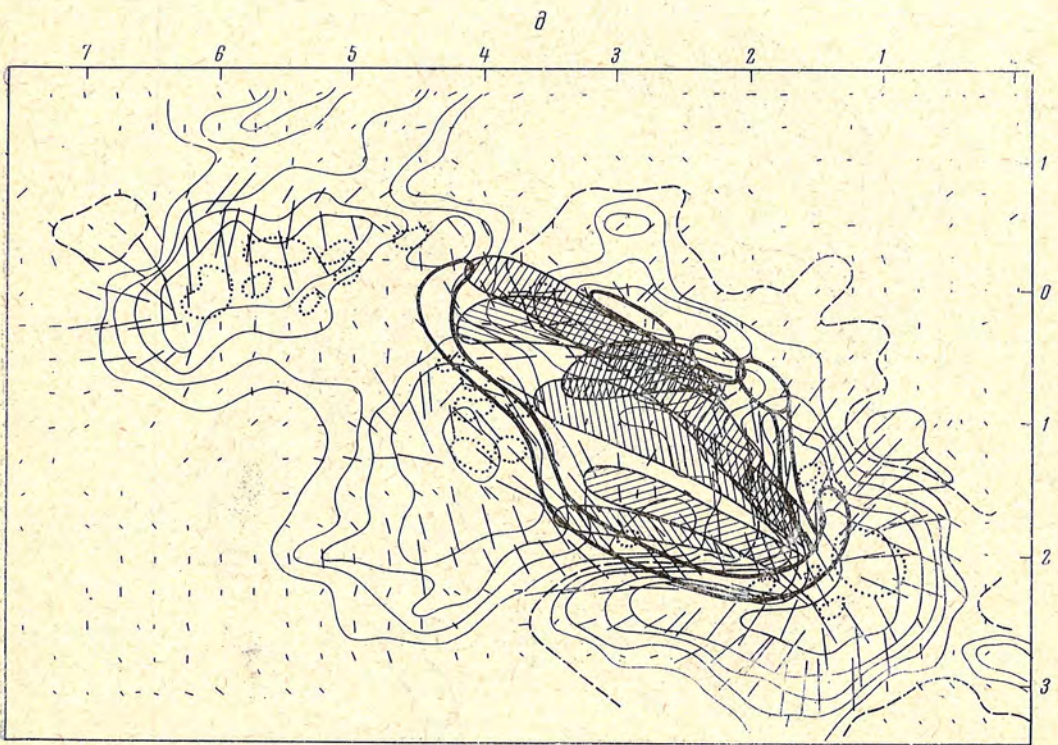
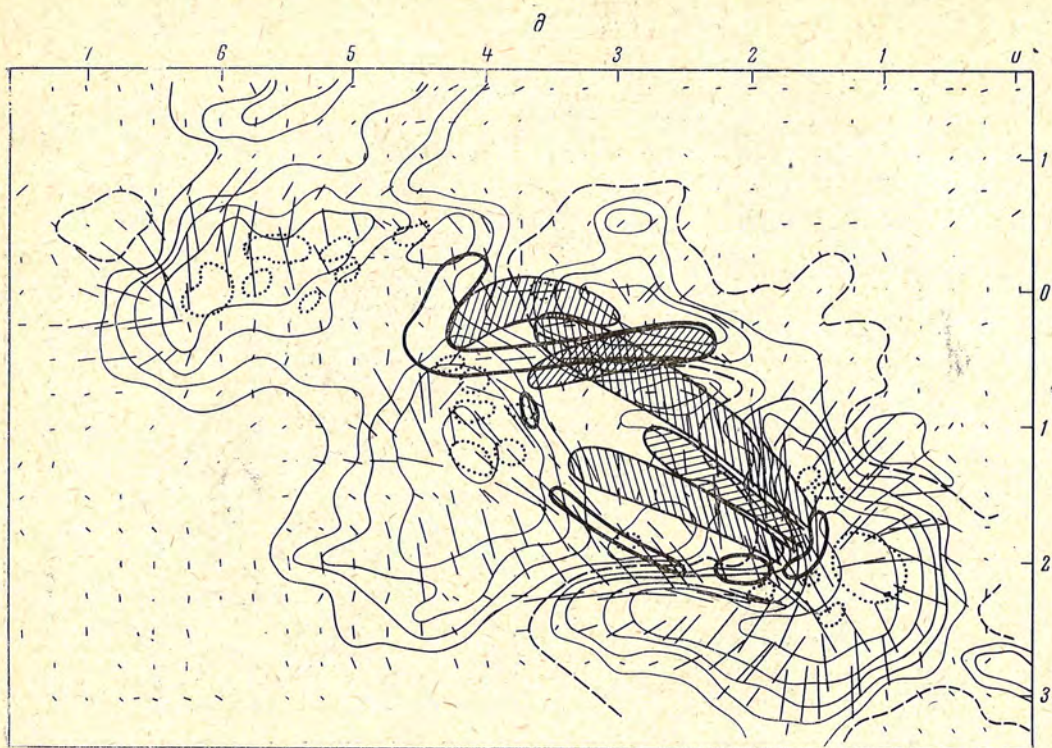
б



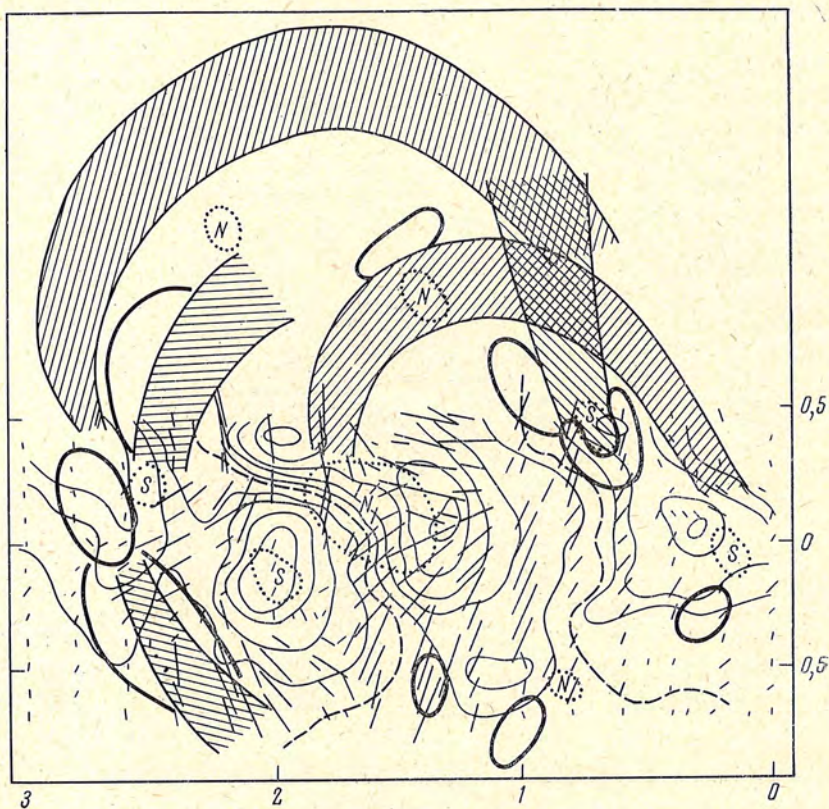
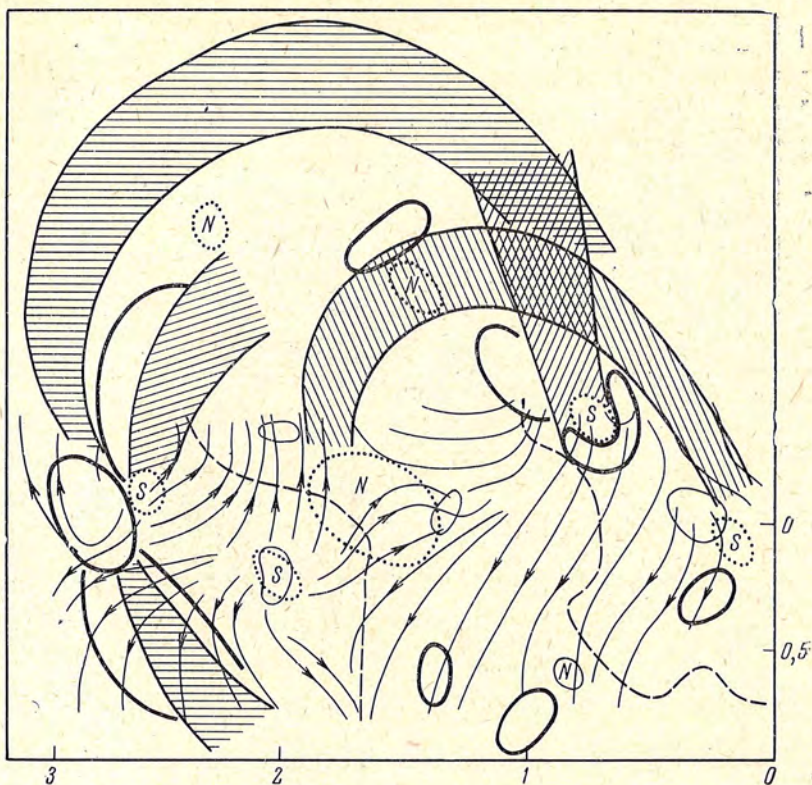
Фиг. 5 (продолжение)



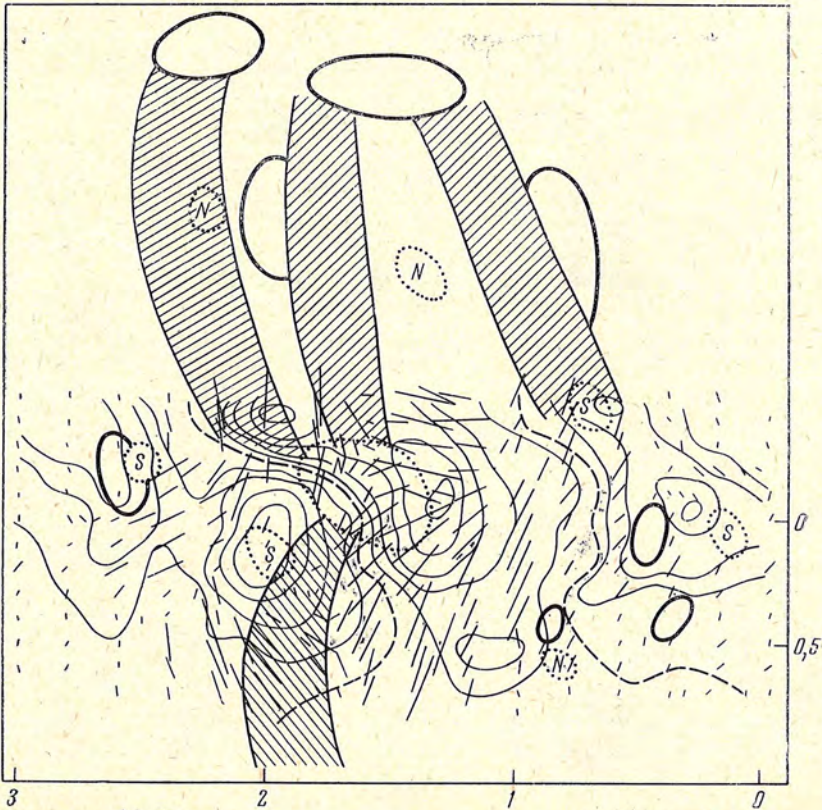
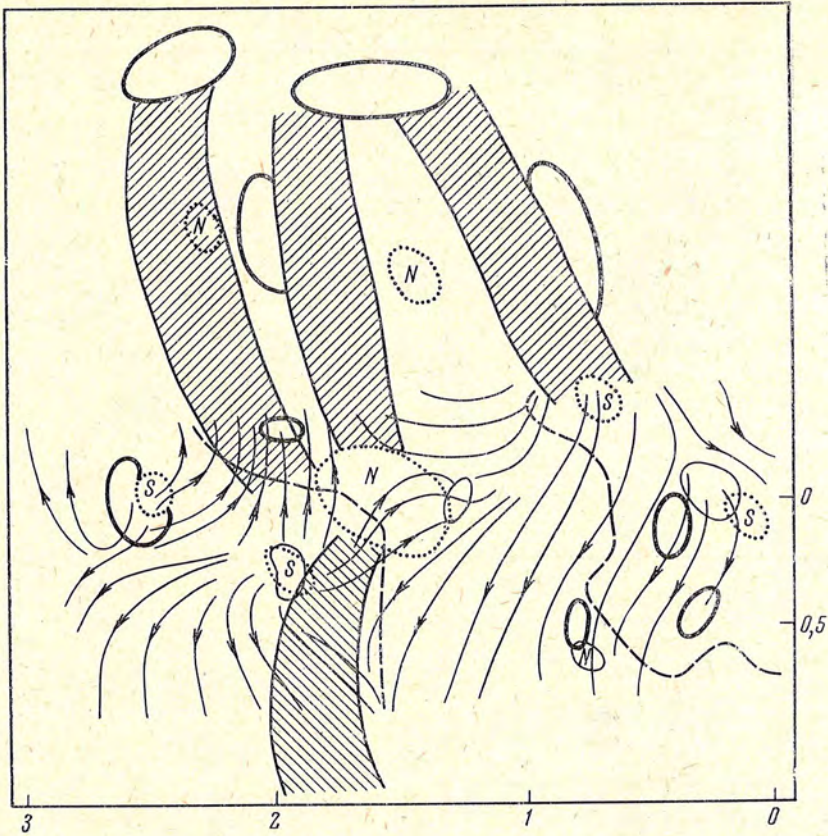
Фиг. 5 (продолжение)



Фиг. 5 (продолжение)



Фиг. 5 (продолжение)



Фиг. 5 (продолжение)

второго типа развиваются вспышки типа петли, соединяющей области противоположной полярности. В некоторых случаях петли могут и не развиваться и видны только их яркие основания. Надо отметить, что в конфигурациях пятен первого типа появляются также несильные вспышки второго типа, но в конфигурациях пятен второго типа во всех изученных нами случаях появлялись только вспышки второго типа.

В конфигурациях пятен второго типа развиваются мощные петельные системы активных волокон. В некоторых случаях, например 27.VI 1962 г., 28.VI 1962 г., 19.IV 1962 г. и 11.VI 1963 г., видно, как некоторые волокна перекрещиваются, что, вероятно, является следствием скращения в хромосфере силовых трубок поля, подобно тому как это отмечалось А. Б. Северным в [20] для фотосферы. На приведенных картах видно, что активные волокна во многих случаях стремятся, как и вспышки, расположиться близко к направлению поперечной составляющей магнитного поля.

Общим в развитии вспышек обоих типов является их связь с областью нейтральной линии продольного поля, что отмечалось в [12, 15, 21, 22]. У вспышек первого типа яркие ленты располагаются по обе стороны от нейтральной линии параллельно ей; узлы вспышек второго типа также располагаются по разные стороны от нее, но только с самого начала они, как правило, гораздо больше удалены друг от друга, чем очаги вспышек первого типа. И те и другие вспышки связаны с активизацией волокон. Вспышки второго типа связаны с активными волокнами петельного типа, идущими из области одной полярности в область противоположной полярности. Согласно Бруцеку [23], при вспышках первого типа также образуются мощные петельные системы протуберанцев, пересекающие нейтральную линию и соединяющие обе части сильной вспышки. Кроме того, вспышки обоих типов в основном начинаются с появления нескольких ярких узелков, затем соединяющихся друг с другом. Различия же в развитии и в проявлении в радиодиапазоне этих вспышек, вероятно, следствие разных физических условий, определяемых структурой магнитного поля.

Приношу благодарность члену-корреспонденту АН СССР А. Б. Северному за полезное обсуждение настоящей работы.

Декабрь 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. M. A. Ellison, S. M. P. McKenna, J. H. Reid. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1961, **122**, 491.
2. M. A. Ellison, S. M. P. McKenna, J. H. Reid. *Duns. Obs. Publ.*, 1961, **1**, N 3.
3. С. И. Гопасюк. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1961, **25**, 114.
4. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1963, **30**, 161.
5. L. Křivský. *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, 1963, **14**, N 3, 77.
6. М. Б. Огирь. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1967, **37**, 94.
7. *Annals of the International Geophysical Year*, 1962, **23**.
8. W. Roberts. *Trans. Internat. Astron. Union*, 1960, **10**, 648.
9. Ю. М. Слоним. *Астрон. ж.*, 1962, **39**, вып. 5, 798.
10. Ю. М. Слоним. *Солнечные данные*, 1963, **4**, 67.
11. H. J. Smith, E. V. P. Smith. *Solar Flares*, Macmillan Co., New York, 1963.
12. М. Б. Огирь. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1967, **36**, 69.
13. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1964, **31**, 159.
14. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1965, **33**, 34.
15. G. E. Moreton, A. B. Severny. *Astron. J.*, 1966, **71**, 172.
16. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1963, **29**, 15.
17. Н. В. Годовников, М. Б. Огирь, Е. Ф. Шапошникова. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1964, **31**, 216.
18. Y. Avignon, M.-J. Martres, M. Pick. *Ann. Astrophys.*, 1964, **27**, 28.
19. C. Caroubalos, M.-J. Martres. *C. A. R. A.*, 1964, **258**, 830.
20. А. Б. Северный. *Астрон. ж.*, 1966, **34**, вып. 3, 465.
21. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1960, **22**, 12.
22. M.-J. Martres, R. Michard, I. Soru-Iscovici. *Ann. Astrophys.*, 1966, **29**, 245.
23. A. Bruzek. *Astrophys. J.*, 1964, **140**, N 2, 746.

ВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ХРОМОСФЕРНОЙ СЕТКИ

С. Б. Новиков, Т. Т. Цан

Изучаются временные изменения хромосферной сетки по K_{232} -спектрогелиограммам. Обнаружено, что контраст и размеры хромосферной сетки вне активной области меняются с 11-летним циклом солнечной активности. Отмечено, что размеры хромосферной сетки в активной области больше, чем в невозмущенной.

TIME VARIATIONS OF A CHROMOSPHERIC NETWORK, by S. B. Novikov, T. T. Tsap. — Time variations of a chromospheric network are studied using K_{232} spectroheliograms. It was found out that the contrast and dimensions of a chromospheric network outside the active region change with 11 years cycle of the solar activity. It is noted that dimensions of a chromospheric network in the active region are larger than in the undisturbed one.

Известно, что на спектрогелиограммах, снятых в центральных частотах линии H и K Ca^+ , вся поверхность Солнца покрыта крупными яркими узелками, которые располагаются так, что образуют хромосферную сетку. Хромосферная сетка является очень устойчивым образованием, и время жизни ее ячеек обычно более суток.

В результате сопоставления хромосферной сетки с записями продольных фотосферных магнитных полей установлено, что узелки, образующие хромосферную сетку, располагаются над холмами фотосферного магнитного поля [1—3]. Кроме того, в [3] одним из авторов было обнаружено, что яркость узелков растет с увеличением напряженности магнитного поля.

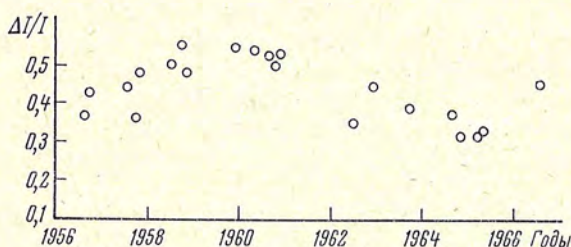
Нами изучается изменение со временем контраста и размеров хромосферной сетки. Материалом для работы послужили спектрогелиограммы, которые снимаются ежедневно на двойном спектрогелиографе Крымской астрофизической обсерватории [4] в линиях $K_{232}\text{Ca}^+$ и H_α . Диаметр изображения Солнца на спектрогелиограммах равен 5 см.

Для фотометрической обработки выбирались спектрогелиограммы, снятые в линии $K_{232}\text{Ca}^+$ в те дни, когда вблизи центра диска Солнца не наблюдались активные области. Всего за период с августа 1956 по июнь 1966 г. были отобраны 22 пластинки. На каждой из отобранных спектрогелиограмм в области размером $\sim 400'' \times 400''$, расположенной в центре диска Солнца, измерялись на микрофотометре МФ-2 плотности почернения всех узелков и прилегающих к ним невозмущенных мест. При фотометрировании мы всегда старались измерить наиболее темное на негативе место в узелке. Обычно на каждой спектрогелиограмме измерялось около 150 узелков. Потом для каждой такой области вычислялось среднее значение контраста для узелков $\Delta I/I$.

Результаты измерений для всех пластинок представлены на фиг. 1. На этой фигуре по оси абсцисс отложено время, а по оси ординат — $\Delta I/I$ для каждой из спектрогелиограмм. Как видно из фиг. 1, контраст ярких

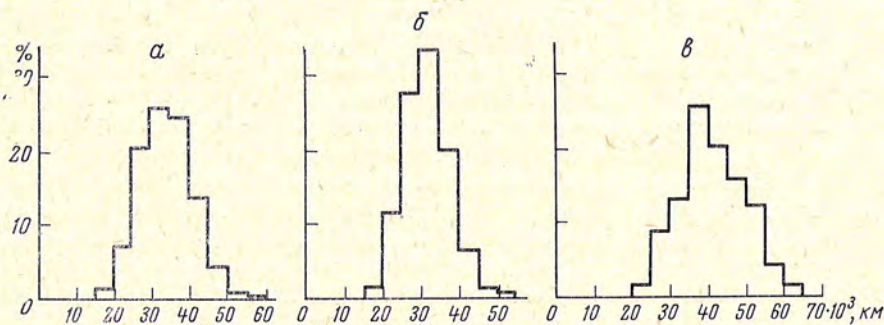
узелков меняется со временем. Наибольшего контраста узелки достигли в 1956—1960 гг. и наименьшего — в конце 1964 г.

В связи с полученным результатом интересно выяснить возможные изменения размеров хромосферной сетки (среднего расстояния между узелками) со временем. Для этого измерялись расстояния между узелками, образующими ячейки хромосферной сетки, на тех же пластинках, на которых измерялся контраст узелков.



Фиг. 1. Изменение контраста хромосферной сетки вне активной области со временем

Чтобы избежать искажений из-за проекции, измерения размеров хромосферной сетки проводились в центральной части диска Солнца. Были определены размеры хромосферной сетки на трех пластинках, снятых во второй половине 1958 и 1964 гг. Оказалось, что размеры хромосферной сетки на всех пластинках за один и тот же год практически не отличаются. Поэтому результаты измерений для каждого года представлены на одной гистограмме.



Фиг. 2. Гистограмма размеров хромосферной сетки

а — вне активной области за 1958 г.; б — вне активной области за 1964 г.; в — в активной области за 1958 г.

На фиг. 2, а, б дано распределение по размерам хромосферной сетки для невозмущенных областей за 1958 и 1964 гг. соответственно. Сравнив эти распределения, мы видим, что размеры хромосферной сетки в 1958 г. были больше, чем в 1964 г. Средний размер хромосферной сетки в 1958 г. равен $\sim 34\,000$ км, а в 1964 г. $\sim 31\,700$ км.

Представляет также интерес сравнение размеров хромосферной сетки в активной и спокойной областях на Солнце. На фиг. 2, в приведена гистограмма размеров хромосферной сетки для активных областей (флоккулов), наблюдавшихся в 1958 г. Как и для спокойной области, эта гистограмма построена по трем пластинкам. Сравнив фиг. 2, а и в, видим, что в активной

области размеры хромосферной сетки больше, чем в невозмущенной¹. Средний размер хромосферной сетки в активной области $\sim 41\,300$ км.

Выше мы говорили, что, согласно [3], с увеличением напряженности магнитного поля контраст узелков тоже растет. Поэтому найденное нами изменение контраста узелков со временем указывает на изменение напряженности магнитного поля. Согласно полученным данным, наибольшего значения средняя интенсивность магнитных полей вне активных областей достигла в 1959—1960 гг. и наименьшего — в конце 1964 г. Этот результат согласуется с данными о характере распределения интенсивности солнечной короны в течение 11-летнего цикла, полученными в [6], где показано, что в экваториальной зоне Солнца максимум интенсивности корональной линии $5303\text{ \AA}$ приходится на 1960 г.

Вообще сам факт изменения контраста узелков, который вызван изменением магнитных полей, не является в настоящее время неожиданным. Дело в том, что, как показали подробные исследования [7], общее магнитное поле Солнца меняется весьма существенно даже в течение нескольких дней. В связи с этим можно ожидать, что в хромосферной сетке должны наблюдаться изменения за такой же срок.

Известно, что активные области отличаются от невозмущенных прежде всего тем, что в активных областях магнитное поле сильнее. Размеры хромосферной сетки при переходе от невозмущенных областей к активным, как это следует из сказанного выше, тоже увеличиваются. Таким образом, размеры хромосферной сетки увеличиваются с возрастанием магнитного поля. С этим хорошо согласуется и тот факт, что и в невозмущенной области с ростом контраста узелков, т. е. с увеличением магнитного поля, размеры хромосферной сетки также возрастают. По-видимому, рост размеров сетки в невозмущенной области происходит синхронно с увеличением контраста.

В [8, 9] было высказано предположение, что хромосферная сетка является отражением конвективных движений, происходящих на большой глубине. Эта идея в дальнейшем была развита в [10]. Согласно [10], происходящие в верхней части конвективной ячейки движения, направленные от центра ячейки к периферии, перемещают силовые линии магнитного поля, сгущая их к границе ячейки. Это сгущение силовых линий передается вверх в виде магнитно-гидродинамических волн. Силовые линии как бы выпрямляются и в верхних слоях приобретают вид пучков, расположенных по сетке, образуемой границами ячеек нижнего яруса.

Исходя из этих представлений, нам кажется, что наблюдаемое увеличение размеров сетки с ростом магнитного поля можно объяснить следующим образом. Для того чтобы движения, происходящие в верхней части конвективной ячейки, приводили к перераспределению силовых линий магнитного поля, необходимо, чтобы кинетическая энергия газа $\rho v^2/2$ была больше магнитной энергии $H^2/8\pi$. Очевидно, что при увеличении магнитного поля это условие будет выполняться в более глубоких слоях, где плотность больше. С другой стороны, так как с ростом глубины высота однородной атмосферы, которая определяет размеры ячеек, тоже растет, то размеры ячеек увеличиваются с глубиной. Конечно, эти предположения было бы интересно подтвердить вычислениями. Однако из-за отсутствия данных о градиентах магнитного поля в фотосфере и особенно в более глубоких слоях в настоящее время это сделать пока невозможно.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность члену-корреспонденту АН СССР А. Б. Северному за полезное обсуждение статьи.

Декабрь 1966 г.

¹ Когда наша работа была закончена, мы узнали, что этот результат получен также Э. Е. Дубовым [5].

Л и т е р а т у р а

1. R. B. Leighton. *Astrophys. J.*, 1959, 130, № 3, 66.
2. G. W. Simon, R. B. Leighton. *Astrophys. J.*, 1964, 140, N 3, 1120.
3. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, 35, 161.
4. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1955, 15, 31.
5. Э. Е. Дубов. *Астрон. ж.*, 1967, 44, 342.
6. М. Н. Гневывшев. *Астрон. ж.*, 1963, 40, 401.
7. А. Б. Северный. *Наст. том, стр. 3.*
8. C. de Jager. *Handb. Physic*, 1959, 52, 80.
9. R. B. Leighton. R. W. Noyes, G. W. Simon. *Astrophys. J.*, 1962, 135, 474.
10. С. Б. Пикельнер. *Астрон. ж.*, 1962, 39, № 6, 973.

КОНТУРЫ ЛИНИЙ ВОДОРОДА, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ СУММАРНЫМ ДЕЙСТВИЕМ УШИРЯЮЩИХ ФАКТОРОВ

Л. Н. Еурочка

Дан критический анализ основных работ, посвященных уширению спектральных линий водорода совместным действием ионов и электронов. Используя штарковские контуры, вычисленные Гримом, произведен учет уширяющего действия эффекта Доплера. Приведенные таблицы позволяют вычислить коэффициент поглощения в линиях водорода, расширенных суммарным действием ионов, электронов, эффектом Доплера, затуханием излучения и затуханием, вызванным столкновениями с нейтральными частицами. В виде примера рассмотрен вопрос об уширении линий серии Бальмера в фотосфере Солнца.

LINE PROFILES OF BALMER SERIES, CAUSED BY A COMBINED ACTION OF BROADENING FACTORS, by *L. N. Kurochka*. — A critical analysis of principal works, dedicated to broadening of spectral hydrogen lines by joined action of ions and electrons is given. A calculation of a broadening action of Doppler effect has been made using Stark profiles, computed by Griem. The given tables allow to calculate the absorption coefficient in hydrogen lines, expanding by a combined action of ions, electrons, Doppler effect, radiation damping and that one, resulted from collisions with neutral particles. A broadening of Balmer line series in the solar photosphere is considered as an example.

1. Хорошо известно, что с помощью теории Хольтсмарка недостаточно точно описываются контуры наблюдаемых линий, а электронные концентрации, вычисленные по разным линиям, оказываются различными. Это связано с неучетом влияния электронов на уширение спектральных линий. В своей диссертации Колб (1957 г.) теоретически показал, что расширение линий ударным воздействием электронов имеет тот же порядок, что и расширение полями ионов. Впервые достаточно точные вычисления контуров ряда водородных линий, расширенных совместным действием ионов и электронов, произведены Гримом, Колбом и Шеном [1]. Экспериментальная проверка показала хорошее согласие теоретических контуров с наблюдаемыми [2—4]. Позже Грим [5] показал, что так как микрополя, создаваемые ионами, практически не изменяются за промежуток времени между последовательными столкновениями с электронами, то статистическое расширение, обусловленное ионами, и ударное расширение, обусловленное электронами, являются практически независимыми процессами. Результирующий контур $T(\beta, \gamma)$ можно вычислить приближенно, если рассматривать его как хольтсмарковский $T(\beta)$, дополнительно расширенный затуханием, обусловленным ударным воздействием электронов

$$T(\beta, \gamma) = k_m S(\beta, \gamma) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} T(\beta') \frac{\gamma}{\gamma^2 + (\beta - \beta')^2} d\beta', \quad (1)$$

при этом

$$\int_{-\infty}^{+\infty} T(\beta, \gamma) d\beta = 1. \quad (2)$$

Здесь

$$\beta = \frac{\Delta\lambda}{k_m F_0}, \quad (3)$$

$$k_m = 5,5 \cdot 10^{-5} \frac{(mn)^4}{m^2 - n^2}, \quad (4)$$

$$F_0 = 12,5 \cdot 10^{-10} n_e^{2/3}, \quad (5)$$

n и m — главные квантовые числа нижнего и верхнего уровней, γ — постоянная затухания, обусловленная ударным воздействием электронов (γ выражено в единицах β), n_e — электронная плотность.

По оценкам Грима [5] с помощью формулы (1) $T(\beta, \gamma)$ для больших β ($\beta > 20$) вычисляется с ошибкой, не превышающей 15–20%. Сопоставив приближенно вычисленные контуры [5] с точными [1], можно убедиться, что в центральной части линий ($\beta < 3$) ошибки в $T(\beta, \gamma)$ могут превышать 20% (для первых линий серий), но это не имеет большого значения, так как центральные части линий практически всегда искажены эффектом Доплера, самопоглощением и т. д.

Для сопоставления контуров наблюдаемых линий с теоретическими необходимо знать величину параметра γ , который представляет собой половину полной ширины контура затухания. Для первых линий серии Лаймана и Бальмера γ может быть вычислено с помощью $R(n_e, T_e)$, точные значения которого даны в [1]. Связь между γ и $R(n_e, T_e)$ легко получить, пользуясь соответствующими формулами, приведенными в [5],

$$\gamma = 1,22 \cdot 10^{-6} n_e^{1/3} (mn)^2 (m^2 - n^2)^{-\frac{1}{2}} R(n_e, T_e). \quad (6)$$

Приближенные формулы для вычисления $R(n_e, T_e)$ предлагаются в работах [5–7]. Анализ показал, что они в той или иной степени являются неточными. Выражение для γ , приведенное в [5], тоже неточно при $m \geq 7$ [8, 9]. Метод вычисления параметра, пропорционального γ , дан в [8, 9]. Используя результаты этих работ, можно получить точное выражение для γ [10]:

$$\gamma = 8,4 \cdot 10^{-6} \frac{n_e^{1/3} \Gamma_{nm}}{T_e^{1/2} (m^2 - n^2)} \lg \left(\frac{4 \cdot 10^{13} T_e^2}{n_e \Gamma_{nm}} \right). \quad (7)$$

Множитель Γ_{nm} вычисляется с помощью радиальных интегралов для переходов между подуровнями различных уровней. Используя значения этих интегралов [11, 12], можно показать, что для линий серии Бальмера

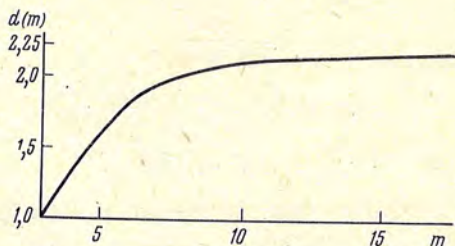
$$\Gamma_{nm} = d(m) (m^4 + n^4). \quad (8)$$

Зависимость $d(m)$ от номера верхнего уровня представлена на фигуре.

В 1962 г. Грим [13] в работе, посвященной уточнению асимптотической формулы для крыла, указывает, что в крыльях линий γ нельзя считать постоянным. Кроме того, к значению постоянной затухания γ должен быть добавлен член, учитывающий сильные столкновения с электронами, $\gamma_s = 1,5 \cdot \pi \beta_w^{-1/2}$. Здесь $\beta_w = 8,35 \cdot 10^{10} \cdot T_e m^{-2} (m^2 - n^2)^{-1} (n)_e^{-2/3}$. Согласно [13], с ростом β значение постоянной затухания уменьшается, а в далеких крыльях при $\beta > \beta_w$ хольтсмарковский контур может быть использован как для ионов, так и для электронов, т. е. $T(\beta, \gamma) \simeq 2T(\beta)$ (строгое говоря, при этом $T(\beta, \gamma) = 3,2 T(\beta) = 4,8 \beta^{-5/2}$).

Нетрудно убедиться, что метод, предложенный в [13], является неточным, так как он ведет к нарушению условия (2). Это отчетливо проявляется

при высоких значениях n_e и m . Кроме того, используя условие Ленца [14, 15] ($\Delta\omega \Delta\tau \gg 1$, где $\Delta\omega$ — изменение частоты излучения, происходящее при взаимодействии частиц, а $\Delta\tau$ — продолжительность взаимодействия частиц), можно найти область применимости статистической



Зависимость коэффициента $d(m)$ [формула (8)] от номера верхнего уровня

теории для электронов. Оказывается, что квазистатистическая аппроксимация для электронов применима при

$$\beta \gg \left(\frac{2k}{en_e} \right)^{1/2} \frac{10^{-8}}{\pi^{3/2} c} \frac{\lambda^4 T_e}{k_m^2 F_0} = 4 \cdot 10^{11} \frac{T_e}{(m^2 - n_e^2)^2 n_e^{2/3}}. \quad (9)$$

Полученное таким образом значение β в несколько раз превышает β_{cr} , приведенное в [13]. Оказывается, что в этой работе выражения и для других величин в несколько раз занижены. Так, согласно соотношению (30) [13], получим, что асимптотическая формула для крыла может быть применима при $\beta > 1$. В действительности же она применима при $\beta > 25 \div 50$, если $\gamma = 0 \div 10$.

Заметим, что параметр γ_s , учитывающий сильные столкновения (внутри сферы радиуса Вейскопфа), нужно использовать лишь при вычислении интенсивности крыльев линий, а не всего контура, как это делал де Фитер [16], так как при этом происходит резкое нарушение условия (2) и контуры, построенные таким образом, плохо согласуются с точными [1].

В 1959 г. Регемортер тоже вычислил штарковские контуры $s_m S(\beta, \bar{R})$ [17]. Коэффициент s_m аналогичен коэффициенту k_m . Используя точные их значения [5, 18], находим, что

$$s_m = 2,92 k_m. \quad (10)$$

Параметр $\bar{R}$, используемый в работе [17], учитывает влияние электронов на уширение линий. Нетрудно убедиться, что он связан с γ простым соотношением:

$$\gamma = 1,45 (\bar{R})^{-1}. \quad (11)$$

Используя выражения (10) и (11), мы произвели сопоставления контуров, вычисленных Регемортером [17], с контурами, вычисленными Гримом, Колбом, Шеном [1], точность которых подтверждена экспериментально. Оказалось, что контуры Регемортера существенно неточны в своей центральной части, причем с ростом γ расхождение их с контурами Грима, Колба, Шена быстро увеличивается. Асимптотические же выражения для крыльев линий, предложенные в работах [1, 5, 17], совпадают.

Из этого следует, что контуры, вычисленные де Ягером и Невеном [19], учитывающие уширяющее действие эффекта Доплера, неточны, так как они основаны на вычислениях Регемортера.

2. Несмотря на то что штарковские контуры, вычисленные Гримом [5], менее точны, чем предложенные в работе [1], они вполне приемлемы для

решения астрофизических задач. Их, однако, нельзя сравнивать с контурами наблюдаемых линий, так как последние в той или иной мере расширены эффектом Доплера.

Учет уширяющего действия эффекта Доплера был выполнен на основании штарковских контуров, приведенных в работах [5, 10]. Вычисления производились согласно [17, 20] по формуле

$$T(\beta, \gamma, \beta_D) = \int_{-\infty}^{+\infty} T(\beta - x, \gamma) D(x) dx. \quad (12)$$

Здесь $D(x)$ — доплеровский контур

$$D(\beta) = \frac{1}{\beta_D \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\beta}{\beta_D}\right)^2}, \quad (13)$$

где

$$\beta_D = \frac{\Delta \lambda_D}{k_m F_0}. \quad (14)$$

Значения $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ получены в результате численного интегрирования (12) на электронно-вычислительной машине «Урал-4». В табл. 1—18 приведены величины $T(\beta, \gamma, \beta_D)$, представляющие собой контуры коэффициентов поглощения. Для каждого γ вычислялась таблица значений $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ в функции β для различных β_D . Точность полученных контуров $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ выше точности исходных $T(\beta, \gamma)$. Это связано с тем, что эффект Доплера приводит к уменьшению различий между точно вычисленными контурами [1] и приближенно [5]. Наличие самопоглощения в линиях тоже ведет к сглаживанию указанного различия.

В том случае, когда $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ совпадает с $T(\beta, \gamma)$ с точностью до единицы последней значащей цифры, их значения в таблице не приводятся. Внутренняя точность таблиц не ниже 3—5%. Первые три значащие цифры в каждом столбце таблицы представляют собой десятые, сотые и тысячные доли числа, четвертая является показателем степени 10 со знаком минус. Например, 385—4 представляет собой число $0,385 \cdot 10^{-4}$.

Вычисленными контурами можно воспользоваться и в том случае, когда помимо уширения электронами имеется еще какое-либо уширение, приводящее к дисперсионному контуру с полной полушириной γ' (например, уширение, вызванное затуханием излучения и т. п.). При этом результирующее значение постоянной затухания (в единицах $2\pi g\gamma$) представляет собой сумму электронной ширины $\gamma_{эл}$ и γ' [24]. Под $\gamma_{эл}$ следует понимать полную полуширину дисперсионного контура (в единицах $2\pi g\gamma$), которая определяется действием электронов

$$\gamma_{эл}' = 2B_m F_0 \gamma. \quad (15)$$

Здесь

$$B_m = \frac{2\pi c}{\lambda^2} k_m = 1,25 \cdot 10^9 (m^2 - n^2). \quad (16)$$

Таким образом, значение γ , которое использовалось при вычислении $T(\beta, \gamma, \beta_D)$, можно рассматривать как

$$\gamma_{\Sigma} = \frac{\gamma_{эл} + \gamma' + \gamma'' + \dots}{2B_m F_0}. \quad (17)$$

Коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом, в случае уширения линии микрополями ионов, ударным воздействием электронов, эффектом Доплера, затуханием излучения, затуханием столкновения с

Значения $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ для $\gamma = 0$

Таблица 1

β	β_D																				
	0	0,5	1	1,5	2	3	5	7	10	15	20	30	40	50	75	100	150	200	300		
0	101	0 100	0 991	1 968	1 938	1 868	1 725	1 607	1 480	1 349	1 273	1 188	1 143	1 115	1 777	2 585	2 391	2 294	2 196	2	
0,5	100	0 996	1 981	1 959	1 930	1 862	1 722	1 605	1 478	1 349	1 273	1 188	1 143	1 115	1 777	2 585	2 391	2 294	2 196	2	
1	980	1 969	1 954	1 933	1 907	1 844	1 712	1 600	1 476	1 348	1 272	1 188	1 143	1 115	1 777	2 585	2 391	2 294	2 196	2	
2	863	1 857	1 849	1 836	1 819	1 776	1 674	1 578	1 466	1 344	1 270	1 187	1 143	1 115	1 776	2 585	2 391	2 294	2 196	2	
3	702	1 703	1 702	1 699	1 694	1 676	1 616	1 544	1 449	1 338	1 267	1 186	1 142	1 115	1 776	2 584	2 391	2 294	2 196	2	
5	390	1 398	1 407	1 416	1 426	1 447	1 465	1 449	1 400	1 318	1 258	1 183	1 141	1 114	1 774	2 583	2 391	2 294	2 196	2	
7	198	1 206	1 213	1 222	1 232	1 258	1 311	1 340	1 338	1 292	1 245	1 179	1 139	1 113	1 770	2 582	2 390	2 293	2 196	2	
10	724	2 769	2 814	2 860	2 909	2 104	1 146	1 193	1 236	1 242	1 218	1 170	1 135	1 111	1 763	2 579	2 389	2 293	2 196	2	
15	234	2 244	2 254	2 264	2 274	2 296	2 384	2 586	2 102	1 154	1 166	1 149	1 125	1 106	1 747	2 572	2 387	2 292	2 196	2	
20	991	3 943	3 968	3 993	3 102	2 108	2 129	2 178	2 359	2 826	2 113	1 124	1 113	1 089	1 724	2 562	2 384	2 291	2 195	2	
25	480	3 480	3 482	3 484	3 487	3 498	3 560	3 684	3 122	2 384	2 697	2 984	2 985	2 906	2 696	2 550	2 380	2 289	2 195	2	
30	304	3	305	3 306	3 307	3 311	3 325	3 358	3 502	3 162	2 389	2 741	2 836	2 815	2 664	2 535	2 376	2 287	2 194	2	
40	148	3	148	3 149	3 149	3 150	3 154	3 159	3 175	3 307	3 970	3 362	2 551	2 621	2 587	2 499	2 364	2 282	2 193	2	
50	848	4	850	4 852	4 855	4 855	4 868	4 887	4 934	4 112	3 231	3 147	2 323	2 439	2 502	2 457	2 350	2 276	2 191	2	
75	308	4	308	4 308	4 309	4 311	4 314	4 321	4 339	4 372	4 497	4 530	4 530	4 530	2 291	2 335	2 305	2 255	2 184	2	
100	150	4	150	4 151	4 152	4 153	4 154	4 157	4 165	4 165	4 198	4 584	4 259	3 136	2 218	2 251	2 229	2 175	2		
150	544	5	546	5 547	5 550	5 557	5 567	5 567	5 567	5 567	5 599	5 658	5 937	5 159	3 635	3 145	2 168	2 153	2		
200	265	5	266	5 266	5 267	5 268	5 268	5 268	5 268	5 268	5 271	5 279	5 292	5 311	5 111	4 115	3 669	3 108	2 126	2	
300	932	6	962	6 962	6 964	6 968	6 968	6 968	6 968	6 972	6 984	6 984	6 100	5 103	5 113	5 212	5 746	4 313	3 723	3	
400	439	6	469	6 469	6 471	6 474	6 474	6 474	6 474	6 474	6 474	6 474	6 479	6 486	5 509	6 550	6 403	5 553	4 333	3	
500	268	6	268	6 268	6 270	6 272	6 272	6 272	6 272	6 272	6 272	6 272	6 272	6 274	6 282	6 295	6 347	6 622	5 123	3	
600	170	6	170	6 170	6 172	6 173	6 173	6 173	6 173	6 173	6 173	6 173	6 173	6 173	176	6 181	6 200	6 467	5 364	4	
700	116	6	116	6 116	6 116	6 116	6 116	6 116	6 116	6 116	6 116	6 116	6 116	6 116	116	6 121	6 128	6 145	6 874	5	
800	828	7	835	7 835	7 835	7 835	7 835	7 835	7 835	7 835	7 835	7 835	7 835	7 835	835	7 858	7 900	7 972	7 175	5	
1000	474	7	477	7 477	7 477	7 477	7 477	7 477	7 477	7 477	7 477	7 477	7 477	7 477	477	7 485	7 499	7 522	7 613	7	
1300	246	7	246	7 246	7 246	7 246	7 246	7 246	7 246	7 246	7 246	7 246	7 246	7 246	246	7 248	7 249	7 253	7 260	7 281	7
1500	172	7	172	7 172	7 172	7 172	7 172	7 172	7 172	7 172	7 172	7 172	7 172	7 172	172	7 174	7 176	7 179	7 189	7	
2000	835	8	840	8 840	8 840	8 840	8 840	8 840	8 840	8 840	8 840	8 840	8 840	8 840	840	8 846	8 854	8 880	8	8	

Значения $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ для $\gamma = 0,5$

β	β_D																			
	0	0,5	1	1,5	2	3	5	7	10	15	20	30	40	50	75	100	150	200	300	
0	917	-1 912	-1 900	-1 883	-1 861	-1 803	-1 679	-1 573	-1 457	-1 337	-1 265	-1 184	-1 141	-1 114	-1 768	-2 579	-2 388	-2 292	-2 195	-2
0,5	909	-1 904	-1 893	-1 877	-1 854	-1 798	-1 676	-1 571	-1 457	-1 337	-1 265	-1 184	-1 141	-1 114	-1 768	-2 579	-2 388	-2 292	-2 195	-2
1	884	-1 881	-1 873	-1 857	-1 836	-1 782	-1 667	-1 566	-1 454	-1 336	-1 264	-1 184	-1 141	-1 114	-1 768	-2 579	-2 388	-2 292	-2 195	-2
2	817	-1 806	-1 795	-1 781	-1 764	-1 724	-1 633	-1 547	-1 445	-1 332	-1 262	-1 183	-1 140	-1 114	-1 768	-2 579	-2 388	-2 292	-2 195	-2
3	673	-1 672	-1 670	-1 664	-1 657	-1 637	-1 582	-1 517	-1 430	-1 326	-1 260	-1 182	-1 140	-1 113	-1 767	-2 579	-2 388	-2 292	-2 195	-2
5	379	-1 388	-1 396	-1 405	-1 415	-1 432	-1 446	-1 431	-1 385	-1 308	-1 251	-1 180	-1 139	-1 113	-1 765	-2 578	-2 388	-2 292	-2 195	-2
7	206	-1 213	-1 220	-1 228	-1 237	-1 261	-1 308	-1 331	-1 327	-1 283	-1 238	-1 176	-1 137	-1 112	-1 762	-2 576	-2 387	-2 291	-2 195	-2
10	944	-2 978	-2 101	-1 104	-1 108	-1 119	-1 155	-1 196	-1 233	-1 236	-1 213	-1 166	-1 132	-1 110	-1 755	-2 574	-2 386	-2 291	-2 195	-2
15	285	-2 300	-2 314	-2 329	-2 343	-2 374	-2 471	-2 663	-2 106	-1 153	-1 163	-1 145	-1 123	-1 104	-1 739	-2 566	-2 384	-2 290	-2 194	-2
20	144	-2 146	-2 148	-2 150	-2 152	-2 157	-2 179	-2 232	-2 409	-2 845	-2 113	-1 122	-1 111	-1 096	-2 716	-2 557	-2 381	-2 289	-2 194	-2
25	770	-3 763	-3 773	-3 783	-3 794	-3 818	-3 888	-3 103	-2 159	-2 412	-2 706	-2 975	-2 974	-2 895	-2 689	-2 545	-2 378	-2 287	-2 194	-2
30	481	-3 481	-3 482	-3 483	-3 485	-3 491	-3 519	-3 568	-3 741	-3 187	-2 406	-2 739	-2 828	-2 806	-2 657	-2 530	-2 373	-2 285	-2 193	-2
40	248	-3 248	-3 248	-3 248	-3 249	-3 250	-3 255	-3 264	-3 288	-3 445	-3 112	-2 368	-2 550	-2 545	-2 582	-2 495	-2 362	-2 280	-2 191	-2
50	148	-3																		
75	590	-4																		
100	309	-4																		
150	125	-4																		
200	663	-5																		
300	273	-5																		
400	145	-5																		
500	905	-6																		
600	612	-6																		
700	440	-6																		
800	332	-6																		
1000	206	-6																		
1300	119	-6																		
1500	879	-7																		
2000	482	-7																		

Значения $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ для $\gamma = 1$

β	β_D																		
	0	0,5	1	1,5	2	3	5	7	10	15	20	30	40	50	75	100	150	200	300
0	817	1812	1805	1791	1772	1725	1623	1534	1433	1324	1257	1180	1138	1112	1759	2573	2385	2289	2194
1	800	1792	1788	1769	1752	1709	1614	1528	1430	1323	1256	1180	1138	1112	1759	2573	2385	2289	2194
2	728	1723	1717	1707	1694	1661	1586	1512	1422	1319	1254	1179	1138	1112	1758	2573	2385	2289	2194
3	622	1620	1618	1614	1608	1591	1542	1485	1408	1314	1252	1178	1138	1112	1758	2573	2385	2289	2194
5	387	1392	1398	1403	1409	1420	1427	1411	1368	1297	1244	1176	1136	1111	1756	2572	2384	2289	2194
7	227	1233	1239	1245	1252	1271	1306	1323	1316	1274	1232	1171	1134	1110	1752	2570	2384	2289	2193
10	112	1115	1119	1122	1126	1135	1166	1200	1230	1230	1208	1163	1130	1108	1746	2568	2383	2289	2193
15	380	2395	2410	2426	2441	2473	2570	2752	2111	152	1161	1441	121	1103	1730	2561	2381	2288	2193
20	179	2182	2186	2189	2193	2200	2228	2287	2433	2366	2112	121	110	1062	2708	2551	2378	2287	2193
25	100	2101	2102	2104	2105	2108	2116	2133	2195	2441	2717	2966	2961	2884	2681	2539	2374	2285	2192
30	650	3657	3660	3664	3669	3677	3708	3766	3968	3212	2422	2737	2820	2796	2650	2525	2370	2283	2192
40	547	3347	3348	3348	3349	3351	3357	3368	3398	3580	3126	2375	2548	2612	2576	2490	2359	2278	2190
50	212	3212	3212	3212	3213	3214	3216	3220	3229	3264	3411	3163	3238	2436	2494	2449	2345	2272	2188
75	874	4	875	4876	4881	4887	4881	4887	4902	4943	4101	3180	3313	3138	2289	2331	2301	2252	2182
100	468	4	468	4476	4476	4472	4472	4472	4476	4488	4505	4575	4103	3307	3137	2216	2248	2226	2173
150	196	4	196	4196	4196	4196	4196	4196	4196	4199	4202	4211	4226	4271	4181	3647	3144	2166	2151
200	106	4	106	4106	4108	4108	4108	4108	4108	4106	4108	4110	4114	4120	4218	4127	3670	3108	2124
300	450	5	453	5458	5464	5472	5472	5472	5472	5458	453	5458	5464	5472	5507	5655	5797	4314	3717
400	246	5	247	5248	5250	5250	5250	5250	5250	5248	247	5248	5250	5252	5281	5276	5671	5580	4332
500	154	5	154	5154	5156	5156	5156	5156	5156	5154	154	5154	5156	5157	5160	5165	5191	5800	5124
600	105	5	106	5106	5108	5108	5108	5108	5108	5106	106	5106	5108	5107	5108	5110	5118	5172	5376
700	765	6	769	6772	6772	6772	6772	6772	6772	6772	769	6772	6772	6772	6780	6792	6830	6913	6965
800	580	6	582	6584	6584	6588	6588	6588	6588	6588	582	6584	6584	6588	6588	6595	6616	6651	6241
1000	366	6	366	6366	6366	6366	6366	6366	6366	6366	366	6366	6366	6366	6369	6372	6380	6392	6468
1300	213	6	213	6213	6213	6213	6213	6213	6213	6213	213	6213	6213	6213	6214	6215	6218	6221	6234
1500	159	6	159	6159	6159	6159	6159	6159	6159	6159	159	6159	6159	6159	6159	6160	6161	6163	6170
2000	880	7	883	7887	7887	7887	7887	7887	7887	7887	883	7887	7887	7887	7887	7887	7887	7887	7912

Значения $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ для $\gamma = 1,5$

β	β_D																				
	0	0,5	1	1,5	2	3	5	7	10	15	20	30	40	50	75	100	150	200	300		
0	748	-1 739	-1 728	-1 716	-1 701	-1 664	-1 580	-1 503	-1 414	-1 313	-1 250	-1 177	-1 136	-1 111	-1 754	-2 570	-2 384	-2 289	-2 193	-2	
1	731	-1 729	-1 722	-1 711	-1 696	-1 660	-1 578	-1 502	-1 412	-1 313	-1 250	-1 177	-1 136	-1 111	-1 754	-2 570	-2 384	-2 289	-2 193	-2	
2	670	-1 664	-1 658	-1 650	-1 639	-1 612	-1 548	-1 484	-1 403	-1 309	-1 248	-1 176	-1 136	-1 111	-1 753	-2 570	-2 383	-2 289	-2 193	-2	
3	586	-1 584	-1 581	-1 576	-1 570	-1 555	-1 511	-1 460	-1 391	-1 304	-1 246	-1 175	-1 136	-1 110	-1 752	-2 570	-2 383	-2 289	-2 193	-2	
5	391	-1 394	-1 398	-1 401	-1 405	-1 411	-1 412	-1 395	-1 355	-1 288	-1 238	-1 173	-1 134	-1 110	-1 750	-2 569	-2 383	-2 289	-2 193	-2	
7	243	-1 248	-1 253	-1 258	-1 264	-1 278	-1 304	-1 316	-1 307	-1 266	-1 226	-1 168	-1 133	-1 109	-1 747	-2 568	-2 383	-2 288	-2 193	-2	
10	124	-1 127	-1 131	-1 134	-1 138	-1 147	-1 174	-1 203	-1 228	-1 226	-1 204	-1 160	-1 129	-1 107	-1 741	-2 565	-2 382	-2 288	-2 193	-2	
15	463	-2 478	-2 493	-2 509	-2 524	-2 556	-2 654	-2 826	-2 115	-1 151	-1 159	-1 142	-1 120	-1 102	-1 725	-2 558	-2 380	-2 287	-2 193	-2	
20	226	-2 230	-2 234	-2 238	-2 242	-2 251	-2 281	-2 342	-2 513	-2 888	-2 112	-1 120	-1 108	-1 108	-1 954	-2 704	-2 549	-2 377	-2 286	-2 192	-2
25	130	-2 131	-2 133	-2 134	-2 136	-2 139	-2 148	-2 168	-2 233	-2 471	-2 730	-2 962	-2 954	-2 877	-2 677	-2 537	-2 373	-2 284	-2 192	-2	
30	840	-3 847	-3 855	-3 862	-3 870	-3 885	-3 928	-3 999	-3 122	-2 239	-2 441	-2 739	-2 816	-2 791	-2 646	-2 523	-2 369	-2 282	-2 191	-2	
40	450	-3 450	-3 453	-3 455	-3 458	-3 463	-3 474	-3 489	-3 527	-3 730	-3 142	-2 383	-2 549	-2 610	-2 573	-2 488	-2 358	-2 278	-2 190	-2	
50	276	-3	276	-3 276	-3 276	-3 278	-3 281	-3 286	-3 300	-3 345	-3 507	-3 172	-2 333	-2 437	-2 492	-2 447	-2 344	-2 272	-2 188	-2	
75	116	-3	116	-3 116	-3 116	-3 116	-3 116	-3 117	-3 119	-3 124	-3 134	-3 221	-3 659	-3 141	-2 289	-2 330	-2 300	-2 251	-2 182	-2	
100	627	-4	633	-4 638	-4 652	-4 674	-4 764	-4 633	-4 638	-4 652	-4 674	-4 764	-4 126	-3 333	-3 139	-2 216	-2 248	-2 226	-2 173	-2	
150	267	-4	268	-4 269	-4 271	-4 275	-4 286	-4 268	-4 269	-4 271	-4 275	-4 286	-4 306	-4 359	-4 192	-3 656	-3 144	-2 166	-2 151	-2	
200	146	-4	146	-4 146	-4 147	-4 148	-4 152	-4 146	-4 146	-4 147	-4 148	-4 152	-4 156	-4 164	-4 273	-4 134	-3 674	-3 108	-2 124	-2	
300	627	-5	629	-5 631	-5 637	-5 646	-5 637	-5 631	-5 631	-5 631	-5 631	-5 637	-5 646	-5 657	-5 704	-5 876	-5 827	-4 317	-3 717	-3	
400	345	-5	346	-5 347	-5 348	-5 351	-5 348	-5 346	-5 347	-5 347	-5 347	-5 348	-5 351	-5 354	-5 367	-5 387	-5 807	-5 597	-4 333	-3	
500	218	-5	218	-5 218	-5 218	-5 219	-5 219	-5 218	-5 218	-5 218	-5 218	-5 219	-5 220	-5 221	-5 226	-5 233	-5 267	-5 892	-5 125	-3	
600	150	-5	150	-5 150	-5 150	-5 150	-5 150	-5 150	-5 150	-5 150	-5 150	-5 150	-5 151	-5 151	-5 153	-5 157	-5 168	-5 227	-5 383	-4	
700	109	-5	110	-5 110	-5 111	-5 113	-5 113	-5 113	-5 113	-5 113	-5 113	-5 113	-5 113	-5 113	-5 113	-5 113	-5 118	-5 129	-5 102	-4	
800	829	-6	832	-6 834	-6 840	-6 850	-6 850	-6 840	-6 840	-6 840	-6 840	-6 850	-6 850	-6 850	-6 850	-6 850	-6 879	-6 928	-6 275	-5	
1000	525	-6	526	-6 527	-6 530	-6 533	-6 533	-6 530	-6 530	-6 530	-6 530	-6 533	-6 544	-6 544	-6 544	-6 544	-6 563	-6 666	-6 666	-6	
1300	307	-6	308	-6 308	-6 309	-6 310	-6 310	-6 310	-6 310	-6 310	-6 310	-6 310	-6 314	-6 314	-6 314	-6 314	-6 319	-6 337	-6 337	-6	
1500	229	-6	230	-6 230	-6 230	-6 231	-6 231	-6 230	-6 230	-6 230	-6 230	-6 231	-6 233	-6 233	-6 233	-6 233	-6 236	-6 236	-6 236	-6	
2000	128	-6	128	-6 128	-6 128	-6 128	-6 128	-6 128	-6 128	-6 128	-6 128	-6 128	-6 129	-6 129	-6 129	-6 129	-6 130	-6 130	-6 132	-6	

Таблица 5

Значения $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ для $\gamma = 2$

β	β_D																		
	0	0,5	1	1,5	2	3	5	7	10	15	20	30	40	50	75	100	150	200	300
0	690	-1 684	-1 677	-1 667	-1 654	-1 621	-1 548	-1 479	-1 398	-1 304	-1 245	-1 174	-1 135	-1 110	-1 750	-2 569	-2 383	-2 289	-2 193
1	670	-1 666	-1 660	-1 652	-1 640	-1 610	-1 541	-1 475	-1 396	-1 304	-1 244	-1 174	-1 135	-1 110	-1 750	-2 569	-2 383	-2 289	-2 193
2	622	-1 619	-1 615	-1 608	-1 599	-1 576	-1 520	-1 462	-1 389	-1 301	-1 243	-1 174	-1 135	-1 110	-1 750	-2 568	-2 383	-2 289	-2 193
3	552	-1 550	-1 548	-1 544	-1 540	-1 526	-1 487	-1 441	-1 377	-1 296	-1 240	-1 173	-1 134	-1 110	-1 749	-2 568	-2 383	-2 289	-2 193
5	387	-1 389	-1 391	-1 394	-1 396	-1 400	-1 398	-1 381	-1 344	-1 281	-1 233	-1 170	-1 133	-1 109	-1 747	-2 567	-2 383	-2 288	-2 193
7	252	-1 256	-1 260	-1 264	-1 269	-1 280	-1 301	-1 309	-1 299	-1 260	-1 222	-1 166	-1 131	-1 108	-1 744	-2 566	-2 382	-2 288	-2 193
10	133	-1 136	-1 140	-1 143	-1 147	-1 155	-1 179	-1 204	-1 225	-1 222	-1 201	-1 158	-1 128	-1 106	-1 738	-2 563	-2 381	-2 288	-2 193
15	536	-2 551	-2 566	-2 581	-2 596	-2 627	-2 723	-2 886	-1 118	-1 151	-1 157	-1 140	-1 119	-1 101	-1 722	-2 556	-2 379	-2 287	-2 193
20	272	-2 276	-2 280	-2 285	-2 289	-2 298	-2 330	-2 391	-2 556	-2 905	-2 112	-1 119	-1 108	-1 108	-1 701	-2 547	-2 376	-2 286	-2 192
25	160	-2 161	-2 163	-2 164	-2 166	-2 169	-2 180	-2 200	-2 267	-2 493	-2 740	-2 956	-2 946	-2 872	-2 675	-2 535	-2 373	-2 284	-2 192
30	100	-2 101	-2 102	-2 103	-2 104	-2 106	-2 112	-2 120	-2 143	-2 262	-2 456	-2 739	-2 811	-2 788	-2 644	-2 521	-2 368	-2 282	-2 191
40	550	-3 550	-3 553	-3 555	-3 558	-3 564	-3 577	-3 594	-3 639	-3 863	-3 156	-2 390	-2 550	-2 609	-2 572	-2 346	-2 357	-2 278	-2 190
50	340	-3 340	-3 342	-3 340	-3 340	-3 342	-3 345	-3 352	-3 368	-3 421	-3 596	-3 180	-2 337	-2 439	-2 491	-2 447	-2 343	-2 271	-2 188
75	144	-3 144	-3 144	-3 144	-3 144	-3 144	-3 145	-3 146	-3 148	-3 155	-3 166	-3 261	-3 700	-3 145	-2 290	-2 330	-2 300	-2 251	-2 182
100	787	-4 787	-4 787	-4 787	-4 787	-4 787	-4 790	-4 793	-4 800	-4 817	-4 844	-4 952	-4 149	-3 358	-3 141	-2 217	-2 248	-2 226	-2 173
150	337	-4 337	-4 337	-4 337	-4 337	-4 337	-4 338	-4 339	-4 340	-4 343	-4 348	-4 362	-4 386	-4 448	-4 204	-3 666	-3 144	-2 166	-2 151
200	186	-4 186	-4 186	-4 186	-4 186	-4 186	-4 186	-4 186	-4 186	-4 187	-4 189	-4 193	-4 199	-4 208	-4 327	-4 140	-3 679	-3 108	-2 124
300	803	-5 803	-5 803	-5 803	-5 803	-5 803	-5 805	-5 807	-5 805	-5 807	-5 809	-5 817	-5 827	-5 842	-5 900	-5 110	-4 857	-4 320	-3 719
400	445	-5 445	-5 445	-5 445	-5 445	-5 445	-5 445	-5 446	-5 445	-5 446	-5 446	-5 449	-5 452	-5 456	-5 472	-5 498	-5 943	-5 614	-4 334
500	281	-5 281	-5 281	-5 281	-5 281	-5 281	-5 282	-5 282	-5 282	-5 282	-5 282	-5 283	-5 284	-5 286	-5 292	-5 301	-5 342	-5 984	-5 126
600	194	-5 194	-5 194	-5 194	-5 194	-5 194	-5 194	-5 194	-5 194	-5 194	-5 194	-5 195	-5 195	-5 195	-5 196	-5 199	-5 203	-5 217	-5 282
700	141	-5 141	-5 141	-5 141	-5 141	-5 141	-5 142	-5 142	-5 142	-5 142	-5 142	-5 142	-5 142	-5 143	-5 144	-5 146	-5 153	-5 167	-5 107
800	108	-5 108	-5 108	-5 108	-5 108	-5 108	-5 109	-5 109	-5 109	-5 109	-5 109	-5 108	-5 108	-5 109	-5 109	-5 110	-5 114	-5 120	-5 310
1000	684	-6 684	-6 684	-6 684	-6 684	-6 684	-6 684	-6 684	-6 684	-6 684	-6 684	-6 685	-6 686	-6 687	-6 690	-6 695	-6 709	-6 732	-6 844
1300	401	-6 401	-6 401	-6 401	-6 401	-6 401	-6 401	-6 401	-6 401	-6 401	-6 401	-6 401	-6 402	-6 402	-6 403	-6 405	-6 410	-6 417	-6 440
1500	300	-6 300	-6 300	-6 300	-6 300	-6 300	-6 300	-6 300	-6 300	-6 300	-6 300	-6 300	-6 300	-6 300	-6 301	-6 302	-6 305	-6 309	-6 321
2000	168	-6 168	-6 168	-6 168	-6 168	-6 168	-6 168	-6 168	-6 168	-6 168	-6 168	-6 168	-6 168	-6 168	-6 168	-6 168	-6 169	-6 170	-6 174

Значения $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ для $\gamma = 3$

β	β_D																				
	0	0,5	1	1,5	2	3	5	7	10	15	20	30	40	50	75	100	150	200	300		
0	586	-1 583	-1 578	-1 571	-1 562	-1 539	-1 485	-1 432	-1 366	-1 286	-1 233	-1 168	-1 131	-1 108	-1 739	-2 562	-2 380	-2 287	-2 193	-2	
1	574	-1 571	-1 567	-1 561	-1 552	-1 531	-1 480	-1 429	-1 364	-1 285	-1 232	-1 168	-1 131	-1 108	-1 739	-2 562	-2 380	-2 287	-2 193	-2	
2	541	-1 539	-1 536	-1 532	-1 524	-1 507	-1 464	-1 418	-1 358	-1 282	-1 231	-1 168	-1 131	-1 107	-1 738	-2 562	-2 380	-2 287	-2 193	-2	
3	492	-1 490	-1 488	-1 486	-1 482	-1 470	-1 439	-1 401	-1 348	-1 278	-1 229	-1 167	-1 131	-1 107	-1 738	-2 562	-2 380	-2 287	-2 192	-2	
5	372	-1 372	-1 373	-1 374	-1 374	-1 375	-1 369	-1 353	-1 320	-1 265	-1 222	-1 164	-1 130	-1 106	-1 735	-2 561	-2 380	-2 287	-2 192	-2	
7	260	-1 263	-1 265	-1 268	-1 271	-1 278	-1 291	-1 294	-1 282	-1 247	-1 212	-1 161	-1 128	-1 106	-1 733	-2 560	-2 380	-2 287	-2 192	-2	
10	150	-1 153	-1 158	-1 158	-1 161	-1 166	-1 187	-1 204	-1 219	-1 213	-1 193	-1 153	-1 124	-1 104	-1 727	-2 557	-2 378	-2 286	-2 192	-2	
15	664	-2 679	-2 694	-2 708	-2 723	-2 754	-2 844	-2 985	-2 123	-1 150	-1 153	-1 136	-1 116	-1 991	-2 712	-2 550	-2 376	-2 285	-2 192	-2	
20	355	-2 360	-2 364	-2 369	-2 373	-2 384	-2 417	-2 478	-2 630	-2 935	-2 112	-1 116	-1 105	-1 930	-2 691	-2 541	-2 374	-2 284	-2 192	-2	
25	210	-2 212	-2 214	-2 216	-2 218	-2 223	-2 236	-2 261	-2 330	-2 543	-2 760	-2 948	-2 933	-2 858	-2 665	-2 530	-2 370	-2 283	-2 191	-2	
30	140	-2 141	-2 142	-2 143	-2 144	-2 147	-2 153	-2 163	-2 192	-2 308	-2 487	-2 741	-2 803	-2 777	-2 635	-2 516	-2 366	-2 281	-2 191	-2	
40	800	-3 804	-3 808	-3 813	-3 817	-3 825	-3 842	-3 862	-3 914	-3 116	-2 186	-2 405	-2 552	-2 605	-2 566	-2 483	-2 355	-2 276	-2 189	-2	
50	500	-3 486	-3 487	-3 489	-3 491	-3 494	-3 502	-3 512	-3 533	-3 600	-3 793	-3 198	-2 345	-2 440	-2 487	-2 443	-2 341	-2 270	-2 187	-2	
75	200	-3 200	-3 201	-3 201	-3 201	-3 201	-3 202	-3 203	-3 206	-3 216	-3 232	-3 346	-3 790	-3 151	-2 294	-2 329	-2 298	-2 250	-2 181	-2	
100	410	-3	110	-3 110	-3 110	-3 111	-3 111	-3 111	-3 114	-3 115	-3 118	-3 133	-3 195	-3 409	-3 143	-2 217	-2 247	-2 225	-2 173	-2	
150	479	-4				479	-4 480	-4 480	-4 482	-4 487	-4 493	-4 513	-4 547	-4 626	-4 226	-3 683	-3 144	-2 166	-2 150	-2	
200	265	-4					266	-4 266	-4 266	-4 268	-4 270	-4 275	-4 284	-4 297	-4 436	-4 153	-3 685	-3 108	-2 124	-2	
300	116	-4					116	-4 116	-4 116	-4 116	-4 116	-4 118	-4 119	-4 121	-4 129	-4 154	-4 914	-4 324	-3 719	-3	
400	644	-5								645	-5 646	-5 649	-5 654	-5 660	-5 682	-5 719	-5 121	-4 643	-4 336	-3	
500	409	-5								409	-5 410	-5 411	-5 413	-5 415	-5 424	-5 437	-5 493	-5 117	-4 128	-3	
600	282	-5									283	-5 283	-5 284	-5 285	-5 289	-5 295	-5 315	-5 393	-5 405	-4	
700	206	-5									207	-5 207	-5 207	-5 208	-5 210	-5 213	-5 223	-5 242	-5 116	-4	
800	157	-5									158	-5 158	-5 158	-5 158	-5 160	-5 161	-5 167	-5 176	-5 377	-5	
1000	100	-5									100	-5 100	-5 100	-5 101	-5 101	-5 102	-5 104	-5 107	-5 122	-5	
1300	590	-6													591	-6 593	-6 595	-6 602	-6 612	-6 646	-6
1500	442	-6													442	-6 443	-6 445	-6 448	-6 454	-6 472	-6
2000	247	-6														248	-6 248	-6 249	-6 251	-6 256	-6

Значения $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ для $\gamma = 4$

β	β_D																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																												
	0	0,5	1	1,5	2	3	5	7	10	15	20	30	40	50	75																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																														
0	508	—	1 505	—	1 496	—	1 490	—	1 474	—	1 433	—	1 392	—	1 337	—	1 268	—	1 221	—	1 162	—	1 127	—	1 105	—	1 105	—	1 124	—	1 253	—	2 375	—	2 553	—	2 724	—	2 724	—	2 553	—	2 375	—	2 284	—	2 191	—	2																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																												
1	497	—	1 496	—	1 489	—	1 483	—	1 468	—	1 429	—	1 389	—	1 335	—	1 268	—	1 221	—	1 162	—	1 127	—	1 105	—	1 105	—	1 124	—	1 253	—	2 375	—	2 553	—	2 724	—	2 724	—	2 553	—	2 375	—	2 284	—	2 191	—	2																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																												
2	476	—	1 474	—	1 468	—	1 463	—	1 450	—	1 417	—	1 380	—	1 330	—	1 265	—	1 220	—	1 161	—	1 127	—	1 105	—	1 105	—	1 124	—	1 253	—	2 375	—	2 553	—	2 724	—	2 724	—	2 553	—	2 375	—	2 284	—	2 191	—	2																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																												
3	442	—	1 440	—	1 438	—	1 432	—	1 423	—	1 397	—	1 367	—	1 323	—	1 262	—	1 218	—	1 161	—	1 127	—	1 104	—	1 104	—	1 124	—	1 253	—	2 375	—	2 553	—	2 724	—	2 724	—	2 553	—	2 375	—	2 284	—	2 191	—	2																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																												
5	351	—	1 351	—	1 351	—	1 351	—	1 351	—	1 343	—	1 328	—	1 299	—	1 250	—	1 211	—	1 158	—	1 127	—	1 104	—	1 104	—	1 124	—	1 253	—	2 375	—	2 553	—	2 724	—	2 724	—	2 553	—	2 375	—	2 284	—	2 191	—	2																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																												
7	261	—	1 263	—	1 264	—	1 266	—	1 268	—	1 271	—	1 278	—	1 287	—	1 234	—	1 202	—	1 155	—	1 124	—	1 103	—	1 103	—	1 124	—	1 253	—	2 375	—	2 553	—	2 724	—	2 724	—	2 553	—	2 375	—	2 284	—	2 191	—	2																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																												
10	161	—	1 165	—	1 166	—	1 168	—	1 170	—	1 176	—	1 190	—	1 202	—	1 211	—	1 204	—	1 185	—	1 148	—	1 121	—	1 101	—	1 121	—	1 253	—	2 375	—	2 553	—	2 724	—	2 724	—	2 553	—	2 375	—	2 284	—	2 191	—	2																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																												
15	773	—	2 787	—	2 801	—	2 815	—	2 829	—	2 858	—	2 939	—	2 106	—	1 126	—	1 146	—	1 149	—	1 132	—	1 113	—	1 067	—	1 098	—	2 541	—	2 372	—	2 541	—	2 372	—	2 541	—	2 372	—	2 282	—	2 190	—	2																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																														
20	430	—	2 435	—	2 440	—	2 445	—	2 449	—	2 460	—	2 493	—	2 552	—	2 690	—	2 952	—	2 111	—	1 113	—	1 103	—	1 099	—	1 099	—	2 532	—	2 369	—	2 532	—	2 369	—	2 532	—	2 369	—	2 281	—	2 190	—	2																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																														
25	260	—	2 262	—	2 264	—	2 267	—	2 269	—	2 274	—	2 288	—	2 314	—	2 382	—	2 577	—	2 769	—	2 932	—	2 913	—	2 840	—	2 840	—	2 654	—	2 521	—	2 654	—	2 521	—	2 654	—	2 521	—	2 365	—	2 279	—	2 189	—	2																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																												
30	170	—	2 171	—	2 173	—	2 174	—	2 176	—	2 179	—	2 186	—	2 198	—	2 230	—	2 343	—	2 507	—	2 736	—	2 790	—	2 762	—	2 762	—	2 625	—	2 508	—	2 625	—	2 508	—	2 625	—	2 508	—	2 361	—	2 278	—	2 189	—	2																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																												
40	922	—	3 926	—	3 933	—	3 939	—	3 946	—	3 959	—	3 985	—	4 022	—	4 109	—	4 237	—	4 413	—	4 643	—	4 829	—	5 077	—	5 327	—	5 577	—	5 827	—	6 077	—	6 327	—	6 577	—	6 827	—	7 077	—	7 327	—	7 577	—	7 827	—	8 077	—	8 327	—	8 577	—	8 827	—	9 077	—	9 327	—	9 577	—	9 827	—	10 077	—	10 327	—	10 577	—	10 827	—	11 077	—	11 327	—	11 577	—	11 827	—	12 077	—	12 327	—	12 577	—	12 827	—	13 077	—	13 327	—	13 577	—	13 827	—	14 077	—	14 327	—	14 577	—	14 827	—	15 077	—	15 327	—	15 577	—	15 827	—	16 077	—	16 327	—	16 577	—	16 827	—	17 077	—	17 327	—	17 577	—	17 827	—	18 077	—	18 327	—	18 577	—	18 827	—	19 077	—	19 327	—	19 577	—	19 827	—	20 077	—	20 327	—	20 577	—	20 827	—	21 077	—	21 327	—	21 577	—	21 827	—	22 077	—	22 327	—	22 577	—	22 827	—	23 077	—	23 327	—	23 577	—	23 827	—	24 077	—	24 327	—	24 577	—	24 827	—	25 077	—	25 327	—	25 577	—	25 827	—	26 077	—	26 327	—	26 577	—	26 827	—	27 077	—	27 327	—	27 577	—	27 827	—	28 077	—	28 327	—	28 577	—	28 827	—	29 077	—	29 327	—	29 577	—	29 827	—	30 077	—	30 327	—	30 577	—	30 827	—	31 077	—	31 327	—	31 577	—	31 827	—	32 077	—	32 327	—	32 577	—	32 827	—	33 077	—	33 327	—	33 577	—	33 827	—	34 077	—	34 327	—	34 577	—	34 827	—	35 077	—	35 327	—	35 577	—	35 827	—	36 077	—	36 327	—	36 577	—	36 827	—	37 077	—	37 327	—	37 577	—	37 827	—	38 077	—	38 327	—	38 577	—	38 827	—	39 077	—	39 327	—	39 577	—	39 827	—	40 077	—	40 327	—	40 577	—	40 827	—	41 077	—	41 327	—	41 577	—	41 827	—	42 077	—	42 327	—	42 577	—	42 827	—	43 077	—	43 327	—	43 577	—	43 827	—	44 077	—	44 327	—	44 577	—	44 827	—	45 077	—	45 327	—	45 577	—	45 827	—	46 077	—	46 327	—	46 577	—	46 827	—	47 077	—	47 327	—	47 577	—	47 827	—	48 077	—	48 327	—	48 577	—	48 827	—	49 077	—	49 327	—	49 577	—	49 827	—	50 077	—	50 327	—	50 577	—	50 827	—	51 077	—	51 327	—	51 577	—	51 827	—	52 077	—	52 327	—	52 577	—	52 827	—	53 077	—	53 327	—	53 577	—	53 827	—	54 077	—	54 327	—	54 577	—	54 827	—	55 077	—	55 327	—	55 577	—	55 827	—	56 077	—	56 327	—	56 577	—	56 827	—	57 077	—	57 327	—	57 577	—	57 827	—	58 077	—	58 327	—	58 577	—	58 827	—	59 077	—	59 327	—	59 577	—	59 827	—	60 077	—	60 327	—	60 577	—	60 827	—	61 077	—	61 327	—	61 577	—	61 827	—	62 077	—	62 327	—	62 577	—	62 827	—	63 077	—	63 327	—	63 577	—	63 827	—	64 077	—	64 327	—	64 577	—	64 827	—	65 077	—	65 327	—	65 577	—	65 827	—	66 077	—	66 327	—	66 577	—	66 827	—	67 077	—	67 327	—	67 577	—	67 827	—	68 077	—	68 327	—	68 577	—	68 827	—	69 077	—	69 327	—	69 577	—	69 827	—	70 077	—	70 327	—	70 577	—	70 827	—	71 077	—	71 327	—	71 577	—	71 827	—	72 077	—	72 327	—	72 577	—	72 827	—	73 077	—	73 327	—	73 577	—	73 827	—	74 077	—	74 327	—	74 577	—	74 827	—	75 077	—	75 327	—	75 577	—	75 827	—	76 077	—	76 327	—	76 577	—	76 827	—	77 077	—	77 327	—	77 577	—	77 827	—	78 077	—	78 327	—	78 577	—	78 827	—	79 077	—	79 327	—	79 577	—	79 827	—	80 077	—	80 327	—	80 577	—	80 827	—	81 077	—	81 327	—	81 577	—	81 827	—	82 077	—	82 327	—	82 577	—	82 827	—	83 077	—	83 327	—	83 577	—	83 827	—	84 077	—	84 327	—	84 577	—	84 827	—	85 077	—	85 327	—	85 577	—	85 827	—	86 077	—	86 327	—	86 577	—	86 827	—	87 077	—	87 327	—	87 577	—	87 827	—	88 077	—	88 327	—	88 577	—	88 827	—	89 077	—	89 327	—	89 577	—	89 827	—	90 077	—	90 327	—	90 577	—	90 827	—	91 077	—	91 327	—	91 577	—	91 827	—	92 077	—	92 327	—	92 577	—	92 827	—	93 077	—	93 327	—	93 577	—	93 827	—	94 077	—	94 327	—	94 577	—	94 827	—	95 077	—	95 327	—	95 577	—	95 827	—	96 077	—	96 327	—	96 577	—	96 827	—	97 077	—	97 327	—	97 577	—	97 827	—	98 077	—	98 327	—	98 577	—	98 827	—	99 077	—	99 327	—	99 577	—	99 827	—	100 077	—	100 327	—	100 577	—	100 827	—	101 077	—	101 327	—	101 577	—	101 827	—	102 077	—	102 327	—	102 577	—	102 827	—	103 077	—	103 327	—	103 577	—	103 827	—	104 077	—	104 327	—	104 577	—	104 827	—	105 077	—	105 327	—	105 577	—	105 827	—	106 077	—	106 327	—	106 577	—	106 827	—	107 077	—	107 327	—	107 577	—	107 827	—	108 077	—	108 327	—	108 577	—	108 827	—	109 077	—	109 327	—	109 577	—	109 827	—	110 077	—	110 327	—	110 577	—	110 827	—	111 077	—	111 327	—	111 577	—	111 827	—	112 077	—	112 327	—	112 577	—	112 827	—	113 077	—	1

Значения $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ для $\gamma = 5$

β	β_D													
	0	0,5	1	1,5	2	3	5	7	10	15	20	30	40	50
0	448	1 446	1 444	1 441	1 436	1 424	1 392	1 358	1 313	1 254	1 211	1 157	1 124	1 103
1	443	1 441	1 439	1 435	1 431	1 419	1 389	1 356	1 312	1 253	1 211	1 157	1 124	1 103
2	425	1 424	1 422	1 419	1 415	1 405	1 379	1 348	1 307	1 251	1 210	1 156	1 124	1 103
3	398	1 397	1 396	1 394	1 391	1 384	1 363	1 338	1 301	1 248	1 208	1 156	1 124	1 102
5	330	1 330	1 329	1 329	1 328	1 327	1 319	1 306	1 280	1 238	1 202	1 154	1 123	1 102
7	257	1 258	1 259	1 260	1 261	1 263	1 266	1 265	1 253	1 223	1 194	1 150	1 121	1 101
10	169	1 171	1 173	1 174	1 176	1 180	1 190	1 199	1 205	1 196	1 178	1 144	1 118	1 093
15	867	2 880	2 893	2 905	2 918	2 945	2 102	1 112	1 128	1 144	1 145	1 129	1 111	1 095
20	499	2 504	2 509	2 514	2 519	2 530	2 563	2 619	2 744	2 969	2 110	1 111	1 101	1 096
25	310	2 312	2 315	2 318	2 320	2 325	2 341	2 367	2 434	2 612	2 781	2 922	2 900	2 829
30	210	2 211	2 213	2 214	2 216	2 218	2 226	2 239	2 271	2 380	2 530	2 736	2 783	2 754
40	109	2 111	2 112	2 112	2 113	2 115	2 118	2 122	2 131	2 163	2 233	2 426	2 552	2 595
50	701	3 704	3 708	3 712	3 716	3 725	3 741	3 760	3 798	3 904	3 114	2 227	2 358	2 441
75	303	3 303	3 304	3 309	3 310	3 313	3 320	3 328	3 342	3 374	3 430	3 556	3 988	3 166
100	168	3	169	3 170	3 171	3 173	3 177	3 182	3 188	3 200	3 212	3 240	3 314	3 530
150	762	4	762	4 762	4 762	4 762	4 763	4 764	4 767	4 774	4 784	4 817	4 886	4 102
200	424	4	425	4 425	4 426	4 428	4 431	4 431	4 431	4 431	4 431	4 440	4 454	4 475
300	186	4	186	4 187	4 187	4 187	4 186	4 186	4 186	4 186	4 186	4 189	4 192	4 195
400	104	4	104	4 104	4 104	4 104	4 104	4 104	4 104	4 104	4 104	4 105	4 106	4 107
500	663	5	667	5 667	5 670	5 674	5 674	5 688	5 709	5 795	5 154	4 132	3	3
600	459	5	461	5 462	5 464	5 464	5 470	5 480	5 512	5 512	5 512	5 512	5 512	5 512
700	336	5	337	5 338	5 339	5 342	5 347	5 363	5 363	5 363	5 363	5 363	5 363	5 363
800	257	5	257	5 258	5 258	5 258	5 260	5 263	5 272	5 272	5 272	5 272	5 272	5 272
1000	164	5	164	5 164	5 164	5 164	5 165	5 165	5 165	5 165	5 165	5 165	5 165	5 165
1300	966	6	971	6 975	6 986	6 100	5 105	5 105	5 105	5 105	5 105	5 105	5 105	5 105
1500	724	6	727	6 730	6 736	6 745	6 774	6 774	6 774	6 774	6 774	6 774	6 774	6 774
2000	406	6	407	6 408	6 410	6 413	6 421	6 421	6 421	6 421	6 421	6 421	6 421	6 421

Таблица 9

Значения $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ для $\gamma = 6$

β	βD																		
	0	0,5	1	1,5	2	3	5	7	10	15	20	30	40	50	75	100	150	200	300
0	401	1399	1398	1394	1390	1380	1356	1328	1290	1239	1201	1151	1120	1100	1703	2541	2370	2281	2189
1	396	1394	1392	1390	1389	1377	1353	1327	1289	1238	1201	1151	1120	1100	1703	2541	2370	2281	2189
2	380	1379	1378	1376	1374	1366	1345	1321	1286	1237	1200	1151	1120	1100	1702	2541	2370	2281	2189
3	360	1359	1358	1357	1355	1349	1333	1312	1280	1234	1198	1150	1120	1099	2702	2540	2370	2281	2189
5	308	1308	1307	1307	1306	1304	1297	1285	1263	1225	1193	1148	1119	1093	2700	2540	2369	2280	2189
7	250	1250	1251	1251	1252	1253	1254	1250	1239	1212	1186	1145	1118	1095	2697	2538	2369	2280	2189
10	173	1174	1176	1177	1178	1181	1188	1194	1197	1188	1171	1139	1115	1098	2692	2536	2368	2280	2189
15	930	2942	2954	2965	2977	2100	1106	1115	1128	1141	1141	1125	1108	1098	2678	2530	2366	2279	2189
20	550	2555	2560	2565	2570	2581	2614	2666	2778	2972	2108	1109	1098	2875	2659	2521	2364	2278	2189
25	350	2352	2355	2358	2360	2366	2381	2408	2473	2634	2784	2906	2881	2811	2636	2510	2360	2276	2188
30	240	2242	2243	2245	2246	2249	2258	2271	2304	2408	2545	2730	2769	2740	2609	2498	2356	2275	2188
40	130	2131	2132	2133	2134	2135	2139	2143	2152	2186	2253	2433	2548	2587	2545	2467	2346	2270	2186
50	845	3845	3849	3854	3858	3868	3887	3908	3949	3106	2430	2239	2362	2439	2473	2430	2333	2264	2184
75	370	3	370	372	374	377	382	3890	3400	3450	3481	3617	3105	2170	2291	2323	2292	2245	2178
100	206	3	206	3	206	3	207	3	208	3	215	3	226	3	261	3	344	3	564
150	903	4	905	4	909	4	905	4	906	4	918	4	929	4	966	4	103	3	117
200	504	4	504	4	506	4	504	4	505	4	508	4	512	4	522	4	539	4	563
300	222	4	222	4	223	4	222	4	222	4	223	4	225	4	228	4	232	4	248
400	124	4	124	4	124	4	124	4	124	4	124	4	125	4	126	4	127	4	131
500	791	5	795	5	799	5	795	5	799	5	803	5	803	5	820	5	845	5	845
600	548	5	550	5	551	5	553	5	551	5	553	5	553	5	561	5	572	5	572
700	401	5	402	5	403	5	404	5	408	5	404	5	403	5	408	5	414	5	433
800	307	5	307	5	308	5	308	5	311	5	314	5	314	5	314	5	325	5	342
1000	196	5	196	5	196	5	196	5	196	5	196	5	196	5	197	5	199	5	203
1300	115	5	116	5	116	5	116	5	116	5	116	5	116	5	116	5	118	5	120
1500	866	6	869	6	872	6	879	6	889	6	890	6	890	6	890	6	890	6	890
2000	486	6	487	6	488	6	488	6	488	6	488	6	488	6	487	6	488	6	493

Значения $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ для $\gamma = 7$

β	β_D													
	0	0,5	1	1,5	2	3	5	7	10	15	20	30	40	50
0	350	-1 359	-1 357	-1 355	-1 353	-1 345	-1 326	-1 304	-1 272	-1 227	-1 193	-1 147	-1 118	-1 987
1	356	-1 355	-1 354	-1 352	-1 350	-1 342	-1 324	-1 302	-1 271	-1 226	-1 193	-1 147	-1 118	-1 987
2	347	-1 346	-1 345	-1 343	-1 340	-1 334	-1 317	-1 298	-1 268	-1 225	-1 192	-1 146	-1 118	-1 986
3	331	-1 330	-1 329	-1 328	-1 326	-1 321	-1 307	-1 290	-1 263	-1 222	-1 190	-1 146	-1 118	-1 984
5	289	-1 288	-1 288	-1 288	-1 287	-1 285	-1 278	-1 268	-1 248	-1 214	-1 186	-1 144	-1 117	-1 979
7	241	-1 241	-1 242	-1 242	-1 242	-1 242	-1 242	-1 238	-1 228	-1 203	-1 179	-1 141	-1 115	-1 972
10	175	-1 176	-1 176	-1 178	-1 179	-1 181	-1 186	-1 190	-1 191	-1 181	-1 166	-1 136	-1 112	-1 955
15	100	-1 101	-1 102	-1 103	-1 104	-1 106	-1 112	-1 118	-1 129	-1 139	-1 138	-1 123	-1 105	-1 917
20	611	-2 616	-2 621	-2 626	-2 631	-2 642	-2 673	-2 721	-2 819	-2 985	-2 108	-1 107	-1 972	-2 866
25	400	-2 402	-2 405	-2 408	-2 410	-2 416	-2 432	-2 458	-2 520	-2 665	-2 797	-2 900	-2 873	-2 804
30	280	-2 282	-2 283	-2 285	-2 287	-2 290	-2 299	-2 313	-2 346	-2 444	-2 568	-2 733	-2 765	-2 736
40	160	-2 161	-2 162	-2 162	-2 163	-2 165	-2 168	-2 172	-2 181	-2 214	-2 280	-2 448	-2 554	-2 588
50	970	-3 977	-3 984	-3 990	-3 997	-3 101	-2 104	-2 107	-2 112	-2 125	-2 151	-2 256	-2 372	-2 444
75	427	-3 427	-3 429	-3 433	-3 436	-3 439	-3 445	-3 455	-3 493	-3 530	-3 600	-3 744	-3 117	-2 179
100	230	-3 230	-3 232	-3 234	-3 237	-3 243	-3 243	-3 249	-3 259	-3 275	-3 292	-3 331	-3 419	-3 639
150	104	-3 104	-3 104	-3 104	-3 105	-3 105	-3 105	-3 105	-3 105	-3 106	-3 107	-3 112	-3 122	-3 140
200	584	-4 584	-4 585	-4 586	-4 588	-4 588	-4 588	-4 585	-4 586	-4 589	-4 593	-4 605	-4 624	-4 653
300	257	-4 257	-4 258	-4 258	-4 259	-4 261	-4 261	-4 261	-4 264	-4 269	-4 287	-4 333	-4 416	-4 511
400	144	-4 144	-4 144	-4 144	-4 144	-4 144	-4 144	-4 144	-4 144	-4 144	-4 144	-4 145	-4 146	-4 148
500	918	-5 918	-5 918	-5 918	-5 918	-5 918	-5 918	-5 918	-5 918	-5 918	-5 918	-5 918	-5 918	-5 918
600	636	-5 636	-5 636	-5 636	-5 636	-5 636	-5 636	-5 636	-5 636	-5 636	-5 636	-5 636	-5 636	-5 636
700	466	-5 466	-5 466	-5 466	-5 466	-5 466	-5 466	-5 466	-5 466	-5 466	-5 466	-5 466	-5 466	-5 466
800	356	-5 356	-5 356	-5 356	-5 356	-5 356	-5 356	-5 356	-5 356	-5 356	-5 356	-5 356	-5 356	-5 356
1000	228	-5 228	-5 228	-5 228	-5 228	-5 228	-5 228	-5 228	-5 228	-5 228	-5 228	-5 228	-5 228	-5 228
1300	134	-5 134	-5 134	-5 134	-5 134	-5 134	-5 134	-5 134	-5 134	-5 134	-5 134	-5 134	-5 134	-5 134
1500	101	-5 101	-5 101	-5 101	-5 101	-5 101	-5 101	-5 101	-5 101	-5 101	-5 101	-5 101	-5 101	-5 101
2000	565	-6 565	-6 565	-6 565	-6 565	-6 565	-6 565	-6 565	-6 565	-6 565	-6 565	-6 565	-6 565	-6 565

Таблица 11

Значения $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ для $\gamma = 8$

β	β_D																		
	0	0.5	1	1.5	2	3	5	7	10	15	20	30	40	50	75	100	150	200	300
0	327	-1 326	-1 324	-1 323	-1 320	-1 315	-1 300	-1 282	-1 254	-1 215	-1 184	-1 142	-1 115	-1 966	-2 688	-2 534	-2 368	-2 281	-2 188
1	323	-1 322	-1 322	-1 320	-1 318	-1 313	-1 298	-1 280	-1 254	-1 215	-1 184	-1 142	-1 115	-1 966	-2 688	-2 534	-2 368	-2 281	-2 188
2	315	-1 315	-1 314	-1 313	-1 311	-1 306	-1 293	-1 276	-1 251	-1 213	-1 183	-1 142	-1 115	-1 965	-2 688	-2 534	-2 368	-2 281	-2 188
3	305	-1 304	-1 302	-1 302	-1 300	-1 296	-1 285	-1 270	-1 247	-1 211	-1 181	-1 141	-1 115	-1 964	-2 687	-2 534	-2 368	-2 281	-2 188
5	272	-1 271	-1 271	-1 270	-1 269	-1 267	-1 261	-1 251	-1 234	-1 204	-1 178	-1 139	-1 114	-1 959	-2 686	-2 533	-2 368	-2 280	-2 188
7	231	-1 231	-1 231	-1 232	-1 232	-1 232	-1 230	-1 226	-1 216	-1 194	-1 172	-1 137	-1 112	-1 951	-2 683	-2 532	-2 367	-2 280	-2 188
10	174	-1 175	-1 175	-1 176	-1 177	-1 178	-1 182	-1 184	-1 184	-1 174	-1 160	-1 132	-1 110	-1 936	-2 678	-2 529	-2 367	-2 280	-2 188
15	105	-1 106	-1 106	-1 107	-1 108	-1 110	-1 114	-1 120	-1 128	-1 136	-1 134	-1 120	-1 103	-1 899	-2 665	-2 523	-2 365	-2 279	-2 188
20	640	-2 645	-2 652	-2 658	-2 665	-2 678	-2 710	-2 757	-2 844	-2 986	-2 105	-1 105	-1 953	-2 850	-2 647	-2 515	-2 362	-2 278	-2 188
25	450	-2 452	-2 453	-2 455	-2 457	-2 460	-2 474	-2 498	-2 555	-2 685	-2 799	-2 888	-2 858	-2 791	-2 625	-2 505	-2 359	-2 276	-2 187
30	320	-2 322	-2 323	-2 325	-2 326	-2 329	-2 337	-2 349	-2 379	-2 469	-2 582	-2 729	-2 756	-2 725	-2 600	-2 492	-2 355	-2 275	-2 187
40	170	-2 171	-2 172	-2 174	-2 175	-2 178	-2 183	-2 188	-2 200	-2 235	-2 298	-2 455	-2 552	-2 583	-2 539	-2 463	-2 344	-2 270	-2 185
50	110	-2 111	-2 111	-2 112	-2 112	-2 114	-2 116	-2 119	-2 124	-2 139	-2 166	-2 268	-2 377	-2 444	-2 470	-2 427	-2 332	-2 264	-2 183
75	483	-3 484	-3 485	-3 488	-3 491	-3 498	-3 508	-3 522	-3 544	-3 601	-3 672	-3 829	-3 125	-2 185	-2 296	-2 324	-2 292	-2 246	-2 177
100	260	-3 261	-3 262	-3 264	-3 266	-3 269	-3 276	-3 283	-3 294	-3 312	-3 332	-3 375	-3 468	-3 689	-3 159	-2 221	-2 244	-2 221	-2 169
150	119	-3 119	-3 119	-3 119	-3 119	-3 119	-3 119	-3 119	-3 119	-3 120	-3 122	-3 127	-3 138	-3 158	-3 349	-3 778	-3 146	-2 165	-2 148
200	663	-4	-4	-4	-4	-4	663	-4 663	-4 663	-4 669	-4 674	-4 687	-4 708	-4 741	-4 100	-3 221	-3 728	-3 109	-2 123
300	292	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	294	-4 294	-4 297	-4 301	-4 306	-4 326	-4 377	-4 121	-3 349	-3 719
400	164	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	164	-4 164	-4 165	-4 166	-4 168	-4 173	-4 183	-4 258	-4 814	-4 344
500	104	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	105	-4 106	-4 106	-4 108	-4 112	-4 125	-4 209	-4 137
600	724	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	727	-5 729	-5 732	-5 742	-5 757	-5 807	-5 948	-5 476
700	531	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	533	-5 534	-5 535	-5 541	-5 548	-5 573	-5 619	-5 165
800	403	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	407	-5 408	-5 408	-5 412	-5 416	-5 430	-5 453	-5 716
1000	259	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	260	-5 260	-5 260	-5 262	-5 263	-5 239	-5 277	-5 310
1300	153	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	153	-5 153	-5 153	-5 154	-5 154	-5 156	-5 159	-5 168
1500	115	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	115	-5 116	-5 116	-5 117	-5 117	-5 118	-5 123	-5
2000	645	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	647	-6 650	-6 650	-6 655	-6 655	-6 655	-6 655	-6 698

Значения $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ для $\gamma = 10$ β_D

β	0	0,5	1	1,5	2	3	5	7	10	15	20	30	40	50	75	100	150	200	300
0	275	-1 274	-1 274	-1 273	-1 272	-1 268	-1 258	-1 245	-1 225	-1 194	-1 169	-1 133	-1 109	-1 924	-2 663	-2 520	-2 361	-2 276	-2 188
1	274	-1 273	-1 273	-1 272	-1 270	-1 267	-1 256	-1 244	-1 224	-1 194	-1 169	-1 133	-1 109	-1 924	-2 666	-2 520	-2 361	-2 276	-2 188
2	239	-1 268	-1 268	-1 267	-1 266	-1 262	-1 253	-1 241	-1 222	-1 193	-1 168	-1 132	-1 109	-1 923	-2 665	-2 520	-2 361	-2 276	-2 188
3	261	-1 260	-1 260	-1 259	-1 258	-1 255	-1 247	-1 237	-1 219	-1 191	-1 167	-1 132	-1 109	-1 921	-2 665	-2 520	-2 361	-2 276	-2 188
5	239	-1 238	-1 238	-1 238	-1 237	-1 236	-1 230	-1 223	-1 210	-1 186	-1 164	-1 131	-1 108	-1 917	-2 664	-2 519	-2 361	-2 276	-2 188
7	211	-1 211	-1 211	-1 211	-1 211	-1 210	-1 208	-1 205	-1 196	-1 177	-1 159	-1 128	-1 107	-1 910	-2 661	-2 518	-2 361	-2 276	-2 188
10	169	-1 169	-1 170	-1 170	-1 170	-1 171	-1 172	-1 172	-1 171	-1 161	-1 149	-1 124	-1 104	-1 896	-2 656	-2 516	-2 360	-2 276	-2 188
15	110	-1 110	-1 111	-1 112	-1 112	-1 114	-1 116	-1 120	-1 126	-1 130	-1 127	-1 113	-1 986	-2 862	-2 644	-2 510	-2 360	-2 275	-2 188
20	716	-2 721	-2 725	-2 730	-2 735	-2 745	-2 770	-2 806	-2 873	-2 975	-2 103	-1 100	-1 912	-2 817	-2 628	-2 502	-2 355	-2 274	-2 187
25	500	-2 502	-2 504	-2 506	-2 508	-2 513	-2 527	-2 550	-2 600	-2 706	-2 795	-2 859	-2 826	-2 763	-2 607	-2 492	-2 352	-2 272	-2 187
30	360	-2 362	-2 364	-2 365	-2 367	-2 371	-2 380	-2 393	-2 424	-2 504	-2 597	-2 715	-2 733	-2 702	-2 583	-2 481	-2 348	-2 271	-2 186
40	210	-2 211	-2 212	-2 213	-2 214	-2 216	-2 219	-2 224	-2 235	-2 269	-2 328	-2 464	-2 546	-2 571	-2 526	-2 452	-2 338	-2 266	-2 185
50	130	-2 131	-2 132	-2 132	-2 133	-2 135	-2 138	-2 142	-2 149	-2 165	-2 192	-2 286	-2 382	-2 440	-2 461	-2 418	-2 326	-2 261	-2 183
75	580	-3 582	-3 584	-3 585	-3 586	-3 588	-3 610	-3 635	-3 660	-3 710	-3 790	-3 977	-3 138	-2 194	-2 295	-2 319	-2 287	-2 242	-2 177
100	322	-3 322	-3 324	-3 327	-3 329	-3 333	-3 342	-3 352	-3 365	-3 388	-3 410	-3 461	-3 561	-3 780	-3 162	-2 220	-2 241	-2 219	-2 169
150	143	-3 143	-3 144	-3 144	-3 144	-3 145	-3 146	-3 147	-3 148	-3 151	-3 154	-3 162	-3 175	-3 198	-3 393	-3 808	-3 146	-2 163	-2 148
200	822	-4 822	-4 822	-4 822	-4 822	-4 822	-4 823	-4 824	-4 825	-4 829	-4 835	-4 852	-4 881	-4 924	-4 123	-3 246	-3 740	-3 109	-2 123
300	363	-4	-4	-4	-4	-4	363	-4 364	-4 364	-4 365	-4 366	-4 369	-4 374	-4 380	-4 405	-4 467	-4 132	-3 356	-3 724
400	204	-4	-4	-4	-4	-4	-4	204	-4 204	-4 204	-4 204	-4 205	-4 207	-4 209	-4 216	-4 227	-4 313	-4 877	-4 350
500	130	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4
600	901	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5
700	661	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5
800	506	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5
1000	323	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5
1300	191	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5
1500	143	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5
2000	804	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6

Значения $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ для $\gamma = 12$

β	β_D																			
	0	0,5	1	1,5	2	3	5	7	10	15	20	30	40	50	75	100	150	200 ₊	300	
0	236	-1 236	-1 235	-1 235	-1 234	-1 231	-1 224	-1 214	-1 199	-1 175	-1 154	-1 124	-1 102	-1 876	-2 641	-2 504	-2 353	-2 271	-2 185	-2
1	235	-1 235	-1 234	-1 234	-1 233	-1 230	-1 223	-1 214	-1 199	-1 174	-1 154	-1 123	-1 102	-1 876	-2 641	-2 504	-2 353	-2 271	-2 185	-2
2	232	-1 232	-1 231	-1 230	-1 230	-1 227	-1 220	-1 212	-1 197	-1 174	-1 154	-1 123	-1 102	-1 875	-2 640	-2 504	-2 353	-2 271	-2 185	-2
3	226	-1 226	-1 226	-1 225	-1 224	-1 222	-1 216	-1 208	-1 195	-1 172	-1 153	-1 123	-1 102	-1 874	-2 640	-2 504	-2 353	-2 271	-2 185	-2
5	212	-1 211	-1 211	-1 210	-1 210	-1 208	-1 204	-1 198	-1 187	-1 168	-1 150	-1 122	-1 102	-1 870	-2 638	-2 503	-2 353	-2 271	-2 185	-2
7	190	-1 190	-1 190	-1 190	-1 190	-1 189	-1 187	-1 184	-1 176	-1 161	-1 145	-1 120	-1 100	-1 864	-2 636	-2 502	-2 353	-2 271	-2 185	-2
10	158	-1 158	-1 158	-1 158	-1 158	-1 158	-1 158	-1 158	-1 156	-1 148	-1 137	-1 116	-1 983	-2 851	-2 632	-2 500	-2 352	-2 271	-2 185	-2
15	108	-1 107	-1 107	-1 108	-1 108	-1 110	-1 112	-1 115	-1 119	-1 121	-1 119	-1 106	-1 933	-2 820	-2 620	-2 495	-2 350	-2 270	-2 185	-2
20	76	-2 762	-2 765	-2 767	-2 770	-2 776	-2 793	-2 819	-2 869	-2 945	-2 980	-2 949	-2 867	-2 780	-2 605	-2 488	-2 348	-2 269	-2 184	-2
25	550	-2 552	-2 554	-2 556	-2 558	-2 562	-2 573	-2 591	-2 630	-2 711	-2 789	-2 823	-2 790	-2 731	-2 586	-2 478	-2 344	-2 268	-2 184	-2
30	410	-2 412	-2 413	-2 415	-2 416	-2 419	-2 427	-2 438	-2 464	-2 529	-2 603	-2 696	-2 706	-2 676	-2 563	-2 467	-2 341	-2 266	-2 184	-2
40	240	-2 241	-2 242	-2 244	-2 245	-2 248	-2 253	-2 258	-2 270	-2 303	-2 355	-2 469	-2 537	-2 556	-2 510	-2 440	-2 331	-2 262	-2 182	-2
50	160	-2 161	-2 162	-2 162	-2 163	-2 165	-2 168	-2 171	-2 178	-2 194	-2 220	-2 304	-2 387	-2 436	-2 450	-2 408	-2 320	-2 256	-2 180	-2
75	710	-3 711	-3 712	-3 713	-3 715	-3 730	-3 755	-3 775	-3 810	-3 865	-3 935	-3 116	-2 153	-2 203	-2 293	-2 314	-2 282	-2 238	-2 175	-2
100	380	-3 383	-3 386	-3 388	-3 391	-3 397	-3 408	-3 420	-3 437	-3 465	-3 494	-3 557	-3 666	-3 880	-3 167	-2 220	-2 237	-2 215	-2 167	-2
150	170	-3 173	-3 173	-3 173	-3 174	-3 174	-3 175	-3 176	-3 178	-3 181	-3 185	-3 194	-3 209	-3 237	-3 439	-3 838	-3 145	-2 161	-2 146	-2
200	981	-4 981	-4 981	-4 982	-4 982	-4 982	-4 982	-4 983	-4 985	-4 990	-4 997	-4 102	-3 105	-3 410	-3 145	-3 272	-3 750	-3 109	-2 122	-2
300	434	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4
400	243	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4
500	155	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4
600	108	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4
700	791	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5
800	605	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5
1000	387	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5
1300	228	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5
1500	171	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5
2000	963	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6	-6

Значения $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ для $\gamma = 14$

β	β_D														
	0	0,5	1	1,5	2	3	5	7	10	15	20	30	40	50	75
0	208 -1 208	-1 207	-1 207	-1 207	-1 206	-1 204	-1 198	-1 191	-1 179	-1 159	-1 142	-1 115	-1 970	-2 835	-2 619
1	207 -1 207	-1 206	-1 206	-1 203	-1 205	-1 203	-1 198	-1 190	-1 178	-1 158	-1 142	-1 115	-1 970	-2 835	-2 618
2	205 -1 204	-1 204	-1 204	-1 203	-1 203	-1 201	-1 196	-1 189	-1 177	-1 158	-1 141	-1 115	-1 968	-2 834	-2 618
3	200 -1 200	-1 200	-1 199	-1 199	-1 199	-1 197	-1 192	-1 186	-1 175	-1 157	-1 140	-1 115	-1 966	-2 833	-2 618
5	189 -1 188	-1 188	-1 188	-1 188	-1 187	-1 186	-1 182	-1 178	-1 169	-1 153	-1 138	-1 114	-1 960	-2 829	-2 616
7	172 -1 172	-1 172	-1 172	-1 172	-1 172	-1 171	-1 169	-1 166	-1 160	-1 147	-1 134	-1 112	-1 951	-2 824	-2 614
10	145 -1 145	-1 145	-1 145	-1 145	-1 145	-1 146	-1 146	-1 146	-1 144	-1 136	-1 127	-1 108	-1 932	-2 812	-2 610
15	104 -1 104	-1 105	-1 105	-1 105	-1 106	-1 107	-1 109	-1 111	-1 113	-1 114	-1 112	-1 100	-1 887	-2 784	-2 600
20	788 -2 789	-2 790	-2 792	-2 792	-2 793	-2 796	-2 806	-2 824	-2 860	-2 915	-2 938	-2 904	-2 828	-2 748	-2 585
25	580 -2 582	-2 584	-2 584	-2 586	-2 588	-2 592	-2 602	-2 616	-2 647	-2 711	-2 763	-2 792	-2 758	-2 703	-2 567
30	440 -2 442	-2 443	-2 445	-2 445	-2 447	-2 450	-2 459	-2 470	-2 492	-2 546	-2 606	-2 679	-2 683	-2 653	-2 546
40	280 -2 281	-2 282	-2 282	-2 282	-2 283	-2 285	-2 288	-2 293	-2 302	-2 331	-2 376	-2 473	-2 529	-2 542	-2 496
50	180 -2 181	-2 182	-2 182	-2 183	-2 184	-2 186	-2 190	-2 194	-2 202	-2 219	-2 244	-2 318	-2 389	-2 431	-2 440
75	800 -3 802	-3 805	-3 812	-3 818	-3 818	-3 829	-3 850	-3 870	-3 905	-3 973	-3 106	-2 129	-2 165	-2 211	-2 291
100	440 -3 443	-3 446	-3 449	-3 453	-3 453	-3 459	-3 472	-3 484	-3 503	-3 535	-3 566	-3 636	-3 751	-3 962	-3 170
150	200 -3 202	-3 202	-3 202	-3 202	-3 203	-3 203	-3 205	-3 206	-3 208	-3 212	-3 216	-3 225	-3 243	-3 274	-3 479
200	114 -3 114	-3 114	-3 114	-3 114	-3 114	-3 114	-3 114	-3 114	-3 114	-3 115	-3 117	-3 118	-3 122	-3 128	-3 167
300	505 -4									507	-4 508	-4 513	-4 519	-4 528	-4 563
400	283 -4									284	-4 284	-4 286	-4 288	-4 290	-4 300
500	181 -4									181	-4 181	-4 182	-4 183	-4 184	-4 187
600	125 -4														
700	921 -5														
800	704 -5														
1000	450 -5														
1300	266 -5														
1500	200 -5														
2000	112 -5														

Значения $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ для $\gamma = 16$

β	β_D																		
	0	5	7	10	15	20	30	40	50	75	100	150	200	250	300	350	400	450	500
0	199	190	184	172	154	138	113	950	2818	2603	2480	2339	2262	2213	2180	2155	2137	2122	2110
1	198	190	183	172	154	138	113	950	2818	2603	2480	2339	2262	2213	2180	2155	2137	2122	2110
2	196	188	182	171	153	138	113	949	2818	2605	2480	2339	2262	2213	2180	2155	2137	2122	2110
3	192	185	179	169	152	137	112	947	2816	2604	2480	2339	2262	2213	2180	2155	2137	2122	2110
5	181	176	172	164	149	134	111	941	2813	2604	2479	2338	2262	2213	2180	2155	2137	2122	2110
7	167	164	161	156	144	131	110	932	2807	2602	2478	2338	2261	2213	2180	2155	2137	2122	2110
10	143	143	143	140	133	124	106	913	2796	2597	2476	2338	2261	2213	2180	2155	2137	2122	2110
15	105	109	110	112	112	109	108	989	2769	2587	2471	2336	2280	2214	2179	2155	2137	2122	2110
20	777	2804	2823	2853	2904	2923	2887	2811	2733	2573	2464	2334	2259	2212	2179	2155	2137	2122	2110
25	578	2599	2614	2845	2705	2753	2778	2744	2689	2555	2456	2331	2278	2211	2178	2155	2137	2122	2110
30	441	2458	2468	2490	2543	2600	2667	2669	2639	2535	2446	2327	2256	2210	2178	2154	2136	2122	2110
40	274	2285	2290	2300	2330	2373	2465	2518	2531	2486	2420	2318	2252	2208	2177	2153	2136	2121	2110
50	185	2192	2195	2201	2216	2239	2311	2330	2421	2430	2390	2207	2247	2205	2175	2152	2135	2121	2109
75	370	3902	3915	3933	3973	3102	2121	2158	2204	2285	2303	2272	2230	2196	2169	2149	2132	2119	2108
100	497	3510	3515	3523	3537	3555	3612	3725	3935	3166	2214	2230	2208	2184	2162	2144	2129	2116	2106
150	224	3231	3233	3235	3239	3244	3254	3268	3294	3485	3857	3143	2157	2153	2142	2130	2120	2110	2101
200	127	3127	3130	3130	3131	3132	3135	3139	3146	3182	3304	3754	3106	2118	2118	2114	2108	2101	2097
300	573	4	576	4578	4578	4579	4584	4592	4602	4641	4728	4160	3370	3576	3709	3778	3802	3799	3781
400	323	4	324	4324	4324	4324	4323	4328	4331	4342	4360	4470	4104	4321	4351	4358	4351	4357	4357
500	206	4	205	4206	4207	4207	4208	4208	4210	4214	4220	4245	4351	4751	4149	4235	4315	4378	4341
600	143	4	143	4144	4144	4144	4144	4144	4145	4147	4150	4159	4183	4284	4580	4108	4169	4328	4380
700	105	4	105	4103	4103	4103	4105	4103	4103	4107	4108	4113	4122	4147	4241	4470	4832	4127	4372
800	804	5	807	5809	5815	5824	5851	5815	5824	5824	5824	5866	5896	5980	5125	4212	4392	4666	4998
1000	514	5	515	5516	5518	5522	5532	5518	5522	5532	5532	5549	5572	5612	5712	5102	4172	4293	4
1300	304	5	304	5304	5305	5305	5305	5305	5306	5310	5310	5315	5322	5332	5346	5368	5421	5556	5
1500	228	5	229	5230	5232	5234	5238	5230	5232	5232	5232	5234	5238	5243	5250	5259	5272	5300	5
2000	128	5	128	5125	5129	5130	5131	5125	5129	5131	5131	5131	5131	5131	5133	5134	5137	5139	5143

Значения $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ для $\gamma = 20$

β	β_D																		
	0	5	7	10	15	20	30	40	50	75	100	150	200	250	300	350	400	450	500
0	159	155	151	144	132	121	102	872	2761	2574	2461	2329	2256	2209	2177	2153	2135	2121	2109
1	159	154	150	144	132	121	102	871	2760	2575	2461	2329	2255	2209	2177	2153	2135	2121	2109
2	158	153	150	143	132	120	101	870	2760	2574	2460	2329	2256	2209	2177	2153	2135	2121	2109
3	156	152	148	142	131	120	101	869	2759	2574	2460	2329	2256	2209	2177	2153	2135	2121	2109
5	150	147	144	138	128	118	100	864	2756	2573	2460	2329	2256	2209	2177	2153	2135	2121	2109
7	142	140	137	133	125	116	990	856	2751	2571	2459	2329	2256	2209	2177	2153	2135	2121	2109
10	127	126	126	123	118	110	963	841	2741	2567	2457	2328	2255	2209	2177	2153	2135	2121	2109
15	102	103	103	104	103	994	863	2901	2718	2558	2452	2326	2255	2209	2177	2153	2135	2121	2109
20	795	2814	2821	2838	2859	2863	2822	2756	2687	2545	2446	2324	2254	2208	2176	2153	2135	2121	2109
25	620	2635	2645	2665	2702	2728	2734	2699	2649	2530	2438	2322	2252	2207	2176	2153	2135	2121	2109
30	490	2504	2512	2528	2565	2602	2642	2636	2606	2611	2429	2318	2251	2207	2175	2152	2134	2120	2109
40	318	2328	2333	2342	2367	2402	2469	2506	2512	2467	2405	2310	2247	2204	2174	2151	2134	2120	2109
50	219	2226	2229	2235	2250	2272	2330	2384	2414	2416	2378	2300	2242	2202	2172	2150	2133	2120	2109
75	105	2109	2110	2113	2117	2122	2142	2176	2216	2283	2297	2266	2226	2193	2167	2147	2131	2118	2107
100	614	3626	3632	3642	3658	3679	3743	3863	3406	2472	2214	2226	2205	2181	2160	2142	2128	2115	2105
150	278	3287	3289	3292	3297	3302	3314	3332	3361	3556	3905	343	2156	2151	2140	2129	2118	2109	2100
200	157	3157	3162	3163	3163	3164	3168	3173	3181	3223	3347	3775	3107	2117	2118	2113	2107	2100	2093
300	715	4715	4718	4720	4720	4722	4728	4737	4749	4799	4904	4181	3385	3582	3710	3775	3798	3794	3777
400	403	4403	4403	4403	4403	4404	4406	4409	4412	4426	4448	4577	4116	3231	3358	3461	3531	3574	3595
500	257	4179	4179	4179	4179	4179	4179	4179	4179	4179	4179	4179	4179	4179	4179	4179	4179	4179	4179
600	178	4131	4131	4131	4131	4131	4131	4131	4131	4131	4131	4131	4131	4131	4131	4131	4131	4131	4131
700	131	4100	4100	4100	4100	4100	4100	4100	4100	4100	4100	4100	4100	4100	4100	4100	4100	4100	4100
800	100	404	404	404	404	404	404	404	404	404	404	404	404	404	404	404	404	404	404
1000	641	5647	5647	5647	5647	5647	5647	5647	5647	5647	5647	5647	5647	5647	5647	5647	5647	5647	5647
1300	379	5381	5381	5381	5381	5381	5381	5381	5381	5381	5381	5381	5381	5381	5381	5381	5381	5381	5381
1500	285	5286	5286	5286	5286	5286	5286	5286	5286	5286	5286	5286	5286	5286	5286	5286	5286	5286	5286
2000	160	5168	5168	5168	5168	5168	5168	5168	5168	5168	5168	5168	5168	5168	5168	5168	5168	5168	5168

Значения $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ для $\gamma = 25$

β	β_D																		
	0	5	7	10	15	20	30	40	50	75	100	150	200	250	300	350	400	450	500
0	127	125	123	119	111	104	1898	2785	2694	2535	2434	2314	2246	2205	2174	2151	2134	2120	2109
1	127	125	123	119	111	104	1897	2784	2694	2535	2434	2314	2246	2205	2174	2151	2134	2120	2109
2	126	124	122	118	110	103	1893	2784	2693	2535	2434	2314	2246	2205	2174	2151	2134	2120	2109
3	125	123	121	118	110	103	1894	2782	2692	2535	2434	2314	2246	2205	2174	2151	2134	2120	2109
5	122	120	119	115	109	102	1887	2778	2690	2534	2433	2314	2246	2205	2174	2151	2134	2120	2109
7	118	116	115	112	106	100	1877	2772	2686	2532	2432	2314	2246	2205	2174	2151	2134	2120	2109
10	110	109	108	106	101	1965	2857	2760	2678	2529	2431	2313	2246	2205	2174	2151	2134	2120	2109
15	936	2936	2935	2931	2914	2885	2809	2730	2659	2521	2427	2312	2245	2205	2174	2151	2134	2120	2109
20	776	2780	2784	2790	2795	2789	2748	2691	2633	2510	2421	2310	2244	2204	2174	2151	2134	2120	2108
25	636	2642	2648	2658	2676	2686	2679	2645	2601	2496	2414	2307	2243	2204	2173	2151	2133	2120	2108
30	521	2527	2532	2543	2566	2586	2605	2593	2565	2479	2406	2304	2241	2203	2173	2151	2133	2119	2108
40	357	2361	2365	2373	2392	2416	2431	2484	2484	2440	2385	2296	2238	2201	2172	2150	2133	2119	2108
50	254	2257	2259	2264	2276	2294	2340	2379	2400	2396	2360	2287	2233	2198	2170	2150	2132	2118	2108
75	126	2128	2128	2130	2134	2139	2158	2188	2222	2276	2286	2256	2218	2190	2165	2145	2129	2117	2106
100	749	3751	3753	3758	3771	3791	3856	3976	3116	2174	2209	2218	2198	2178	2158	2140	2126	2114	2104
150	344	3344	3345	3346	3349	3353	3365	3385	3418	3612	3934	3140	2152	2149	2139	2128	2117	2108	2998
200	196	3196	3196	3196	3197	3198	3202	3208	3217	3262	3385	3783	3105	2117	2117	2112	2106	2999	3934
300	877	4			880	4883	4890	4901	4916	4974	4109	3200	3395	3594	3715	3776	3796	3792	3774
400	495	4			496	4497	4499	4502	4507	4523	4550	4694	4128	3245	3367	3467	3534	3575	3596
500	317	4			318	4318	4319	4320	4322	4328	4338	4375	4502	4933	4165	3248	3324	3383	3427
600	220	4			220	4421	4421	4422	4423	4426	4430	4445	4478	4402	4708	4150	3179	3236	3285
700	162	4			162	4162	4162	4163	4163	4165	4167	4175	4188	4224	4330	4564	4923	4135	3179
800	124	4			124	4125	4125	4126	4126	4126	4127	4131	4138	4152	4186	4280	4465	4736	4106
1000	794	5						797	5801	5807	5823	5845	5891	5851	5108	4143	4216	4340	4
1300	470	5						471	5473	5474	5480	5488	5502	5379	5538	5571	5638	5792	5
1500	353	5						354	5354	5356	5359	5363	5371	5379	5389	5403	5423	5460	5
2000	199	5						199	5199	5199	5200	5202	5205	5207	5210	5213	5217	5222	5

Значения $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ для $\gamma = 30$ β_D

β	0	5	7	10	15	20	30	40	50	75	100	150	200	250	300	350	400	450	500
0	106	1104	1103	1101	1960	2906	2803	2714	2640	2504	2414	2304	2240	2201	2171	2149	2132	2118	2107
1	106	1104	1103	1101	1959	2906	2803	2714	2640	2504	2414	2304	2240	2201	2171	2149	2132	2118	2107
2	106	1104	1103	1100	1957	2904	2802	2714	2640	2504	2414	2304	2240	2201	2171	2149	2132	2118	2107
3	105	1104	1102	1100	1953	2901	2800	2712	2639	2504	2414	2304	2240	2201	2171	2149	2132	2118	2107
5	103	1102	1101	1087	2942	2893	2795	2709	2637	2503	2413	2304	2240	2201	2171	2149	2132	2118	2107
7	101	1095	2986	2937	2926	2880	2788	2704	2633	2501	2412	2303	2240	2201	2171	2149	2132	2118	2107
10	955	2947	2940	2926	2894	2855	2772	2694	2627	2498	2411	2303	2239	2201	2171	2149	2132	2118	2107
15	849	2846	2845	2838	2821	2797	2735	2670	2610	2491	2407	2302	2239	2201	2171	2149	2132	2118	2107
20	735	2735	2736	2737	2734	2725	2687	2638	2589	2482	2402	2300	2238	2200	2170	2148	2132	2118	2107
25	626	2629	2631	2636	2643	2646	2632	2600	2582	2479	2396	2297	2237	2199	2170	2148	2131	2118	2107
30	530	2534	2537	2543	2556	2567	2572	2558	2531	2455	2388	2294	2235	2198	2170	2148	2131	2117	2106
40	382	2384	2387	2393	2407	2424	2453	2466	2432	2420	2359	2287	2232	2196	2168	2147	2131	2117	2106
50	281	2282	2284	2289	2299	2313	2348	2375	2390	2380	2345	2278	2227	2194	2167	2146	2130	2117	2106
75	146	2147	2148	2149	2153	2158	2176	2202	2229	2273	2279	2249	2213	2186	2162	2143	2128	2115	2105
100	875	3578	3880	3886	3900	3921	3990	3411	2128	2178	2208	2214	2194	2175	2155	2138	2124	2113	2103
150	408	3408	3409	3410	3413	3418	3432	3455	3491	3683	3980	3140	2150	2147	2137	2126	2116	2107	2087
200	234	3	234	3234	3235	3237	3241	3248	3258	3308	3430	3805	3105	2113	2116	2111	2105	2085	2074
300	105	3	105	3103	3106	3108	3109	3116	3116	3116	3130	3224	3411	3600	3715	3772	3791	3786	3768
400	593	4	595	4598	4602	4607	4607	4627	4659	4822	4141	3266	3374	3470	3535	3574	3593	3593	3593
500	380	4	381	4382	4384	4386	4394	4405	4429	4588	4458	4449	4588	4102	3373	3425	3327	3385	3427
600	264	4	265	4265	4266	4267	4271	4276	4294	4333	4465	4774	4333	4465	4774	4126	3183	3239	3287
700	194	4	194	4195	4195	4196	4198	4198	4200	4225	4266	4377	4225	4266	4377	4613	4968	4139	3182
800	149	4	149	4149	4150	4151	4151	4152	4157	4165	4182	4220	4182	4220	4317	4503	4772	4109	3109
1000	953	5	957	5961	5968	5987	5102	4107	4114	4129	4165	4241	4385	4435	4485	4538	4584	4635	4685
1300	584	5	585	5537	5569	5576	5585	5585	5602	5620	5645	5684	5759	5822	5875	5922	5975	6028	6081
1500	424	5	424	5425	5427	5430	5435	5445	5455	5467	5483	5506	5548	5595	5645	5695	5748	5801	5854
2000	238	5	239	5239	5240	5242	5245	5248	5251	5256	5261	5267	5273	5278	5283	5288	5293	5298	5303

атомами водорода и др. с учетом вынужденного излучения вычисляется следующим образом:

$$k(\Delta\lambda) = \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda^2 f \frac{T(\beta, \gamma, \beta_D)}{k_m F_0} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}\right) \cdot 10^8. \quad (18)$$

3. Для иллюстрации использования приведенных таблиц рассмотрим один пример. В работе [22] А. Б. Северный, анализируя причины уширения линий серии Бальмера в фотосфере Солнца, приводит следующие данные: постоянная затухания из-за столкновений в случае расширения линии H_α собственным давлением $\gamma_{ст} = 3,0 \cdot 10^{10}$, постоянная затухания вследствие излучения в линии H_α $\gamma_{зат} = 5,7 \cdot 10^8$, коэффициент поглощения на расстоянии $\Delta\lambda = 2 \text{ \AA}$ в случае уширения линии собственным давлением $k(\Delta\lambda)_{ст} = 6,2 \cdot 10^{-16}$, коэффициент поглощения на расстоянии $2 \text{ \AA}$ ($T_e = 5500^\circ$, $n_e = 1,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) в случае расширения линии эффектом Штарка (полями ионов) $k(\Delta\lambda)_{шт} = 2 \cdot 10^{-16}$. На основании этих данных автор [22] приходит к выводу, что контур линии H_α определяется в основном эффектом собственного давления.

Используя T_e и n_e , приведенные в работе [22], с помощью формулы (15) находим:

$$\gamma_{эл} = 2B_m F_0 \gamma = 2 \cdot 6,2 \cdot 10^9 \cdot 3,2 \cdot 0,77 = 3,1 \cdot 10^{10}. \quad (19)$$

Оказывается, что $\gamma_{ст}$ и $\gamma_{эл}$ примерно равны между собой.

Вычислим коэффициент поглощения, обусловленный суммарным действием ионов и электронов. Для этого найдем β_D . Вычисление доплеровской полуширины производилось с учетом суммарной турбулентной скорости, которая была определена по модели фотосферы, приведенной в [23]. Турбулентная скорость оказалась равной $2,1 \text{ км/сек}$. Таким образом, при $T_e = 5500^\circ$ и $\xi_t = 2,1 \text{ км/сек}$

$$\Delta\lambda_D(H_\alpha) = 0,22 \text{ \AA},$$

$$\beta_D = \frac{\Delta\lambda_D}{k_m F_0} = \frac{0,22}{0,0125 \cdot 3,2} = 5,5. \quad (20)$$

Аналогичным образом получаем, что на расстоянии $2 \text{ \AA}$ от центра линии $\beta = 50$.

Величина $T(\beta = 50, \gamma = 0,77, \beta_D = 5,5)$ находится в таблицах для $\gamma = 1$ и $\beta_D = 5$. (В некоторых случаях для получения более точного результата целесообразно производить интерполирование.)

Таким образом,

$$k(\Delta\lambda) = \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda^2 f \frac{T(\beta, \gamma, \beta_D)}{k_m F_0} 10^8 = 2,48 \cdot 10^{-13} \frac{2,16 \cdot 10^{-4}}{0,04} = 1,3 \cdot 10^{-15}. \quad (21)$$

Следовательно, коэффициент поглощения, обусловленный суммарным действием ионов и электронов, в линии H_α на расстоянии $2 \text{ \AA}$ в 2 раза превышает коэффициент поглощения, обусловленный собственным давлением. Так как при больших $\Delta\lambda$ образование крыльев линии происходит в основном в более глубоких слоях фотосферы, где $n_e > 10^{14} \text{ см}^{-3}$, то, следовательно, уширяющее действие заряженных частиц с увеличением $\Delta\lambda$ растёт.

Определим еще коэффициент поглощения, обусловленный собственным давлением, затуханием излучения и давлением электронов. Для этого найдем параметр

$$\gamma_\Sigma = \gamma + \frac{\gamma_{ст} + \gamma_{зат}}{2B_m F_0} = 0,77 + 0,75 = 1,52. \quad (22)$$

В этом случае при вычислении результирующего $k(\Delta\lambda)$ $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ следует брать из таблицы для $\gamma = 1,5$. Легко убедиться, что теперь $k(\Delta\lambda) = 1,7 \cdot 10^{-15}$.

Несмотря на то что контур линии H_α в противоположность остальным линиям серии не очень точно описывается приближенным методом Грима [5], тем не менее для далеких крыльев ($\beta > 25$) точный и приближенный контуры практически совпадают.

Аналогичные вычисления, проведенные для линии H_β , показывают, что $\gamma_{\text{эл}} = 7,0 \cdot 10^{10}$, в то время как $\gamma_{\text{ст}} + \gamma_{\text{зат}}$, согласно [22], равно $4,7 \cdot 10^9$.

Совершенно очевидно, что контуры более далеких линий серии Бальмера полностью определяются действием ионов и электронов.

4. Для хромосферных вспышек и солнечных протуберанцев, в которых n_e и T_e , как правило, принимаются одинаковыми для всего образования, $T(\beta, \gamma, \beta_D)$ можно рассматривать как контур эмиссионной линии при фиксированных γ и β_D . Учет самопоглощения в предположении постоянства функции источника по лучу зрения можно производить по формуле

$$I_\beta = I_0 \frac{1 - e^{-\tau_\beta}}{1 - e^{-\tau_0}}, \quad (23)$$

где

$$\tau_\beta = \tau_0 \frac{T(\beta, \gamma, \beta_D)}{T(0, \gamma, \beta_D)}. \quad (24)$$

Переход от β к $\Delta\lambda$ осуществляется с помощью формулы (3).

декабрь 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. H. R. Griem, A. C. Kolb, K. Y. Shen. Phys. Rev., 1959, 116, 4.
2. P. Bogen. Zs. Physik, 1957, 149, 62.
3. В. Ф. Китаева, Н. Н. Соболев. Докл. АН СССР, 1961, 137, 1091.
4. В. Ф. Китаева, В. В. Обухов-Денисов, Н. Н. Соболев. Оптика и спектроскопия, 1962, 12, 178.
5. H. R. Griem. Astrophys. J., 1960, 132, N 3, 361.
6. G. Traving. Astrophys. J., 1962, 135, N 2, 145.
7. T. Hirayama. Publ. Astron. Soc. Japan, 1963, 15, N 2, 122.
8. Л. А. Минаева, И. И. Соболевман. Астрон. цирк., 1966, № 383.
9. Л. А. Минаева, Р. Л. Сороченко, И. И. Соболевман. Астрон. ж., 1967, 44, 995.
10. Л. Н. Курочка. Астрон. ж., 1967, 44, 368.
11. Г. Бете, Э. Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. Физматгиз, 1960.
12. L. C. Green, P. P. Rush, C. D. Chaundler. Astrophys. J. Suppl. Ser., 1957, 3, 37.
13. H. R. Griem. Astrophys. J., 1962, 136, 422.
14. A. W. Lens. Zs. Physik, 1933, 83, 139.
15. L. Spitzer. Phys. Rev., 1940, 58, 348.
16. L. D. de Feiter. Rech. Astron. Observ. Utrecht, 1966, 18, N 2.
17. H. van Regemorter. Ann. d'Astrophys., 1959, 22, 563.
18. C. de Jager. Ann. d'Astrophys., 1960, 23, 889.
19. C. de Jager, L. Neven. Ann. de l'Obs. Royal de Belgique, 1963, 9, Fasc. 2.
20. В. И. Коган. В сб.: «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций», 1958, 4, 258.
21. И. И. Соболевман. Введение в теорию атомных спектров. Физматгиз, 1963.
22. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1956, 16, 54.
23. К. дэ Ягер. Строение и динамика атмосферы Солнца. ИЛ, 1962.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ СУТОЧНОЙ ВАРИАЦИИ В НУКЛОННОЙ И ЖЕСТКОЙ КОМПОНЕНТАХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

А. К. Панкратов, А. А. Степанян

Методом, описанным в [6], получены непрерывные значения амплитуды и фазы суточной вариации в мезонной компоненте космических лучей, которые оказались более изменчивыми, чем в нейтронной компоненте. Наиболее вероятное значение амплитуды 0,30%, а фазы — 240° .

Проведено разделение суточной вариации на две составляющие: стационарную и нестационарную. Оценены средние характеристики обеих составляющих. Показано, что «скачки фаз» и «фазовращения» в суточной вариации, связанные с резким изменением вектора нестационарной суточной вариации, коррелируют с изменениями в K_p -индексе. Показано, что «скачки фаз», по всей видимости, происходят при пересечении Землей границы секторов межпланетного магнитного поля. Направление нестационарной составляющей при этом тесным образом связано с изменением скорости солнечного ветра (точнее, отношения скорости ветра к коэффициенту диффузии космических лучей).

Как показал анализ, большие амплитуды в суточной вариации возникают главным образом тогда, когда амплитуда нестационарной составляющей велика, а ее направление совпадает с направлением стационарной составляющей суточной вариации.

SOME RESULTS OF INVESTIGATIONS OF DIURNAL VARIATION IN NUCLEON AND HARD COMPONENTS OF COSMIC RAYS, by A. K. Pankratov, A. A. Stepanian. — Uninterrupted values of the amplitude and phase of diurnal variation in meson component of cosmic rays are obtained by the method, described in [6]. These values found out to be more changeable than these ones in neutron component. The most probable value of the amplitude is 0,30%, and of phase — 240° .

The division of diurnal variation into two components — stationary and nonstationary — is carried out. The mean characteristics of the both components are estimated. It is shown that «phase jumps» and «phase rotation» in diurnal variation, connected with a sharp vector change of nonstationary diurnal variation, correlate with changes in K_p -index. It is shown that «phase jumps», apparently, take place when the Earth crosses the sector boundary of the interplanetary magnetic field. The direction of the nonstationary component is closely connected in this case with the velocity change of solar wind (more exact, the ratio of wind velocity to the diffusion coefficient of cosmic rays).

In the result of the analysis it is found out that large amplitudes in diurnal variation appear, mainly, when the amplitude of the nonstationary component is large, and its direction coincides with that one of the stationary component of diurnal variation.

Поток галактических космических лучей, падающих на Землю, в значительной степени изотропен. Тем не менее уже сравнительно давно было обнаружено, что интенсивность космических лучей изменяется с периодом в одни солнечные сутки. Такое изменение названо было суточной вариацией. Этот факт говорит о связи эффекта с какими-то процессами в межпланетной среде.

В течение длительного времени не было сколько-нибудь удовлетворительной теории этого эффекта. Объяснить это можно тем, что вообще отсутствовала удовлетворительная теория вариаций интенсивности косми-

ческих лучей. Успехи исследований космического пространства позволяют считать, что выдвинутые в последнее время [1—3] теории суточного эффекта в основном правильно описывают причины его возникновения.

Кратко суть механизма заключается в следующем.

Регулярное магнитное межпланетное поле, выносящееся «солнечным ветром», создает электрическое поле с напряженностью $E = -\frac{1}{c} [v \times H]$, где H — напряженность магнитного поля, v — скорость солнечного ветра. Электрическое поле вызывает дрейф космических лучей в направлении вектора $[E \times H]$ со скоростью, равной $v \sin \alpha$, где α — угол между векторами v и H . Кроме того, в межпланетном пространстве существует диффузный поток космических лучей. Легко сообразить, что в случае изотропного солнечного ветра суммарный поток космических лучей должен быть направлен перпендикулярно к радиусу-вектору от Солнца, т. е. по касательной к орбите Земли.

Как нам представляется, наиболее правильное выражение для скорости стационарного потока космических лучей дано в [3]:

$$u = \frac{\Omega R_e (\omega \tau \sin \chi)^2}{1 + (\omega \tau \sin \chi)^2}.$$

Здесь Ω — угловая скорость вращения Солнца, R_e — расстояние от Солнца до Земли, ω — угловая частота вращения частиц космического излучения в межпланетном пространстве, τ — среднее время пробега рассеяния частиц на неоднородностях магнитного поля, χ — угол между силовой линией и касательной к орбите Земли.

Величина $\omega \tau \sin \chi$ зависит от энергии и уменьшается при ее возрастании. До тех пор, пока выполняется условие $\omega \tau \sin \chi > 1$, поток космических лучей слабо зависит от энергии. Последнее условие соблюдается вплоть до энергий в несколько сот *Бэ*.

В случае отсутствия изотропии в солнечном ветре появляется также дополнительный поток. Этот дополнительный поток будет нестационарным (переменным) для наблюдателя с Земли в той степени, в какой направление потока изменяется при вращении Солнца. Нестационарная суточная вариация целиком определяется неизотропностью (более подробно см. [1, 2]) и изменчивостью солнечного ветра.

Накопленные экспериментальные данные дают возможность получить на основе теории суточной вариации [1—3] ряд сведений о конкретных параметрах межпланетной среды. В [4, 5] авторы показали, что обнаруженные в [6] «скачки фазы» могут быть объяснены существованием сильной азимутальной неоднородности солнечного ветра.

В [6] мы описали методику и результаты обработки данных нейтронных мониторов за период МГГ. К настоящему времени тем же методом обработаны данные кубических телескопов и получены новые результаты. Используемый нами метод позволяет подробно исследовать нестационарные процессы в суточной вариации, происходящие за время порядка суток и более. В некоторых случаях возможно исследование и более быстрых процессов. Ниже дается обзор полученных результатов и их истолкование. Для получения параметров суточной вариации в мезонной компоненте были использованы данные за период МГГ следующих станций: Херстмонсе $53^{\circ},5\ N, 00^{\circ}E$, Москва $51^{\circ}N, 37^{\circ}E$, Якутск $51^{\circ}N, 120^{\circ}E$, Хобарт $51^{\circ},5S, 147^{\circ}E$, Беркли $44^{\circ},1\ N, 122^{\circ}W$, Оттава $55^{\circ},8\ N, 76^{\circ}W$. Остаточная волна, возникающая из-за неравномерности распределения станций по долготе, составляет 5% от измеренной. Статистическая точность определения амплитуды равна 0,07%.

§ 1. ОБЩИЙ ХАРАКТЕР ПОВЕДЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СУТОЧНОЙ ВАРИАЦИИ В МЕЗОННОЙ КОМПОНЕНТЕ

Данные о суточной вариации в мезонной компоненте в основном подтверждают результаты, изложенные в [6]. Однако наблюдаются и отличия. Первое из них заключается в гораздо большей «изменчивости» фазы (направление на максимум интенсивности) 1-й гармоники. Выражается это обстоятельство, в частности, в том, что если по данным нейтронных мониторов в [6] было обнаружено пять фазовращений (т. е. непрерывных изменений фазы в одну сторону на 2π и более), то по данным мезонных телескопов их оказалось 24. По всей видимости, это связано с меньшим телесным углом приема частиц у мезонных телескопов. Общий список «скачков» фазы (резких изменений фазы на $\sim \pi$) и «фазовращений» дан в табл. 1 (прочерк в таблице¹ означает отсутствие данных). На фиг. 1 представлено частотное распределение фаз 1-й гармоники суточной вариации в мезонной компоненте. Максимум распределения приходится примерно на 240° , т. е. на 16 час. местного времени. По данным нейтронных мониторов максимум в частотном распределении находится на 225° . Среднее значение $\Delta\varphi = \varphi_N - \varphi_M$, найденное по всем точкам, где φ_N — фаза 1-й гармоники нуклонной компоненты, φ_M — фаза мезонной, равно 15° . Разница в 10° связана с эффектом отклонения первичных частиц в магнитном поле Земли. Кроме того, различие в 5° между фазами нуклонной и мезонной компонент возникает из-за различия средней долготы станций, использованных для получения нуклонной и мезонной компонент.

Таблица 1

Дата	$\Delta\varphi_M$	$\Delta\varphi_N$	Дата	$\Delta\varphi_M$	$\Delta\varphi_N$	Дата	$\Delta\varphi_M$	$\Delta\varphi_N$
20.VII 1957 г.	$\sim \pi$	—	14.I 1958 г.	8π	6π	31.V 1953 г.	π	—
26.VII	$\sim \pi$	—	23.I	2π	—	11.VI	2π	—
27.VII	$\sim \pi$	—	24.I	2π	—	14.VI	π	π
1.VIII	π	—	1.II	—	π	16.VI	π	$\ll \pi$
2.VIII	π	—	2.II	—	π	17.VII	$\ll \pi$	π
7.VIII	—	π	4.II	5π	—	19.VII	$\ll \pi$	π
17.VIII	2π	π	9.II	π	π	26.VII	π	—
2.X	π	π	14.II	π	π	22.VIII	π	π
8.X	$< \pi$	π	15.II	3π	π	24.VIII	π	π
11.X	π	$\} 2\pi$	5.III	π	$< \pi$	3.IX	π	π
12.X	2π		8.III	π	$< \pi$	5.IX	$< \pi$	π
18.X	2π	$2\pi?$	9.III	π	$< \pi$	6.IX	$< \pi$	π
23.X	4π	π	11.III	2π	—	13.IX	—	π
27.X	5π	—	13.III	2π	$\ll \pi$	14.IX	$< \pi$	π
1.XI	—	2π	2.IV	π	—	16.IX	π	π
30.XI	2π	$\ll \pi$	4.IV	π	π	19.IX	π	—
8.XII	2π	—	7.IV	π	$\ll \pi$	3.X	2π	π
11.XII	2π	$< \pi$	8.IV	π	π	10.X	π	π
14.XII	5π	$< \pi$	15.IV	3π	π	13.X	4π	$< \pi$
19.XII	π	π	17.IV	3π	π	22.X	π	π
22.XII	π	π	22.IV	$< \pi$	π	23.X	π	π
24.XII	π	—	2.V	$\ll \pi$	π	27.XI	2π	π
25.XII	π	—	6.V	$\ll \pi$	π	9.XII	π	$\ll \pi$
26.XII	π	π	17.V	π	—	9.XII	π	$\ll \pi$
5.I 1953 г.	π	$< \pi$	27.V	2π	$\ll \pi$	12.XII	2π	2π
11.I	2π	—	29.V	$< \pi$	π	20.XII	4π	$\ll \pi$

Таким образом, в пределах ошибок фазы первых гармоник, исправленные за отклонение в магнитном поле Земли, совпадают. При этом необходимо отметить, что поправки на температурный эффект в мезонной компоненте нами не вводились.

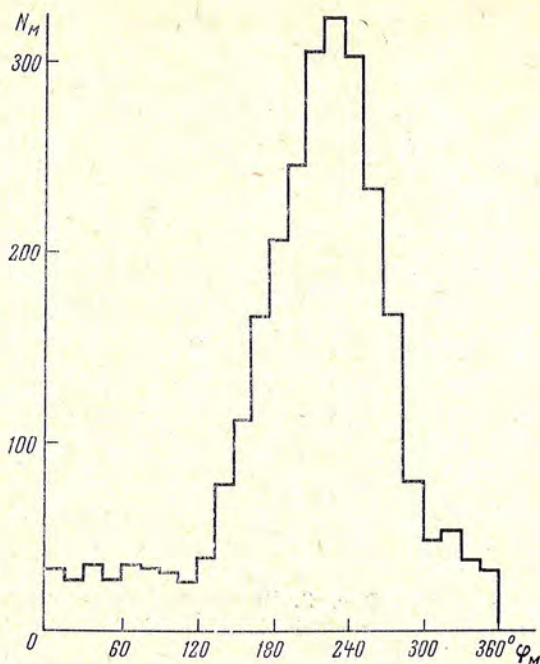
Попытки обнаружить влияние температурного эффекта на суточную вариацию мезонной компоненты не имели успеха. К примеру, была проделана следующая процедура. Было вычислено среднее отношение k амплитуд 1-й гармоники мезонной компоненты k , соответствующей величине нуклонной компоненты (т. е. средняя жесткость спектра суточной вариации), для различных диапазонов фаз мезонной компоненты. Средняя фаза суточного температурного эффекта в мезонной компоненте, по-видимому, не зависит от фазы 1-й гармоники суточной вариации. Вследствие этого средняя жесткость спектра должна зависеть от фазы суточной вариации, ибо при некоторых фазах температурный эффект складывается с суточной вариацией жесткой компоненты, а при других — вычитается. Нуклонная компонента температурного эффекта практически не имеет.

Согласно расчетам, должно наблюдаться двух-трехкратное изменение величины k . Однако, как это видно из фиг. 2, сколько-нибудь заметного изменения средней жесткости k с фазой 1-й гармоники не наблюдается. Отсюда ясно, что выявить влияние температурного эффекта на суточную вариацию жесткой компоненты не удается.

Значительный интерес представляют данные в табл. 2 средние значения $\Delta\varphi$ и $D(\Delta\varphi)$ для нуклонной и мезонной компонент в различных диапазонах фаз. Здесь $\Delta\varphi$ — среднее значение разности между последующим и данным значением фазы (соответствует $\Delta t = 4$ часа), показывающее, в какую преимущественно сторону изменяется фаза; $D(\Delta\varphi)$ — дисперсия значений для данного интервала фаз. Обращают на себя внимание следующие особенности.

1) В мезонной компоненте отсутствует вторая зона относительно устойчивых фаз ($20-60^\circ$), которая наблюдалась в нуклонной компоненте.

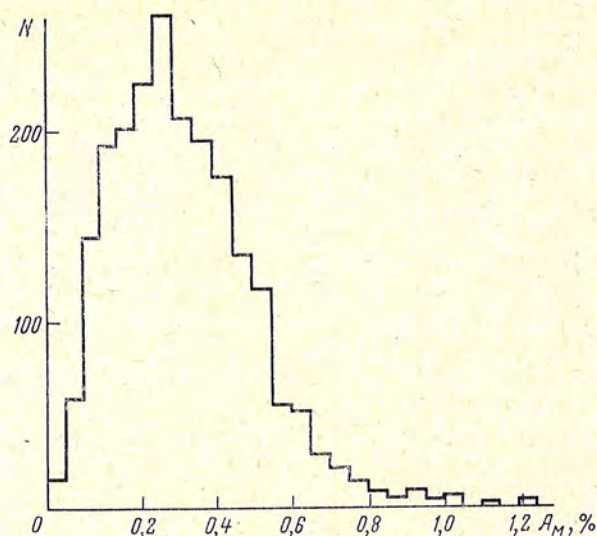
2) Практически во всех случаях знак $\Delta\varphi$ положителен, что свидетельствует о преимущественном изменении фазы в сторону увеличения угла



Фиг. 1. Частотное распределение фаз 1-й гармоники суточной вариации в мезонной компоненте



Фиг. 2. Зависимость средней жесткости k от фазы 1-й гармоники суточной вариации



Фиг. 3. Частотное распределение амплитуд 1-й гармоники суточной вариации в мезонной компоненте

(или запаздывания момента максимума суточной вариации). Особенно быстро фазы «уходят» из области $65-120^\circ$ (утренние часы).

На фиг. 3 представлено частотное распределение амплитуд 1-й гармоники суточной вариации в мезонной компоненте. Среднее ее значение равно $0,33\%$, наиболее вероятное — $0,30\%$. Как уже говорилось выше,

Таблица 2

Интервалы ϕ	$320-15^\circ$	$20-60^\circ$	$65-120^\circ$	$125-150^\circ$	$155-195^\circ$	$200-270^\circ$	$275-315^\circ$
$D(\Delta\phi_N)$	46°	28°	55°	22°	23°	21°	35°
$\overline{\Delta\phi_N}$	$+2 \pm 4^\circ$	$+9 \pm 4^\circ$	$+12 \pm 5^\circ$	$+5 \pm 1,8^\circ$	$+2 \pm 1,4^\circ$	$-0,2 \pm 0,6^\circ$	$-4 \pm 2,5^\circ$
$D(\Delta\phi_M)$	44°	43°	36°	28°	24°	29°	47°
$\overline{\Delta\phi_M}$	$+12 \pm 4^\circ$	$+14 \pm 4^\circ$	$+29 \pm 3^\circ$	$+14 \pm 2^\circ$	$+6 \pm 1^\circ$	$0 \pm 1^\circ$	$+9 \pm 4^\circ$

величина температурного эффекта неясна. Согласно сделанным ранее оценкам [7, 8], вклад этот равен $0,12-0,15\%$. Однако эти оценки сделаны только для одной станции. Климатические различия на разных станциях могут привести к уменьшению температурной поправки.

§ 2. ЖЕСТКОСТЬ СПЕКТРА СУТОЧНОЙ ВАРИАЦИИ

Имея данные об амплитуде 1-й гармоники суточной вариации в нуклонной и мезонной компонентах, можно получить значение отношения амплитуд k , характеризующее жесткость энергетического спектра суточной вариации.

По данным за период МГГ было получено частотное распределение величины k . Наиболее вероятное значение $k = 0,75$. Среднее значение k , полученное по всем $k < 4,0$, равно $0,98$. Если же взять отношение средних амплитуд мезонной и нуклонной компонент, то $k = 0,89$.

Следует отметить, что теоретические вычисления с учетом «размазывания» частиц по приемному конусу не могут дать для спектра суточные

вариации типа $\delta D/D = \text{const}$ (как это предсказывается теорией) жесткость больше 0,80. Учет температурного эффекта может только увеличить разрыв между данными наблюдений и расчетом. Представляется, что этот разрыв может быть ликвидирован только в предположении, что в области малых (меньше 10 Бэв) энергий суточная вариация по неизвестной причине мала. В связи с этим большой интерес могут представить измерения суточного эффекта в области малых энергий.

Интересно было выяснить, какова будет средняя по всем случаям точность определения k для отдельных значений. Вычисления в предположении, что k постоянно, показали, что дисперсия значений k составляет 80% от самой величины k . Пользуясь распределением k , можно найти, что дисперсия σ_k равна 0,68. Сопоставляя σ_k со средним значением (0,89 или 0,98), видим, что только при усреднении по большому (десятки) числу случаев можно говорить о различии в спектре суточной вариации.

Полученные данные позволяют также выяснить, насколько фаза 1-й гармоники нуклонной компоненты может отличаться от фазы мезонной компоненты. Дисперсия угла $\Delta\varphi = \varphi_N - \varphi_M$, связанная со статистическими ошибками, равна грубо $\pm 20^\circ$. Дисперсия, вычисленная по наблюдаемым данным, дает величину $\pm 30^\circ$. Отсюда можно заключить, что дисперсия $\Delta\varphi$, создаваемая другими причинами — температурным эффектом, изменением спектра вариации, аппаратными ошибками и т. п., не превосходит 20° .

§ 3. СТАЦИОНАРНАЯ И НЕСТАЦИОНАРНАЯ СУТОЧНЫЕ ВАРИАЦИИ

Полученные нами данные позволяют сравнить характеристики стационарной и нестационарной суточных вариаций, если сделать естественное предположение о неизменности величины и фазы стационарной суточной вариации [3]. Далее нам необходимо сделать еще одно предположение: среднее значение вектора нестационарного потока космических лучей за большой период времени равно нулю. Говоря другими словами, мы можем считать по определению нестационарным такой поток, среднее значение которого равно нулю.

Для удобства интерпретации измеренные векторы 1-й гармоники суточной вариации были повернуты на некоторый угол ($+45^\circ$ для мезонной компоненты и $+60^\circ$ — для нуклонной) с таким расчетом, чтобы вновь полученный вектор приблизительно соответствовал вектору 1-й гармоники суточной вариации космических лучей за пределами магнитного поля Земли. Отметим, что вектор потока космических лучей пропорционален амплитуде суточной вариации и направлен в противоположную сторону относительно вектора 1-й гармоники суточной вариации. В дальнейшем мы будем пользоваться вектором, направленным, как и вектор потока, и имеющим величину, равную амплитуде суточной вариации. Условно будем называть этот вектор *вектором потока*. По данным за период МГГ были вычислены составляющие вектора потока на направление Солнце — Земля (обозначили через a) и перпендикулярное ему в плоскости эклиптики направление (обозначили через b). Знак $+$ для a -компоненты вектора потока соответствует направлению к Солнцу, знак $+$ для b -компоненты — против движения Земли на орбите.

Были построены частотные распределения a - и b -составляющих, по которым вычислены их средние значения и дисперсия в процентах как для нуклонной (a_N, b_N), так и для мезонной (a_M, b_M) компонент (табл. 3). Из табл. 3 следует, что стационарная суточная анизотропия (в смысле, указанном выше) равна 0,25 и 0,21% по модулю для нуклонной и мезон-

ной компонент соответственно. Жесткость спектра стационарной суточной вариации равна 0,84. Дисперсия величин дает возможность вычислить средний квадрат модуля вектора нестационарной анизотропии, а отсюда и среднее значение модуля (распределение считается близким к гауссовому). Для суточной вариации в нуклонной компоненте средний модуль оказался равным 0,28%, для мезонной — 0,27%. Жесткость спектра нестационарной суточной вариации оказывается равной 0,96.

Таблица 3

	a_N	a_M	b_N	b_M
Средние	+0,04	+0,01	-0,25	-0,21
Дисперсия	0,19	0,20	0,26	0,23

Сейчас трудно утверждать, что спектр нестационарной суточной вариации жестче спектра стационарной. Дело в том, что характерные времена изменения фазы нестационарной суточной вариации сравнимы с периодом усреднения (одни сутки) при определении параметров суточной вариации. В результате значения амплитуд занижаются, причем по-разному для нуклонной и мезонной компонент.

Из сравнения средних за период МГГ амплитуд стационарной и нестационарной суточных вариаций видно, что последняя, видимо, больше. Любопытно отметить, что в пределах ошибок среднее значение модуля суточной вариации равно корню квадратному из суммы квадратов средних значений модулей стационарной и нестационарной суточных вариаций как для мезонной, так и для нуклонной компонент.

Поскольку стационарная суточная вариация практически не зависит от параметров солнечного ветра, то можно думать, что 11-летние изменения амплитуды суточной вариации определяются изменением среднего значения модуля нестационарной суточной вариации.

§ 4. СКАЧКИ ФАЗЫ И ФАЗОВРАЩЕНИЯ

Хорошей иллюстрацией связи параметров нестационарной суточной вариации со свойствами межпланетной среды являются скачки фазы и фазовращения (см. [6]).

Скачки фазы свидетельствуют о резком изменении направления нестационарного потока примерно на 180° . Такое резкое изменение может быть вызвано достаточно быстрым изменением параметров межпланетной среды.

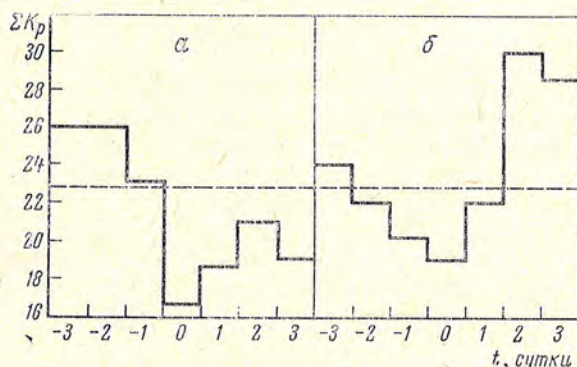
Величина и направление потоков космических лучей определяются параметром v/k , где v — скорость солнечного ветра, k — коэффициент диффузии космических лучей в межпланетной среде. В случае изотропного солнечного ветра параметр v/k не зависит от гелиографической долготы на всех расстояниях от Солнца. В этом случае не возникает нестационарной суточной вариации космических лучей. Если же v/k зависит от гелиодолготы, то возникает нестационарная суточная вариация. В областях, где v/k больше, поток космических лучей направлен от Солнца (максимум суточной вариации смещается на утренние часы). Там, где v/k меньше, поток направлен к Солнцу (максимум смещается к вечерним часам). (Подробнее о потоках космических лучей см. [1, 2].)

Таким образом, если происходит (вследствие вращения Солнца) быстрая смена области с большим v/k на область с малым v/k , то происходит смена фазы суточной вариации с утренней на вечернюю и наоборот.

Скорость солнечного ветра, согласно [9], хорошо коррелирует с K_p -индексом. Можно думать, что и параметр k (коэффициент диффузии) уменьшается с ростом K_p -индекса, хотя это и не обязательно. Таким образом, v/k должно расти с ростом K_p -индекса, а, следовательно, скачки фаз должны быть связаны с ходом K_p -индекса. При смене фазы суточной вариации с утренней на вечернюю K_p -индекс должен уменьшаться, при переходе фазы с вечерней стороны на утреннюю — возрастать.

Фиг. 4. Средний ход суточного K_p -индекса для скачков фазы, не связанных с магнитными бурями

а — фаза суточной вариации переходит от утренних значений до скачка фазы к вечерним после скачка фазы; б — фаза суточной вариации переходит от вечерних значений до скачка фазы к утренним после скачка фазы



Для проверки этого предположения скачки фаз, не связанные с магнитными бурями с SC, были разбиты на две группы в соответствии с ожидаемым ходом K_p -индекса. Далее строился средний для всех случаев ход K_p -индекса в обеих группах методом наложения эпох. За нулевой день был принят день скачка. Результаты, показанные на фиг. 4, подтверждают высказанное предположение. Характерно, что на обеих гистограммах наблюдается минимум K_p -индекса в нулевой день. Можно думать, что существование минимума свидетельствует о пересечении Землей границы между секторами регулярного межпланетного магнитного поля. Действительно, по данным [10], минимум K_p -индекса наблюдается при смене знака поля, а максимум K_p -индекса в данном секторе имеет место на вторые сутки после пересечения Землей границы сектора.

Если скачки фазы следуют один за другим достаточно часто, то наблюдаются фазовращения, т. е. фаза непрерывно изменяется. Характерно, что изменение фазы во всех обнаруженных нами случаях идет в сторону увеличения угла, т. е. максимум суточной вариации смещается на более поздние часы. Среднее время изменения фазы на 360° примерно 28 час. Такова же средняя скорость изменения фазы и для скачков: 27 час. по данным нейтронных мониторов и 30 час. по данным мезонных телескопов.

§ 5. СЛУЧАИ БОЛЬШИХ АМПЛИТУД В СУТОЧНОЙ ВАРИАЦИИ

Вопрос о том, в каких случаях амплитуда суточной вариации достигает больших значений, неоднократно обсуждался в литературе. Так, в [11] утверждалось, что большие амплитуды наблюдаются после радиовсплесков IV типа. Кейн [12] утверждает, что большие амплитуды не связаны сколько-нибудь определенно с каким-либо гео- или гелиофизическим явлением.

В [6] нами указывалось, что большие амплитуды довольно часто связаны с магнитными бурями с SC, хотя ряд случаев не связан ни с бурями, ни с радиовсплесками IV типа. Исходя из изложенного в предыдущем параграфе, можно предположить, что большие амплитуды появляются тогда, когда значение фазы нестационарной суточной вариации близко к значению фазы стационарной вариации, а амплитуда нестационарной вариации

сравнима или больше амплитуды стационарной. Таким образом, в это время должна быть значительная анизотропия в солнечном ветре (секторная структура), вследствие которой и появляется сравнительно большая нестационарная компонента суточной вариации.

Из данных об амплитуде суточной вариации в нуклонной (A_N) и жесткой (A_M) компонентах были выделены случаи, когда удовлетворялось одно из условий:

$$1) \begin{cases} A_N > 0,7\%, \\ A_M > 0,5\%, \end{cases} \quad 2) \begin{cases} A_N > 0,6\%, \\ A_M > 0,6\%. \end{cases}$$

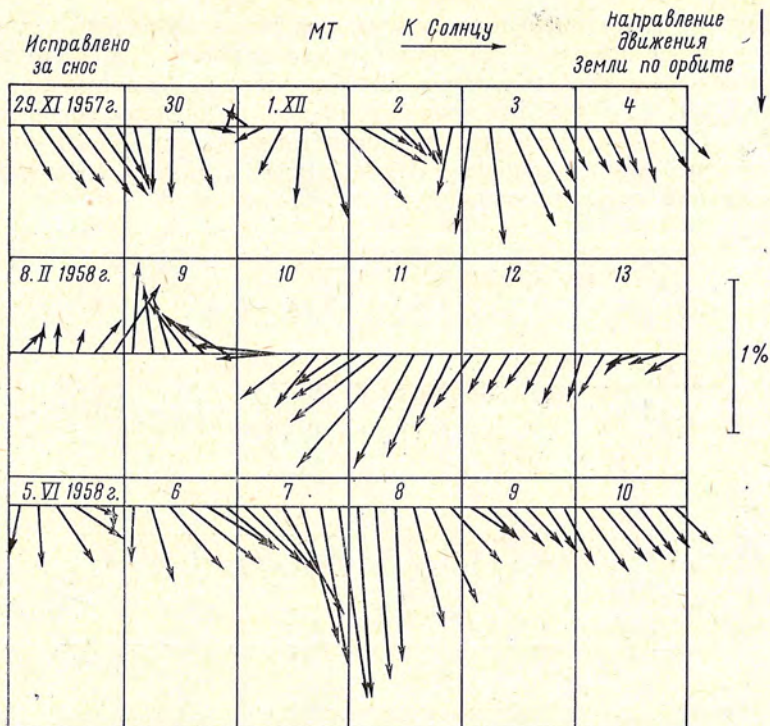
В табл. 4 приведен список таких событий. Рассмотрение временного характера изменения суточной вариации показало, что действительно в большей части случаев большие амплитуды появляются при вращении фазы нестационарной суточной вариации (примеры поведения вектора потока космических лучей приведены на фиг. 5). Лишь в некоторых случаях, во время больших Форбуш-эффектов, амплитуда увеличивается без значительного изменения фазы. В принципе в этом случае стационарная суточная вариация могла бы возрастать из-за резкого увеличения скорости солнечного ветра.

Таблица 4

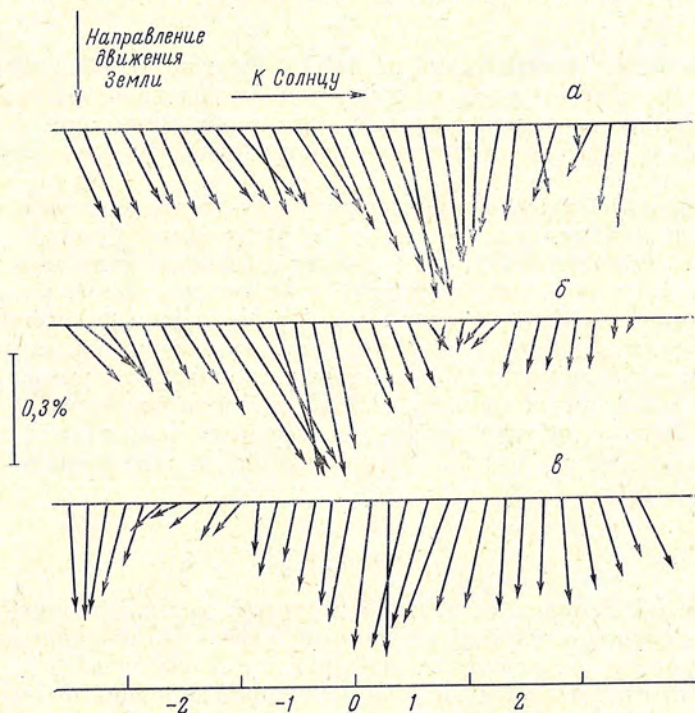
№ п/п	Дата	№ п/п	Дата	№ п/п	Дата
1	10.VIII 1957 г.	18	1.XII 1957 г.	34	27—29.VI 1958 г.
2	19.VIII	19	3.XII	35	8.VII
3	21.VIII	20	18.XII	36	10.VII
4	23.VIII	21	23.XII	37	13.VII
5	2.IX	22	8.I 1958 г.	38	17.VII
6	3.IX	23	11.I	39	16.VIII
7	5.IX	24	28.I	40	24—25.VIII
8	7.IX	25	5.II	41	27.VIII
9	10.IX	26	11.II	42	27.IX
10	12.IX	27	17.II	43	30.IX — 1.X
11	13—14.IX	28	25—28.III	44	24.X
12	19—20.IX	29	9—10.V	45	27.XI
13	21.IX	30	23—25.V	46	3.XII
14	12.X	31	1.VI	47	5.XII
15	22.X	32	7—8.VI	48	10—11.XII
16	23.XI	33	20—21.VI	49	23—24.XII
17	26.XI				

Связь больших амплитуд с магнитными бурями с SC, по-видимому, свидетельствует о том, что значительные нестационарности в солнечном ветре обусловлены наличием достаточно активных областей на Солнце, которые, в свою очередь, обуславливают появление магнитных бурь на Земле. Некоторым доводом в пользу этого утверждения может служить временной ход вектора потока космических лучей во время бурь различных (в смысле [6]) типов, приведенный на фиг. 6. На фиг. 6, а изображен временной ход среднего вектора потока космических лучей для тех бурь I типа (амплитуда суточной вариации возрастает после SC), у которых суточный K_p -индекс перед SC был меньше 22 (среднее за МГГ значение K_p индекса равно 22).

Характерно, что вектор потока космических лучей имеет значительную составляющую в направлении к Солнцу.



Фиг. 5. Примеры поведения вектора потока космических лучей во время появления больших амплитуд суточной вариации

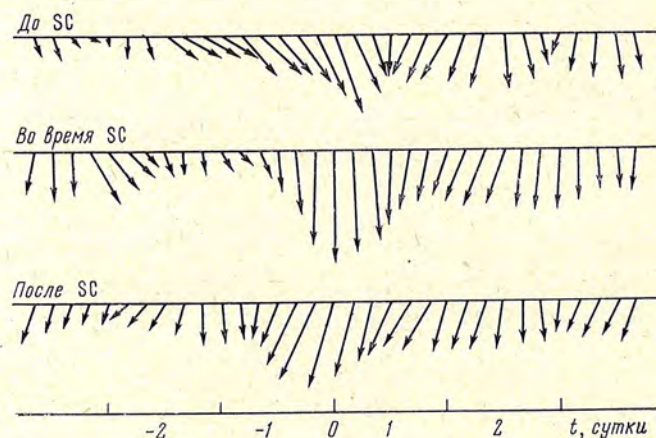


Фиг. 6. Средний временной ход вектора потока космических лучей во время магнитных бурь I типа (а и б) и II типа (в)

а — суточный K_p -индекс перед SC меньше 22; б — суточный K_p -индекс меньше или равен 22; в — суточный K_p -индекс перед SC больше 22

На фиг. 6, б приведен аналогичный ход векторов потока для бурь II типа (амплитуда суточной вариации убывает после SC). Суточный K_p -индекс перед SC меньше или равен 22. Обращает на себя внимание сходство картин на фиг. 6, а и б, отличающихся лишь смещением во времени.

На фиг. 6, в изображен ход вектора потока для тех бурь I типа, у которых суточный K_p -индекс перед SC был больше 22. В этом случае вращение нестационарной суточной вариации происходит до SC.



Фиг. 7. Средний временной ход вектора потока космических лучей во время больших амплитуд суточной вариации, связанных с магнитными бурями

Амплитуда достигла максимума за 0,5—1 сутки до SC, во время SC, через 0,5—1 сутки после SC

Таким образом, приведенные на фиг. 6 временные изменения вектора потока подтверждают предположение о том, что большие амплитуды в суточной вариации связаны, скорее, с характером изменения K_p -индекса, или, точнее, с параметрами солнечного вектора, чем с магнитными бурями.

Интересная особенность в поведении среднего хода вектора потока во время больших амплитуд, связанных с магнитными бурями, видна на фиг. 7. Здесь все случаи больших амплитуд были разбиты на три группы в зависимости от того, когда амплитуда достигла максимума: до SC, во время SC и после SC. За нулевой момент времени взят момент максимума амплитуды. Из фиг. 7 явствует, что положение максимума суточной вариации относительно SC сказывается главным образом на фазе вектора потока в максимуме амплитуды. Относительно большая величина амплитуды на фиг. 7 (средний график) может быть в принципе связана с ростом стационарной суточной вариации из-за увеличения скорости солнечного ветра.

ВЫВОДЫ

Данные о 1-й гармонике суточной вариации жесткой компоненты подтверждают в основном выводы, сделанные ранее в [6] по данным нейтронных мониторов, и позволяют сделать ряд новых выводов.

1. Средняя амплитуда 1-й гармоники суточной вариации в жесткой компоненте равна 0,33% (без поправки на температурный эффект), наиболее вероятное значение 0,30%, амплитуда среднего вектора 1-й гармоники 0,21% по данным за период МГГ. Наиболее вероятное значение фазы около 16 час. местного времени.

2. Если принять, что 1-я гармоника суточной вариации состоит из стационарной и нестационарной составляющих, то среднее значение амплитуды нестационарной анизотропии сравнимо или даже больше среднего значения стационарной во время МГГ.

3. Вращения фазы происходят в одном направлении, а именно, максимум смещается к более поздним часам. Эта особенность может быть объяснена азимутальной неоднородностью солнечного ветра.

4. Скачки фазы происходят при смене корпускулярных потоков или при смене знака регулярного магнитного поля в результате изменения направления нестационарного потока космических лучей.

5. Жесткость спектра суточной вариации, по-видимому, существенно не меняется.

6. Большие амплитуды связаны преимущественно с ростом амплитуды нестационарной составляющей суточной вариации, когда обе составляющие направлены в одну сторону. В некоторых случаях большие амплитуды связаны с ростом стационарной составляющей космических лучей.

В заключение авторы выражают благодарность Н. В. Бенюх за большую помощь в обработке данных и М. Н. Рыбаловой за составление программы обработки данных на ЭВМ «Минск-1».

Декабрь 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. Г. Ф. Крымский. Геомагнетизм и аэрономия, 1964, 4, 977.
2. E. N. Parker. Planet. Space Sci., 1964, 12, 735.
3. W. I. Axford. Planet. Space Sci., 1965, 13, 115.
4. А. К. Панкратов, Б. М. Владимирский, А. А. Степанян. В сб.: «Космические лучи», (в печати).
5. А. К. Панкратов, А. А. Степанян. Геомагнетизм и аэрономия, 1967, 7, № 3, 528.
6. Б. М. Владимирский, А. К. Панкратов, А. А. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35, 222.
7. А. И. Кузьмин, Н. Н. Ефимов, Д. Д. Красильников, Г. В. Скрипин, В. Д. Соколов, Г. В. Шафер, Ю. Г. Шафер. В сб.: «Космические лучи». Результаты МГГ, 1961, № 3, 64.
8. А. А. Степанян. Геомагнетизм и аэрономия, 1962, 2, № 3, 443.
9. C. W. Snyder, M. Neugebauer. J. Geophys. Res., 1963, 68, 6361.
10. N. F. Ness. Доклад на IX Международной конференции по космическим лучам. Лондон, 1965.
11. K. Mita k a m i, S. K u d o. J. Geomagn. Geoelectricity, 1963, 14, 183.
12. R. P. Kane. Nuovo Cim., 1963, 29, 801.

МАЛЫЕ ЭФФЕКТЫ ВСПЫШЕК В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ В СТРАТОСФЕРЕ

Б. М. Владимирский

Изучение данных измерений, выполненных А. Н. Чарахьяном и сотрудниками [2] с помощью шаров-зондов в Мурманске и Мирном (Антарктида), показывает, что интенсивность космических лучей на глубинах $\leq 20 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ спустя несколько часов после начала хромосферной вспышки балла $\geq 1^+$ в среднем на 3—4% (с ошибкой не более 0,5%) выше, чем во время полетов в спокойные интервалы. Возрастание с такой же амплитудой обнаруживается после вспышек, сопровождавшихся слабыми эффектами типа PCA спустя в среднем 12^h после начала вспышки в H_{α} . Генерация космических лучей в малых масштабах происходит, по-видимому, практически во всех вспышках.

SMALL FLARE EFFECTS IN COSMIC RAYS ACCORDING TO MEASUREMENTS IN THE STRATOSPHERE, by *B. M. Vladimirsky*. — The study of data of measurements, carried out by A. N. Charachhjan and his collaborators [2] by means of balloons in Murmansk and Mirny (Antarctica) shows that some hours later after the beginning of a chromospheric flare (by importance of $\geq 1^+$) the intensity of cosmic rays at depths of $\leq 20 \text{ g/cm}^2$ is on the average by 3—4% (with an error not more than 0,5%) higher than during flights in quiet intervals. The increase with such an amplitude is discovered after flares, accompanied by weak effects of PCA type on the average 12^h later after the beginning of a flare in H_{α} . The generation of cosmic rays on small scales takes place, apparently, practically in all flares.

1. Для понимания физических процессов, протекающих при развитии хромосферных вспышек, очень важно знать, является ли генерация быстрых протонов и ядер во время вспышек процессом исключительным, редким, или это явление присуще в малых масштабах любой вспышке. В литературе распространена точка зрения, согласно которой генерация солнечных космических лучей связана лишь с некоторыми, особыми хромосферными вспышками («протонные» вспышки). Однако этот взгляд должен быть пересмотрен в том случае, если к «протонным» вспышкам будут отнесены и вспышки, которые сопровождаются лишь слабыми (доли процента) возрастаниями интенсивности космических лучей на уровне моря, обнаруженными Дж. Файрором [1].

Практически почти все вспышки балла 2 обнаруживают такие эффекты. Однако, вообще говоря, эти малые возрастания могли бы рассматриваться как явления другой природы — прежде всего потому, что неизвестно, простирается ли энергетический спектр частиц во время таких событий в область малых энергий ($< 1 \text{ Бэ}$). Между тем за последние годы было с достоверностью установлено, что заметное возрастание интенсивности космических лучей на уровне моря всегда сопровождается значительным увеличением потока в области малых энергий (эффекты в полярной ионосфере — PCA, PGA и т. д., измерения в стратосфере и в космосе). В связи с этим представляется разумным предпринять попытку обнаружить малые

эффекты возрастания космических лучей после хромосферных вспышек для энергии $< 1 \text{ Бэ}$ по стратосферным измерениям в области высоких широт.

2. Для решения такой задачи можно воспользоваться данными измерений интенсивности космических лучей в стратосфере, полученными А. Н. Чарахчяном и сотрудниками [2] (данные за 1961—1963 гг. были любезно предоставлены А. Н. Чарахчяном и Т. Н. Чарахчян до публикации). Эти измерения, выполненные с помощью одиночного счетчика в пункте с номинальной обрезавшей жесткостью $0,5 \text{ Бэ}$, охватывают диапазон энергий $100\text{--}300 \text{ Мэв}$. Статистическая точность измерений (примерно 1,5%) оставляет лишь один путь выявления малых (несколько процентов) эффектов — метод усреднения. В связи с этим из многочисленных данных измерений [2] было отобрано две группы полетов:

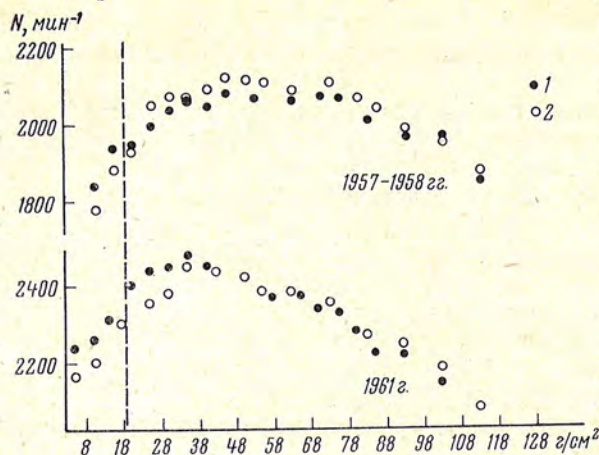
I — полеты после вспышек (балла 1^+ и выше);

II — полеты в спокойные интервалы времени — в отсутствие вспышек балла $\geq 1^+$.

В обе группы вошли полеты с достигнутыми высотами менее 15 г/см^2 остаточного давления. Особое внимание было обращено на однородность данных, так что полеты в этих группах отличались лишь в одном отношении: наличие или отсутствие вспышек перед измерениями. Чтобы по возможности избежать эффектов, связанных с осаждением в атмосферу электронов, дающих рентгеновское излучение [3], измерения в период магнитных бурь (SC, G), Форбуш-спадов, внезапных начал SC не использовались. Тщательным образом были исключены все полеты в период полярных возмущений типа PCA, даже самых слабых, для чего использовался составленный по литературным данным каталог случаев регистрации солнечных космических лучей различными методами (июль 1957 — декабрь 1963 г., более 200 событий). Разумеется, были исключены все полеты, во время которых наблюдались возрастания интенсивности солнечных космических лучей большой амплитуды (перечислены в [4]). Для группы полетов после вспышек (I группа) отобраны полеты, в которых зонд достигал высот $\leq 20 \text{ г/см}^2$ спустя несколько часов после начала хромосферной вспышки в H_α . В среднем этот интервал составлял для всей группы примерно $4^{\text{h}},5$. Данные о вспышках брались из стандартизованных сводок [5,6], а для 1962—1964 гг. из [7,8]. 45% вспышек имеют балл 1^+ , остальные $\geq 2^-$ (из них только две вспышки имеют балл 3). Всего в эту группу за весь исследуемый интервал времени (июль 1957 г. — июнь 1964 г.) оказалось возможным включить 75 полетов. Среднее значение суточной суммы $\sum K_p$ составляет около 17.

Измерения считались выполненными в спокойное время, если в предшествующие полету сутки не было отмечено вспышек балла $\geq 1^+$. Использовались только такие полеты, во время которых проводились патрульные наблюдения в H_α . Далее, чтобы гарантировать отсутствие перед полетом незамеченной активности в H_α , соответствующей мощной вспышке, были просмотрены данные о внезапных ионосферных возмущениях [9]. Полеты, перед которыми были отмечены такие явления, как возрастание минимальных частот отражений, SWF, SCNA, SEA и т. п., отбрасывались. Всего в группу II вошло 78 полетов. Среднее значение $\sum K_p$ для полетов этой группы равно 16.

3. После отбора материала, произведенного описанным образом, для каждой группы были построены усредненные кривые интенсивность—высота. Чтобы избежать эффектов, связанных с 11-летним циклом, материал был разбит по годам. В качестве примера на фиг. 1 приведены данные за 1957—1958 гг. и за 1961 г. На кривых видно, что интенсивность для полетов I группы для глубин $\leq 20 \text{ г/см}^2$ систематически выше по сравнению с интенсивностью в спокойные интервалы (полеты II группы), хотя для высот ниже пфюцеровского максимума интенсивности примерно одинако-



Фиг. 1. Усредненные высотные кривые интенсивности космических лучей

1 — после хромосферных вспышек балла $\geq 1+$; 2 — в спокойные интервалы

обработки, были рассмотрены случаи, когда солнечные космические лучи регистрировались при ионосферных наблюдениях. Перечень таких событий — типа слабых РСА — дан в табл. 1, где наряду с данными о полетах и соответствующих вспышках приведена библиография. Относительно этих событий в литературе нет сообщений о наличии возрастания интенсивности по баллонным измерениям. Усредненная разностная кривая (интенсивность полетов во время РСА минус интенсивность в спокойные интервалы) приведена на фиг. 3. Нетрудно видеть, что кривая вполне аналогична кривой на фиг. 2. То обстоятельство, что величина возрастания в последнем случае лишь немногим более возрастания на фиг. 2, связано с большим интервалом времени между началом вспышки и моментом измерений (в среднем около 12 час.).



Фиг. 2. Разность высотных кривых интенсивности космических лучей для широты 64°

I группа полетов (75) минус II группа полетов (78); июль 1957 г. — июль 1964 г. Кривая, нанесенная штрихами, — спектр пробегов для вспышки 4.V 1960 г. (по [10])

Данные для каждого полета I и II групп можно было сопоставить с данными одновременного полета на широте 51° (Долгопрудный, Московская обл.). На этой широте (обрезающая геомагнитная жесткость $2,3 \text{ Бв}$) заметных эффектов малых вспышек в области энергий $100\text{--}300 \text{ Мэв}$ наблюдаться не должно. Следовательно, если на широте 64° для полетов

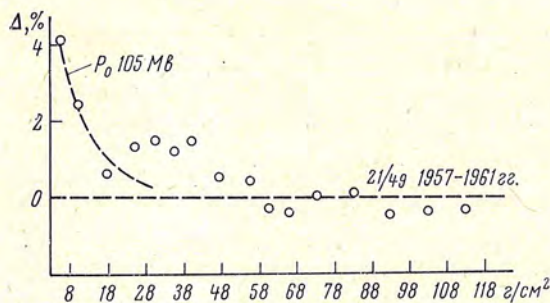
вы. На фиг. 2 приведена разность (в процентах) полеты I — полеты II для всего набора случаев. Как видно, для глубин $\leq 20 \text{ г/см}^2$ имеется заметная избыточная интенсивность $3\text{--}4\%$, в то время как для глубин $\geq 60 \text{ г/см}^2$ точки лежат близ нулевой линии в полосе, соответствующей разбросу $\pm 1\%$. Возрастание на больших высотах должно быть признано реальным эффектом, в чем можно удостовериться несколькими способами. Прежде всего, чтобы убедиться в достаточной чувствительности как самих измерений, так и принятой процедуры

Полеты после блокаутов

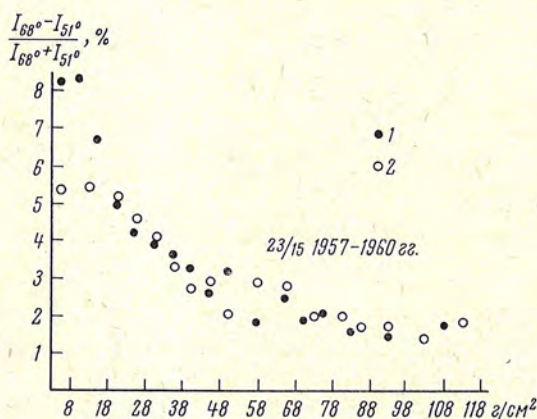
Дата	Начало измерений, UT	Высота, г/см ²	Вспышка			РСА		Ссылка
			Начало, UT	Балл	Координаты	Начало, UT	Продолжительность, дни	
29.VIII 1957 г.	06 ^h 19 ^m	11	05 ^h 49 ^m	1 ⁺	25N 36E	05 ^h	>2	[10]
5.VI 1958 г.	07 04	6	21 47 4-го	2 ⁻	16N 59W	23 4-го	3	[11]
26.VI	07 08	6	02 45	2 ⁺	10N 50E	17 27-го	4	[12]
14.IX	07 45	6	08 30	2	11S 78W	09	2	[12]
15.IX	09 36	11	То же событие					
9.II 1959 г.	07 33	6	00 58	2	10N 90E	—	—	[13]
13.II	07 26	6	23 01 12-го	3	13N 48E	02	4	[12]
17.V	07 11	11	05 23	2 ⁺	20N 30W	—	—	[13]
2.XII	12 07	11	12 19	2 ⁺	07N 16W	—	—	[13]
10.XII	07 26	21	05 12	2 ⁺	15N 70W	—	—	[13]
12.I 1960 г.	11 51	11	20 40 11-го	3	22N 03E	22 11-го	4	[10]
29.II	07 01	11	01 40	2	32S 56W	16	8	[14]
27.V	11 02	6	08 18 26-го	2 ⁺	14N 15W	10 26-го	3	[14]
3.VI	07 06	6	08 23 1-го	3 ⁺	29N 46E	14 1-го	6	[14]
26.VIII	12 03	5	?			10	5	[14]
11.XI	07 07	5	03 05	2 ⁺	28N 12E	04	—	[14]
6.XII	07 06	6	18 25 5-го	3 ⁺	26N 74E	05	6	[14]
28.VII 1961 г.	07 05	11	02 40	2	12N 38W	03	—	[15]
14.VIII	16 08	11	14 00	2	07S 69W	01 15-го	—	[15]
18.IX	07 09	6	10 57 16-го	2 ⁺	18N 77E	02 19-го	—	[15]
23.IV 1962 г.	07 08	6	14 30 22-го	2 ⁺	08N 48W	19 22-го	—	[15]

I группы имеется избыточная интенсивность, то величина $(I_{64^\circ} - I_{51^\circ}) / (I_{64^\circ} + I_{51^\circ})$ будет выше для этой группы по сравнению с такой же величиной для полетов в спокойные интервалы. Из фиг. 4 видно, что такого рода эффект действительно имеет место, указывая на наличие избыточной интенсивности на глубине ≤ 20 г/см² (около 3%). Приведенный график является усреднением за 1957—1960 гг. Кроме того, за этот интервал времени для широты 51° был произведен отбор полетов, так же как это было сделано для широты 64°. Списки полетов в небольшой степени перекрываются с уже использованными выше. Всего было использовано по 61 полету в каждой группе. Средняя разностная кривая представлена на фиг. 5. Как видно, на этом графике незаметно каких-либо систематических эффектов. Таким образом, можно уверенно утверждать, что избыточная интенсивность наблюдается только на высоких широтах. Данными фиг. 5 можно воспользоваться для оценки ошибки при построении средних разностных кривых (число случаев примерно такое же, как и для фиг. 2). Если учитывать только те интервалы высот, где отсутствуют паузы в приеме телеметрических сигналов, стандартное отклонение для точек фиг. 2 от нулевой линии не превышает $\pm 0,5\%$. Разброс данных при получении каждой точки для усредненной кривой составляет, однако, 3%, что соответствует изменению интенсивности от дня ко дню. До ~ 200 г/см² эта величина не зависит от глубины.

Наконец, для интервала высот 11—15 г/см² были построены частотные распределения значений интенсивности космических лучей, полученных в каждом полете, для обеих групп. Из различия распределений вытекает, что увеличение не может быть отнесено за счет нескольких полетов с боль-



Фиг. 3. То же, что на фиг. 2, для случаев, сопровождавшихся слабыми эффектами в полярной ионосфере (слабые РСА — см. табл. 1 в тексте, 1957—1961 гг.)



Фиг. 4. Относительная разность интенсивности на широтах 64 и 51° в функции глубины

1 — полеты I группы (после вспышек); 2 — полеты II группы (спокойные интервалы)

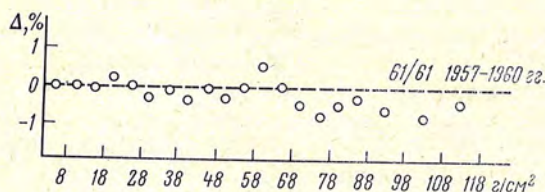


Рис. 5. Разность высотных критических интенсивности для широты 51°

I группа полетов (61) минус II группа полетов (61), июль 1957 — декабрь 1960 г.

шими амплитудами возрастаний, а является малым систематическим эффектом.

4. Как хорошо известно, на широтах 64—68° нередко наблюдаются возрастания интенсивности на больших высотах, обусловленные рентгеновским излучением, которое связано с осажждением в атмосферу магнитосферных электронов с энергией в десятки кэв. Эти эффекты непосредственно не связаны со вспышками. В пользу того утверждения, что обнаруженное возрастание не связано с рентгеновским излучением, можно привести следующие данные. Прежде всего для 1957—1959 гг. были просмотрены доступные данные по минимальным частотам отражений $f_{\text{мин}}$ ионосферной станции Мурманск (примерно 30% полетов группы I). Оказалось, что за указанный интервал времени только в двух случаях из 25 в нижней ионосфере в момент баллонных измерений наблюдалась заметная дополнительная ионизация (блокаут), которая могла быть приписана эффекту осаждения электронов. Однако эффекты возрастаний 1957—1959 гг. ничем не отличаются от результатов за последующие годы.

Поскольку использовались только спокойные в геомагнитном отношении интервалы ($K_p \leq 3$), эффекты рентгеновского излучения, связанные с геомагнитными возмущениями, тем самым исключались. Слабые эффекты, не связанные с возмущениями, с примерно равной вероятностью должны встречаться в обеих группах полетов и, следовательно,

разность средних кривых должна быть равна нулю. Случайное преобладание эффектов рентгеновского излучения в I группе полетов практически исключено, так как эти события имеют ясно выраженный суточный ход с максимумом около 5—7^h L.T., тогда как измерения проводились, как правило, близ 11^h L.T., когда число случаев появления рентгеновского излучения относительно очень мало [16].

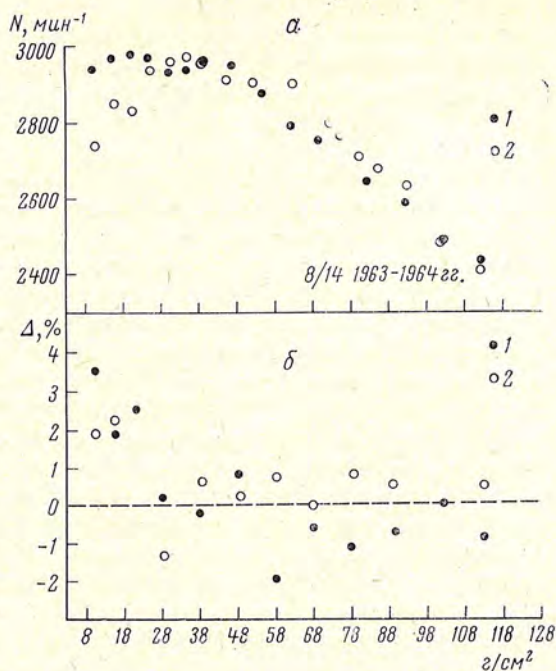
Эффект возрастания интенсивности космических лучей после вспышек наблюдается также в Мирном (Антарктида). Соответствующие данные представлены на фиг. 6. На разностной кривой нанесены также данные измерений в Мурманске (набор событий для этих двух пунктов измерений не является вполне тождественным). Расположение Мирного таково, что заметные эффекты рентгеновского излучения там не обнаруживаются, однако результаты для Мирного ничем не отличаются от результатов для Мурманска.

Для 1960—1962 гг. была произведена обработка данных измерений с помощью телескопа двойных совпадений. Эти измерения нечувствительны к эффектам рентгеновского излучения. Между тем эффекты возрастания интенсивности были обнаружены и в этом случае. Хотя из-за большой статистической ошибки этих измерений (~4%) и малого числа полетов (оказалось возможным использовать только 31 полет) сам по себе этот результат не вполне надежен, он также свидетельствует в пользу того, что обнаруженный эффект возрастания интенсивности на больших высотах должен быть приписан протонам.

5. На фиг. 2 штриховой линией нанесена надлежащим образом пересчитанная зависимость амплитуды возрастания от глубины — спектр пробегов — для солнечных космических лучей от вспышки 4.V 1960 г. (согласно [17]). Как видно, спектр пробегов частиц после небольших вспышек вполне аналогичен спектру, наблюдавшемуся в период большого возрастания интенсивности (до внезапного начала магнитной бури). Если в качестве параметра энергетического спектра выбрать жесткость P , то спектр имеет вид

$$I(>P) = I_0 \exp\left(-\frac{P}{P_0}\right),$$

где P_0 — характерная жесткость, равная в данном случае 235 Мв. Как известно, величина параметра P_0 систематически уменьшается после достижения максимума интенсивности космических лучей. Поэтому следует



Фиг. 6. Эффект возрастания интенсивности космических лучей после вспышек по измерениям в Мирном (Антарктида)

a — усредненные высотные кривые: 1 — полеты после вспышек, 2 — полеты в спокойные интервалы; $б$ — разность высотных кривых: 1 — Мирный, 2 — Мурманск

ожидать, что при измерениях в моменты времени, дальше отстоящие от начала вспышки, величина P_0 должна быть меньше. Действительно, для средней кривой фиг. 3 (интервал времени между началом хромосферной вспышки и моментом измерений примерно в 2,5 раза больше, чем для фиг. 2) значение P_0 для спектра пробегов заметно меньше и равно 105 $M\text{э}$ (против 130 $M\text{э}$ для фиг. 2).

Как можно видеть на фиг. 2, 3 и 6, в диапазоне глубин 30—55 г/см^2 имеется некоторая избыточная интенсивность, явно не связанная с продолжением спектра протонов на эти глубины. Особенно четко этот эффект виден на фиг. 2, где его амплитуда достигает $\sim 2\%$. Этот эффект также должен быть связан с протонами вспышки. Исходя из величины коэффициента поглощения наиболее вероятным представляется, что за это возрастание должны быть ответственны γ -кванты с энергией в несколько $M\text{э}$. При измерениях во время больших возрастаний интенсивности космических лучей такие γ -кванты и сопутствующие им электроны с энергией такого же порядка действительно наблюдались [17, 18]. Их происхождение подробно обсуждали Гоффман и Уинклер [19]. Согласно этим авторам, γ -кванты с энергией в несколько $M\text{э}$ образуются при ядерном взаимодействии протонов с пробегами, меньшими остаточной толщи вещества над прибором ($\leq 8 \text{ г/см}^2$). Действительно, оценка показывает, что если экстраполировать спектр пробегов протонов, нанесенный на фиг. 3, до $\sim 1 \text{ г/см}^2$ (30 $M\text{э}$) и использовать данные о сечениях, собранные в [19], то получают-ся как раз нужные значения возрастания потока близ 40 г/см^2 . Такое объяснение будет справедливым, если обрезаящая жесткость геомагнитного поля над Мурманском примерно вдвое ниже номинальной (0,24 $B\text{э}$ вместо 0,5 $B\text{э}$). В настоящее время, однако, уже накопилось много данных, указывающих на то, что вычисленные значения обрезаящей жесткости для интересующих нас широт завышены примерно вдвое (см., например, [20]), так что этот последний результат хорошо согласуется с данными других авторов.

6. Относительно малые амплитуды возрастания интенсивности (при данной точности измерений), а также большой разброс в интервалах времени от начала вспышек до момента измерений очень затрудняют изучение зависимости амплитуд возрастаний от параметров вспышек.

Как известно, существует корреляция между баллом вспышки и эффектом в космических лучах. Уже отмечалось, что использованный набор событий содержит преимущественно слабые вспышки (вспышки баллов 2⁻ и 1⁺ — 50 случаев, из остальных 25 только 2 вспышки балла 3). Если принять, что энергетические спектры больших и малых возрастаний интенсивности космических лучей подобны, можно сделать оценку отношений потоков для вспышек балла $\geq 2^+$ и < 2 . В среднем величина этого отношения около 10^2 , так что излагаемый результат также свидетельствует в пользу существования упомянутой корреляции. Однако для рассмотренной выборки случаев проверить существование корреляции не удалось, так как оказалось, что интервал времени между началом вспышки балла ≥ 2 и моментом измерений значительно больше, чем для остальных вспышек. Очень интересно, что эффект в космических лучах, насколько можно судить, не зависит от того, сопровождается ли вспышка ионосферным эффектом (SID) или не сопровождается. Для изучения этого вопроса все события 1959—1964 гг. были разбиты на две группы в зависимости от того, было ли зафиксировано для вспышки какое-либо из проявлений ионосферного возмущения (SCNA, SWF, SEA и т. д.) или не было (по данным, публикуемым в [9]). Такое разбиение из-за неполноты патруля ионосферных эффектов не могло быть в данном случае выполнено вполне надежно. Однако, так как в группу вспышек без ионосферных эффектов попали только вспышки балла $\leq 1^+$, указанное обстоятельство не может существенно повлиять на результат (такие вспышки относительно редко сопровождают-

ся ионосферными возмущениями). Соответствующие разностные кривые, представленные на фиг. 7, получены также, как и кривые на фиг. 2 и 3.

Обнаруженный эффект возрастания соответствует потоку на границе атмосферы для энергии $E \geq 100 \text{ Мэв}$ около $\sim 0,7 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Такое значение потока относится к среднему интервалу времени «начало хромосферной вспышки — начало измерений» $4^{\text{h}}, 5$. Спад интенсивности для этого интервала энергий (экспоненциальный) происходит с постоянной времени

$\sim 22^{\text{h}}$. Это сравнимо с частотой следования вспышек балла $\geq 1^+$ в период высокой солнечной активности (с середины 1957 г. до середины 1959 г. примерно не реже раза в сутки). Следовательно, при малых энергиях в период максимума активности должен существовать практически постоянный, хотя и сильно флуктуирующий, поток солнечных космических лучей. Такой поток был как будто действительно обнаружен $\sim 0,1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ [21—23]. Ранее было показано, что наблюдаемый спектр и величина интенсивности совместимы с представлением о том, что наблюдающиеся частицы являются эффектом вспышек в области малых энергий [24]. Однако против результатов [21—23] были выдвинуты довольно серьезные возражения [25]. Как вытекает из изложенного, измерения А. Н. Чарахчяна и сотрудников [2] непосредственно подтверждают результаты Фогта [21—23] и их истолкование [24].

Изучение данных стратосферных измерений [2] позволяет сформулировать следующие выводы.

1. После вспышек балла $\geq 1^+$ спустя в среднем $4^{\text{h}}, 5$ после начала вспышки в H_α наблюдается возрастание интенсивности протонов с энергией $\geq 100 \text{ Мэв}$ в среднем на 4%.

2. Если после хромосферной вспышки наблюдается увеличение ионизации в D -слое полярной ионосферы, поток протонов с энергией $\geq 100 \text{ Мэв}$ спустя $0^{\text{h}}, 5$ после начала вспышки в H_α примерно на 5% больше, чем в соответствующий спокойный период.

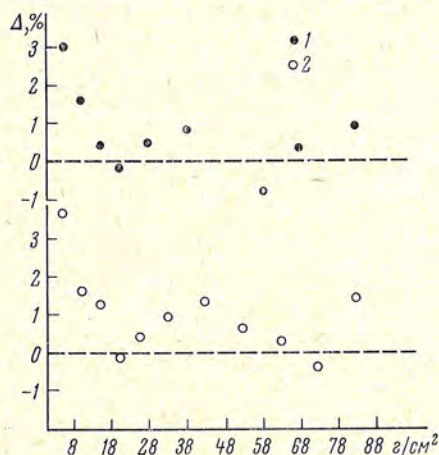
3. Энергетический спектр частиц после небольших вспышек в рассмотренном диапазоне энергий $30\text{—}200 \text{ Мэв}$ в среднем аналогичен спектру частиц во время больших возражений интенсивности.

4. Протоны с пробегами меньше остаточной толщи вещества над прибором ($\lesssim 10 \text{ г/см}^2$) генерируют γ -кванты с энергией в несколько Мэв , которые регистрируются на глубинах $30\text{—}50 \text{ г/см}^2$. Геомагнитная обрезая жесткость над Мурманском, по-видимому, вдвое ниже номинальной (около $0,24 \text{ Бэ}$).

5. Генерация космических лучей во вспышках в малых масштабах происходит, видимо, практически во всех случаях.

Автор очень признателен А. Н. Чарахчяну и Т. Н. Чарахчян за предоставленную возможность воспользоваться данными их измерений до публикации и обсуждение результатов, а также А. А. Степаняну, А. К. Панкратову, Ю. И. Нешпору за ряд полезных советов.

Декабрь 1966 г.



Фиг. 7. Разностные высотные кривые для вспышек, сопровождавшихся внезапным ионосферным возмущением (1 — 19 событий), и вспышек без ионосферных эффектов (2 — 39 событий)

Л и т е р а т у р а

1. J. Fіrоr. Phys. Rev., 1954, 94, 1017.
2. «Данные интенсивности космических лучей в стратосфере». Физический ин-т им. П. Н. Лебедева, А-64, А-65, А-66, А-69. М., 1964.
3. С. Н. Вернов, Л. Л. Лазутин, А. Н. Чарахчьян, Т. Н. Чарахчьян. В сб.: «Исследования космического пространства». М., 1965, стр. 454.
4. А. Н. Чарахчьян, Т. Н. Чарахчьян. Геомагнетизм и аэрономия, 1962, 2, 829.
5. С. S. Warwick. IGY Solar Activity Rep., 1962, N 17.
6. С. S. Warwick. IGY Solar Activity Rep., 1966, N 33.
7. E. W. Dodson, E. R. Hedeman. IGY Solar Activity Rep., 1964, N 25.
8. Quarterly Bull. on Solar Activity, 1963—1964.
9. Compilations of Solar-geophysical data, Boulder, USA, 1957—1964.
10. K. Sinno. J. Geomagn. Geoelectricity, 1961, 13, 1.
11. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Астрон. ж., 1961, 38, 419.
12. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30.
13. А. С. Дворяшин. Дисс. Крымская астрофиз. obs. АН СССР, 1965.
14. J. B. Gregory. J. Geophys. Res., 1963, 68, 3097.
15. Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 34, 16.
16. R. R. Brown. J. Geophys. Res., 1964, 69, 2315.
17. А. Н. Чарахчьян, Т. Н. Чарахчьян. Геомагнетизм и аэрономия, 1962, 2, 233.
18. R. R. Brown, R. G. D'Arcy. Phys. Rev. Lett., 1959, 3, 390.
19. D. J. Hoffman, J. R. Winckler. J. Geophys. Res., 1963, 68, 2067.
20. W. C. Lin, J. A. Van Allen. Rend. Scuola Intern. Fisica E. Fermi, XXIV Corso. London, 1964, p. 194.
21. R. Vogt. Phys. Rev., 1962, 125, 366.
22. P. Meyer, R. Vogt. Phys. Rev., 1963, 129, 2275.
23. P. Meyer, R. Vogt. Proc. Intern. Conf. on Cosmic Rays, Jaipur, v. 3, p. 49.
24. Б. М. Владимирский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 33, 151.
25. P. S. Freier, C. J. Waddington. J. Geophys. Res., 1965, 70, 2111.

НОВЫЙ РАДИОТЕЛЕСКОП КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ АН СССР С 22-МЕТРОВЫМ ПАРАБОЛИЧЕСКИМ РЕФЛЕКТОРОМ

*В. Н. Иванов, И. Г. Моисеев,
Ю. Г. Моини*

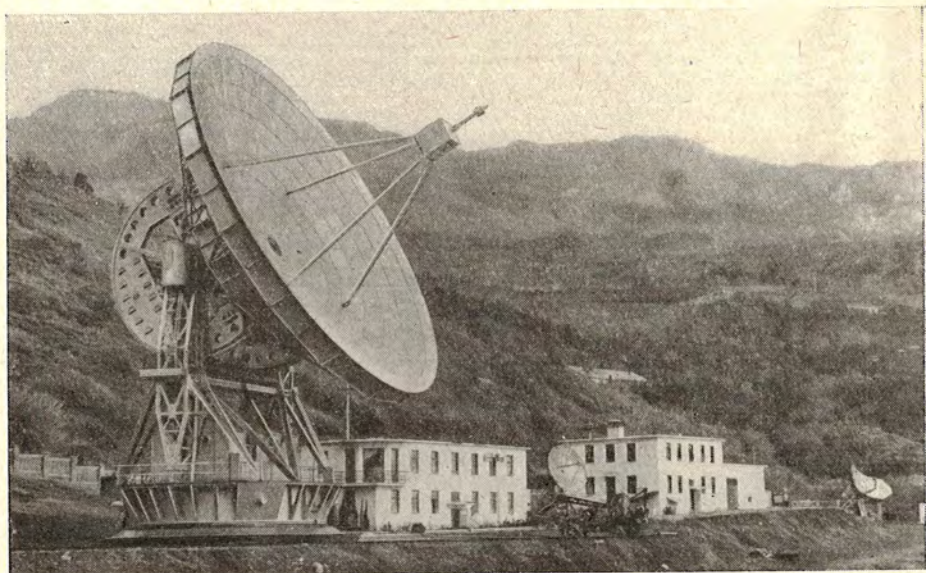
Описан новый радиотелескоп с диаметром рефлектора 22 м, построенный в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Высокая точность изготовления поверхности рефлектора, жесткость каркаса рефлектора и всех конструкций, а также точность работы цифровой системы автоматического управления позволяют уверенно вести наблюдения радиоисточников в диапазоне миллиметровых волн.

THE NEW RADIOTELESCOPE OF THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY WITH THE 22-m PARABOLIC REFLECTOR, by V. N. Ivanov, I. G. Moiseev, Y. G. Moinin.— The new radiotelescope with the reflector diameter of 22 m, built at the Crimean astrophysical observatory, is described. The high precision of the manufacturing of the reflector surface, a hard frame of the reflector and all constructions, as well as the precision of work of figure system of the automatic control allow with confidence to carry out observations of radiosources at the range of mm-waves.

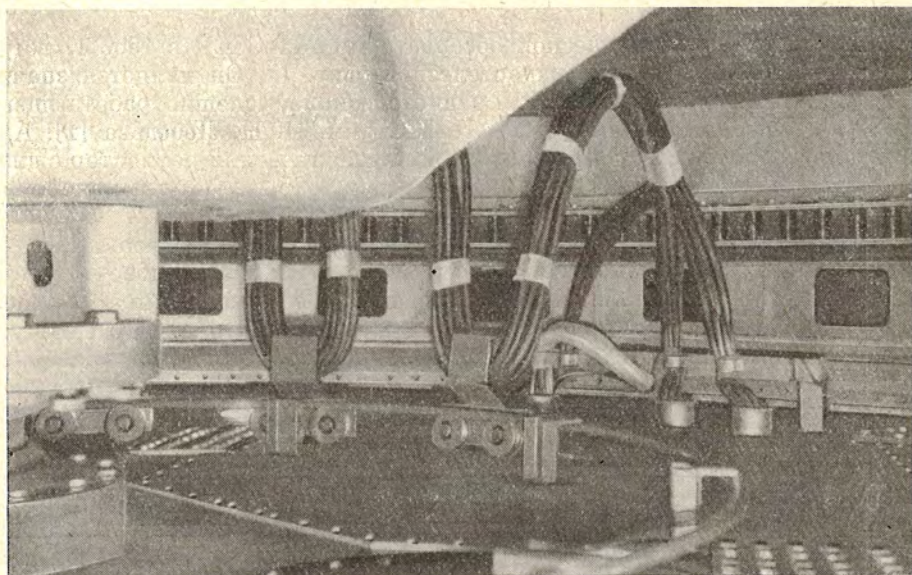
В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в 1966 г. вступил в строй новый большой радиотелескоп (фиг. 1). Он является значительно улучшенным вариантом 22-м радиотелескопа, успешно работающего с 1959 г. в Физическом институте АН СССР им. П. Н. Лебедева [1]. Антенна радиотелескопа представляет собой параболический рефлектор с диаметром раскрыва 22 м и фокусным расстоянием 9525 мм (угловая апертура $2\psi = 120^\circ$).

Рефлектор опирается на два цевочных сектора, жестко связанных с горизонтальной трубой диаметром 2 м. Эта труба служит осью поворота рефлектора по углу места. Цапфы оси опираются на подшипники в верхней части опорной конструкции. Опорная конструкция ферменного типа установлена на поворотном устройстве. Поворотное устройство конструктивно выполнено в виде круглой платформы, опирающейся на шары, с кругом катания 10,1 м и центрирующего подшипника. Оно обеспечивает вращение радиотелескопа относительно вертикальной оси.

Внутри платформы размещены механизмы привода по азимуту и электрические машины системы управления. Угол поворота по азимуту составляет 420° непрерывного движения и ограничен концевыми выключателями. На нижней части платформы смонтирован механизм гибкой кабельной петли связи подвижной части радиотелескопа с неподвижной. Механизм представляет собой девять тележек, катающихся по кольцевой направляющей. На тележки свободно навешена кабельная трасса (фиг. 2). При вращении по азимуту тележки сближаются или расходятся и одновременно перемещаются в одном направлении по кольцевой направляющей, обеспечивая поворот радиотелескопа на угол 420° . На платформе поворотного устройства



Фиг. 1. Общий вид радиотелескопа



Фиг. 2. Механизм гибкой кабельной петли связи подвижной части радиотелескопа с неподвижной

находится центральная кабина управления, в которой помещается центральный пульт и другие блоки системы управления, а также регистрирующая аппаратура радиометров.

Над кабиной управления, между опорами, на специальной площадке установлены механизмы привода радиотелескопа по углу места, которые обеспечивают поворот рефлектора в пределах от -3° до $+95^\circ$ относительно горизонта. Внутри горизонтальной трубы находится кабина, оборудованная пультом визуального наведения и оптическим телескопом-гидом. В 30 м от радиотелескопа, в операторской комнате, помещается третий пульт, откуда осуществляется управление с помощью электронной цифровой управляющей машины. Операторская комната связана с радиотелескопом подземным проходным каналом, где уложена кабельная трасса.

Направление «оптической» оси рефлектора определяется с помощью цифровых и аналоговых датчиков углов. Принимающие приборы системы управления установлены около секторов и на поворотном столе и имеют зацепление со специальными мелкозубыми венцами. Кроме этого имеются прецизионные лимбы по азимуту и углу места с ценой деления шкалы нониуса $15''$.

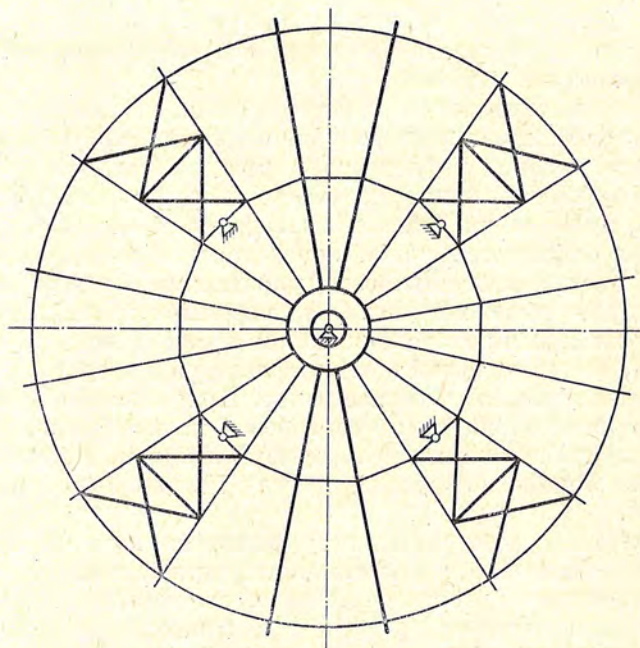
При подготовке к строительству радиотелескопа РТ-22 обращалось внимание на повышение жесткости конструкций, точности механических приводов и универсальности системы управления. Было спроектировано новое опорно-поворотное устройство с центрирующим подшипником, который обеспечивает стабильность вертикальной оси вращения.

Новая механическая система приводов по азимуту и углу места снабжена устройством для выбора образующихся в процессе эксплуатации люфтов в кинематических парах. Кроме того, каждый привод имеет выход на два ведущих зубчатых колеса с жесткой кинематической связью, что позволяет уменьшить неравномерность движения из-за неточности изготовления механизмов.

Стабильность геометрической формы отражающей поверхности рефлектора является одним из основных показателей качества радиотелескопа. Для этого была увеличена жесткость каркаса рефлектора и введены дополнительные пояса крепления обшивки. В каркасе применена центральная втулка новой конструкции, которая увеличивает жесткость и позволяет устанавливать радиоаппаратуру в центре рефлектора. Наиболее нагруженные фермы каркаса были значительно усилены по сравнению с радиотелескопом Физического института, были также усилены связи рефлектора и узлы соединений элементов каркаса (фиг. 3).

При строительстве радиотелескопа большое внимание уделялось качеству изготовления контршаблона и шаблона параболоида. Горизонтальность базовой линии контршаблона выверялась с помощью прецизионных нивелиров. Построение точек параболы относительно базовой линии производилось с применением скоб и калибров в сочетании с оптическим методом отсчета с помощью нивелира, а также контролем линейных величин инварной лентой. Максимальная возможная ошибка метода построения контршаблона не превышает $\pm 0,18$ мм в любой точке. По контршаблону изготавливался шаблон. Ось вращения шаблона конструктивно совмещалась с вершиной параболы и выверялась по вертикали с точностью $\pm 1''$. Методом совмещения рабочий «нож» шаблона припиливался по контршаблону с точностью $\pm 0,015$ мм. Готовый шаблон переносился на рефлектор, и по нему производился монтаж алюминиевой обшивки. Рабочая поверхность обшивки изготовлена с допуском $\pm 0,15$ мм от шаблона исключительно путем шабровки всей площади. Все работы по изготовлению контршаблона, шаблона и обшивки рефлектора велись в закрытых помещениях с учетом температурных деформаций.

До установки рефлектора на опорное устройство качество изготовления поверхности проверялось группой сотрудников ЦНИИ геодезии, аэрофо-



Фиг. 3. Схема каркаса рефлектора
Усиленные элементы выделены жирными линиями

тосъемки и картографии под руководством Н. А. Степанова путем нивелирования. Измерения подтвердили результаты, полученные с помощью шаблона.

После подъема рефлектора и закрепления его на опорно-поворотном устройстве вторично был установлен шаблон и проведена доводка поверхности обшивки до указанной точности. Проводилось определение остаточных деформаций рефлектора путем многократных поворотов рефлектора (не снимая шаблона) по углу места и азимуту на всех рабочих режимах и повторных измерений поверхности относительно шаблона. Остаточных деформаций не наблюдалось. Установка и центровка опоры облучателя производилась с помощью отвеса и визирной трубы, установленной в центре рефлектора. В фокусе рефлектора имеется кабина объемом 2 м^3 для установки аппаратуры. Положение осей поворота радиотелескопа определялось с помощью точных нивелиров и уровней. Ось вращения радиотелескопа по азимуту отклонена от вертикали на $12''$. Ось вращения по углу места не перпендикулярна к азимутальной на $6''$.

Система управления радиотелескопом, разработанная И. И. Погожев, Н. М. Якименко, Ю. Н. Семеновым, Н. Н. Ворониным, И. Г. Моисеевым, В. А. Введенским и В. Н. Бродовским специально для РТ-22, является принципиально новой.

Она обеспечивает:

- 1) автоматическую и полуавтоматическую установку радиотелескопа по заданным координатам;
- 2) часовое ведение радиотелескопа;
- 3) автоматическое слежение за Луной, планетами и искусственными спутниками Земли (ИСЗ);
- 4) введение необходимых поправок и коррекций;
- 5) автоматическое выключение приводов в конечных положениях рефлектора;
- 6) регистрацию всех координат и звездного времени;

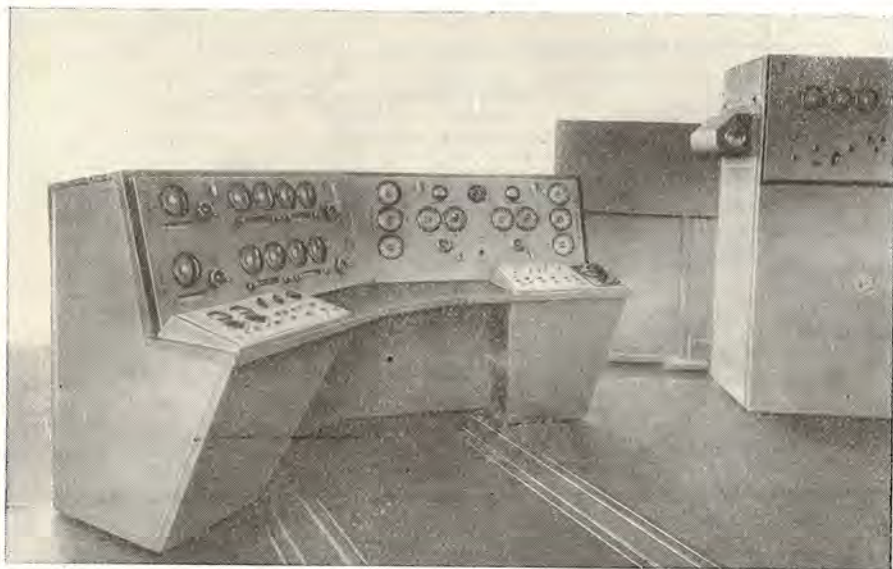
7) автоматическое сканирование площадок на небесной сфере;

8) быструю переустановку.

С любого из трех пультов управления можно произвести быструю переустановку радиотелескопа по азимуту и углу места со скоростью $1^{\circ},5$ в секунду и управлять в полуавтоматическом и автоматическом режимах медленного слежения со скоростью от 2 до $150''$ в секунду. Полуавтоматический режим слежения со скоростью от 150 до $5400''$ в секунду может осуществляться с пульта визуального наведения.

В качестве преобразователей экваториальных координат в азимутальные используется электронная цифровая управляющая машина *ЭЦУМ* или аналоговое вычислительное устройство *ПК*. Управление машиной, ввод исходных данных, корректирующих движений и сканирования производится с пульта, расположенного в операторской комнате (фиг. 4). Там же расположен пульт сигналов времени *ПСВ*, работающий от кварцевых часов. С *ПСВ* в машину вводится звездное время S в цифровом коде и сетка опорных частот. Предусмотрена возможность автоматического контроля часов по сигналам времени, принимаемым по радио, и ввод поправок. *ПСВ* вырабатывает метки времени с интервалами 1, 5, 10, 20^m и выдает их на печатающее и регистрирующие устройства. Печатающее устройство *ПУ* по команде, принятой с *ПСВ*, записывает на рулонной ленте звездное время, азимут, угол места, прямое восхождение и склонение, соответствующие моменту метки времени.

Все перемещения антенны осуществляются автоматизированными электроприводами медленного и быстрого движений по обоим осям. Блок-схема приводов азимута приведена на фиг. 5. При слежении за Луной, планетами и ИСЗ в *ЭЦУМ* при помощи лунно-планетного привода *ЛПП* вводятся текущие значения скорости α и δ в пределах от 1 до $200''$ в секунду. *ЛПП* дает возможность сканирования радиотелескопом с малой относительной скоростью источников радиоизлучения, что позволяет использовать радиометры с большим временем накопления. Автоматическое сканирование площадки на небесной сфере в пределах от $\pm 15'$ до $\pm 5^{\circ}$ относительно выбранной точки может осуществляться с интервалами между строк от $30''$



Фиг. 4. Главный пульт управления радиотелескопом

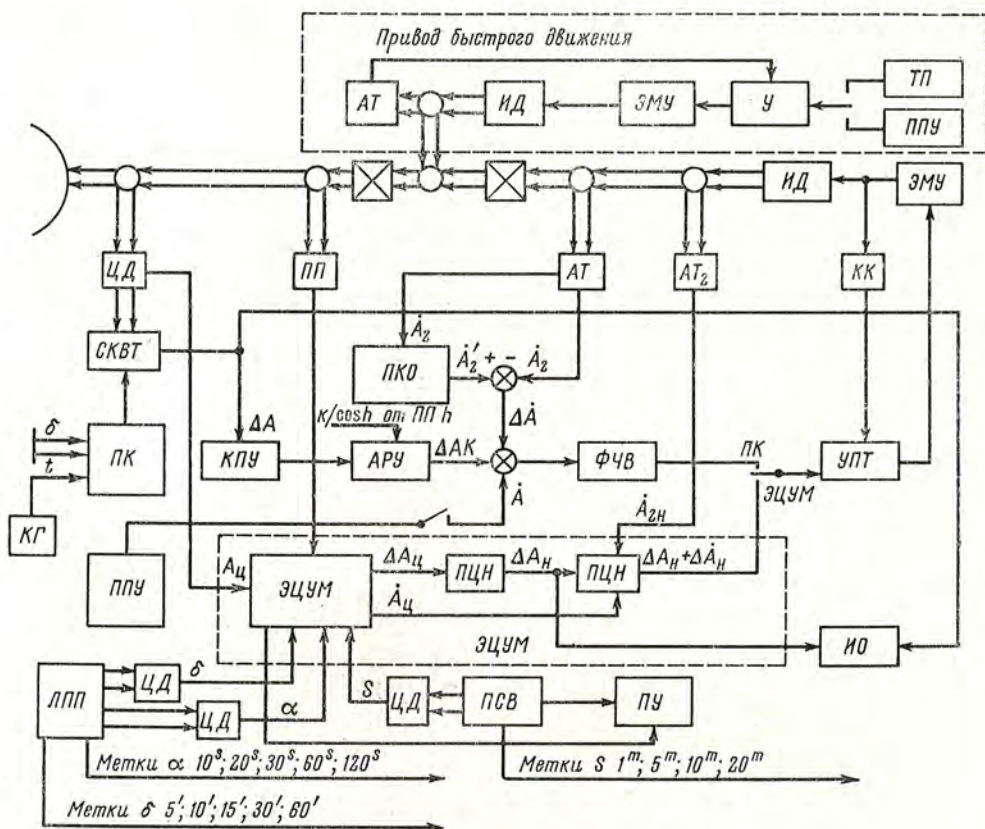
до $15'$ дуги. На регистрирующие устройства выдаются метки углов α с интервалами через $10, 20, 30, 60, 120^{\circ}$, и δ через $5, 10, 15, 30, 60'$.

Особенность цифровой системы управления радиотелескопом состоит в том, что управляющими сигналами ΔU и для приводов являются не только сигналы рассогласования по азимуту и высоте ΔA и Δh , но и сигналы рассогласования по скорости $\Delta \dot{A}$ и $\Delta \dot{h}$, вырабатываемые ЭЦУМ и тахогенераторами постоянного тока AT_2 :

$$\Delta U_A = \Delta A + \Delta \dot{A},$$

$$\Delta U_h = \Delta h + \Delta \dot{h}.$$

При работе радиотелескопа с широкими диаграммами направленности, когда допустима значительная ошибка наведения, в качестве вычислительного устройства используется аналоговый преобразователь координат ПК, выполненный на основе вращающихся трансформаторов, подобный описанному в [2].



Фиг. 5. Блок-схема приводов азимута

AT — тахогенератор; ИД — исполнительный двигатель; ЭМУ — электромашинный усилитель; У — электронный усилитель; ТП — трансформатор переустановки; ППУ — прибор полуавтоматического управления; ЦД — цифровой датчик угла; ПП — принимающий прибор; КК — корректирующий контур; СКВТ — вращающийся трансформатор; ПК — аналоговый преобразователь координат; КПУ — каскад предварительного усиления; АРУ — каскад автоматической регулировки усиления; ФЧВ — фазочувствительный выпрямитель; УПТ — усилитель постоянного тока; ПЦН — преобразователь цифрового кода в напряжение; ЭЦУМ — электронная цифровая управляющая машина; ИО — индикатор ошибки; ПСВ — пульт сигналов времени; ЛПП — лунно-планетный привод; ПУ — печатающее устройство; КГ — кварцевый генератор.

Решающий *СКВТ* преобразователя координат установлен на вертикальной оси радиотелескопа, и поэтому привод азимута является решающим элементом системы управления, т. е. радиотелескоп движется до тех пор, пока не будет отработан управляющий сигнал *СКВТ*. Наличие люфта и упругих деформаций при этом ухудшает качество привода и вызывает неустойчивость системы управления. Для повышения точности работы привода азимута в этом режиме применен специальный привод коррекции *ПКО*, позволяющий компенсировать скоростную ошибку.

Исходными данными для преобразователя координат *ПК* являются склонение δ , устанавливаемое вручную, и часовой угол t , вводимый синхронным двигателем, работающим от кварцевого генератора *КГ*.

Полуавтоматический режим работы радиотелескопа осуществляется введением с прибора полуавтоматического управления *ППУ* сигнала по скорости $\dot{A}$ или по положению ΔA . *ППУ* медленного движения установлены на каждом пульте управления, а *ППУ* быстрого движения — только на пульте визуального наведения. На пультах управления установлены стрелочные индикаторы ошибки *НО*, показывающие величину и полярность управляющих напряжений. Предусмотрена регистрация этих величин самописцами.

Суммарная ошибка радиотелескопа при автоматическом управлении от *ЭЦУМ* не превышает $0',5$. В режиме быстрой переустановки сигнал управления на усилитель *У* подается от специального трансформатора *ТП*.

Во время быстрого движения по обеим координатам система управления потребляет мощность около 130 квт , а при медленном — 30 квт . Мощность исполнительного двигателя быстрого движения 22 квт , а медленного — 2 квт .

При монтаже электрических систем радиотелескопа по металлоконструкциям и в кабельном тоннеле, соединяющем радиотелескоп с лабораторным корпусом, проложено более 10 км кабелей различных типов. Для предохранения от механических повреждений и улучшения условий помехозащищенности использовались газовые трубы и экранированные кабели. В безопасных местах кабели проложены по перфопанелям. Все воздушные электросиловые линии передач вблизи радиотелескопа заменены подземными.

От кабины в фокусе рефлектора до лабораторного корпуса идет несколько коаксиальных кабелей типа РК, РКМ и РКК с малыми затуханиями. Все они имеют разъемы в кабине визуального наведения и центральной кабине управления, где может устанавливаться радиочастотная и регистрирующая аппаратура.

С конца сентября 1966 г. на радиотелескопе начаты наблюдения. Ширина диаграммы направленности антенны при облучении ее открытым концом волновода на волне 8 мм (определенная по наблюдениям Юпитера) составляет $1',6$ [3]. Полученные в сентябре и октябре радиоизображения Солнца на волне 8 мм показывают хорошее качество как поверхности отражателя, так и системы управления радиотелескопа.

Усовершенствование механической конструкции радиотелескопа проводилось при непосредственном участии инженера-конструктора П. Д. Калачева и инженера А. Г. Перегуды.

Оснащение Крымской астрофизической обсерватории АН СССР таким крупным и очень сложным сооружением, как РТ-22, оказалось возможным благодаря большому интересу, проявленному к его созданию член.-корр. АН СССР А. Б. Северным, а также канд. физ.-матем. наук П. П. Доброправным, затратившими много труда и энергии на организацию и обеспечение его строительства.

12 декабря 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. П. Д. Качачев, И. А. Саломонович. Радиотехника и электроника, 1961, 6, вып. 3.
2. Ю. А. Сабинин, П. В. Николаев. Новая техника в астрономии. Изд-во АН СССР, 1963.
3. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев. Наст. том, стр. 149.

МЕТОД НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЛЕСКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА ОСТРОНАПРАВЛЕННЫМИ АНТЕННАМИ

В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев

Описан метод одновременной регистрации радиоизлучения от пяти участков активной области на Солнце с помощью параболической антенны и одного приемно-усилительного тракта. Для разделения сигналов применена многочастотная модуляция на входе приемника с последующей демодуляцией синхронными детекторами. Данная система осуществлена на волне 8 мм на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР и позволяет вести наблюдения за площадкой диаметром около 6' с разрешением в 1',6.

THE OBSERVATIONAL METHOD OF SOLAR RADIO EMISSION BURSTS BY SHARP-DIRECTIONAL AERIALS, by V. A. Efanov, I. G. Moiseev. — The method of the simultaneous recording of radio emission from five parts of the active region on the Sun by means of a parabolic aerial and a receiving-amplifying circuit is described. The multifrequency modulation at a receiver entry with a following demodulation by synchronous detectors is applied for the division of signals. The given system is carried out at 8 mm with the 22-m radiotelescope of the Crimean astrophysical observatory. It allows to observe an area with a diameter of about 6' and with resolution 1',6.

Источники сантиметровых всплесков на Солнце в основном локализованы в областях, ответственных за медленно меняющуюся компоненту (*S*-компонента). Угловые размеры *S*-компоненты составляют в среднем 3—6' [1], а всплесков — около 1' [2].

Измерения на волне 8 мм показали, что размеры активных областей на Солнце также достигают 4—5' [3, 4]. Из этих данных следует, что для изучения тонкой структуры излучающих областей, в особенности источников радиовсплесков, необходимы наблюдения за радиоизлучением с большим разрешением. Достаточно высокой разрешающей способностью на волне 8 мм обладает новый 22-метровый радиотелескоп Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Однако наблюдение всплесков радиоизлучения остронаправленными антеннами, ширина диаграммы которых сравнима с размерами источников всплесков, сопряжено со значительными трудностями. Во-первых, проявление радиовсплесков носит спорадический характер и прогнозирование местоположения их источников затруднительно. Во-вторых, развитие всплесков протекает, как правило, довольно быстро, а в некоторых случаях вся продолжительность всплеска составляет не более 1—2 мин. [5]. Поэтому для регистрации временного хода всплесков, местоположения и размеров их источников необходимы непрерывные и одновременные наблюдения с соответствующим разрешением всей активной области. Осуществить такие наблюдения возможно с помощью радиотелескопа с многолучевой диаграммой направленности.

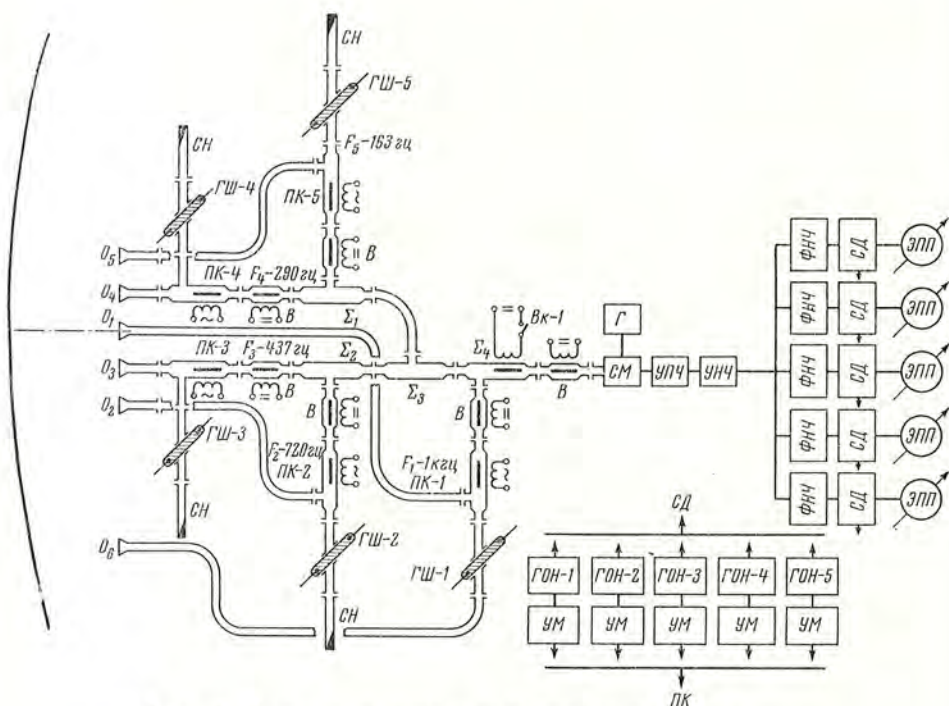
Известно, что такую диаграмму направленности можно получить путем размещения вблизи фокуса параболической антенны ряда облучателей

[6]. В простейшем случае каждому лучу диаграммы направленности (или облучателю) должен соответствовать приемно-усилительный канал, т. е. необходимо использовать столько приемников, сколько сформировано лучей. Приемная система в этом случае получается громоздкой и ненадежной.

Метод многочастотной модуляции сигналов на входе радиометра [7] дает возможность осуществить преобразование и усиление сигналов от нескольких облучателей в одном приемно-усилительном тракте (с последующим выделением их с помощью синхронных детекторов), что обеспечивает идентичность усиления их и значительно упрощает приемную систему.

Ниже описывается радиометр, позволяющий вести наблюдения радиоизлучения на волне 8 мм на 22-метровом радиотелескопе Крымской обсерватории одновременно от пяти отдельных участков площадки на Солнце с общим угловым размером около 6'.

На фиг. 1 изображена функциональная схема установки. В фокальной плоскости параболического отражателя антенны расположено пять облучателей O (фиг. 2) таким образом, чтобы сформированные лучи диаграммы направленности позволили осуществить обзор области с угловыми размерами не менее 6' (фиг. 3). Центральный облучатель располагается в геометрическом фокусе зеркала. Каждому облучателю соответствует свой входной тракт. Для выделения измеряемых сигналов, соответствующих лучам диаграммы направленности, в цепи каждого входа радиометра стоят модуляторы $ПК$, которые периодически переключают соответствующий вход приемника с источника сигнала (T_A) на эквивалент. Этим осущест-

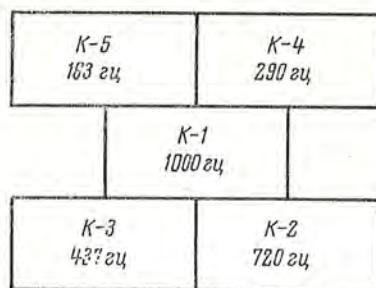


Фиг. 1. Блок-схема многоканального радиометра

O — облучатели антенны; $ПК$ — ферритовые СВЧ-модуляторы; B — ферритовые вентили; $ГШ$ — газоразрядные генераторы шума; $СН$ — согласованная нагрузка; Σ — гибридное соединение; Γ — клистронный гетеродин; $СМ$ — смеситель; $УПЧ$ — усилитель промежуточной частоты; $УНЧ$ — усилитель низкой частоты; $ГОН$ — задающий генератор опорного напряжения; $ФНЧ$ — избирательный усилитель частоты модуляции; $СД$ — синхронный детектор; $УМ$ — усилитель мощности частоты модуляции; $ЭПП$ — выходной регистратор, $Вк$ — выключатель

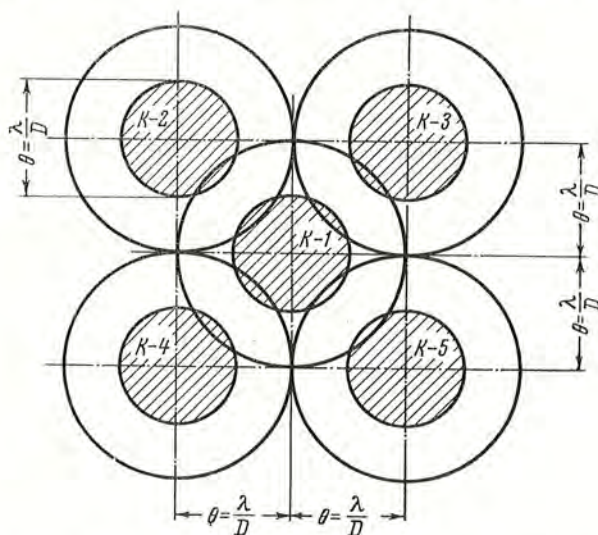
вляется амплитудная модуляция сигнала. Частоты модуляции для разных каналов различны и составляют: 163, 290, 437, 720 и 1000 гц. В качестве эквивалента для боковых каналов используется согласованная нагрузка $CН$, для центрального — низкотемпературная область неба (рупор O_6).

Фиг. 2. Конструкция облучателей



Модуляторы выполнены в виде переключателей с ферритами, находящимися в продольном магнитном поле, и действуют по принципу вращения плоскости поляризации проходящей волны H_{11} в круглом волноводе [8].

Промодулированные сигналы складываются при помощи гибридных соединений Σ (потери мощности в каждом таком соединении составляют 3 дб) [9] и подаются на один общий смеситель $СМ$. Далее усиление сигнала происходит в общих каскадах $УПЧ$ и $УНЧ$. Демодуляция сигналов осуществляется синхронными детекторами $СД$. На каждый синхронный



Фиг. 3. Схема сечения сформированного пучка лучей (заштрихованная часть — ширина диаграммы направленности на уровне 3 дб)

детектор подается опорное напряжение от задающего генератора $ГОН$ соответствующей частоты. Для уменьшения уровня шумов на входе синхронных детекторов предусмотрены избирательные усилители низкой частоты ($ФНЧ$), настроенные на выделяемые частоты модуляции. Демодулированные сигналы интегрируются и регистрируются самписцами $ЭПП$.

Электрическое соединение каналов выполнено таким образом, что на один из входов последнего гибридного соединения Σ_4 подается сумма мощностей всех боковых облучателей, а на второй — от центрального. В ка-

честве последнего гибридного соединения используется ферритовый переключатель, аналогичный СВЧ модулятору, с выключенным током подмагничивания (B_k-1).

Для уменьшения взаимной связи между приемными каналами в цепи каждого из них стоят ферритовые вентили B . Калибровка регистрируемых антенных температур осуществляется при помощи встроенных в каждый СВЧ тракт газоразрядных генераторов шума $ГШ$.

Коэффициент передачи η приемных каналов в основном определяется потерями в гибридных соединениях Σ . Для боковых каналов η составляет $\sim 0,12$, для центрального $\eta = 0,4$.

Известно, что шумовая температура приемного устройства определяется соотношением

$$T_{ш} = \frac{1-\eta}{\eta} T_0 + \frac{1}{\eta} T_{ш.п.},$$

где T_0 — температура окружающей среды; $T_{ш.п.}$ — шумовая температура приемника; для нашего радиометра она равна 7200°К . Тогда для основного канала при $\eta = 0,4$ $T_{ш} = 18 \cdot 10^3^\circ \text{К}$; для боковых каналов при $\eta = 0,12$ $T_{ш} = 62 \cdot 10^3^\circ \text{К}$, т. е. многоканальный радиометр по центральному каналу имеет ухудшение чувствительности по отношению к обычному модуляционному приемнику примерно в 2,5 раза, а боковые — соответственно в 8,5 раз.

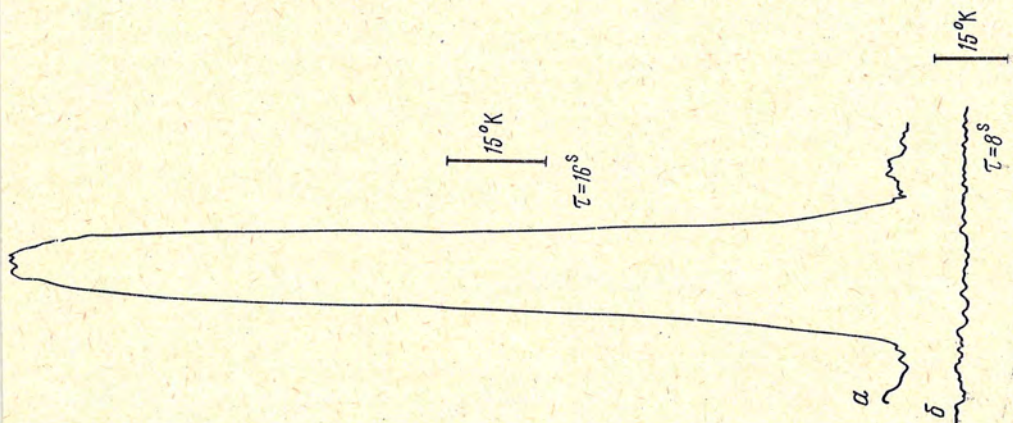
Описанная система с многолучевой диаграммой направленности может представить также большой интерес, если лучи расположить веером. В этом случае значительно сокращается время сканирования диска Солнца для получения его радиоизображения.

Сочленение приемных каналов радиометра позволяет при необходимости использовать его как обычный, без потери чувствительности по центральному каналу. Этот режим работы можно осуществить, подмагничивая феррит последнего гибридного соединения Σ_4 . При этом плоскость поляризации сигнала центрального канала (O_1) поворачивается на угол $\varphi = 45^\circ$, и приемный тракт подключается непосредственно на вход смесителя. Гибридное соединение Σ_4 в этом случае играет роль вентили для сигнала гетеродина и улучшает развязку между приемным каналом и смесителем. В то же время оно может служить для боковых каналов аттенуатором с затуханием в 15 дБ (при повороте плоскости поляризации центрального канала на вход смесителя развязка между плечами гибридного соединения Σ_4 составляет 15 дБ). Включив генератор шума $ГШ$ в любом боковом канале и записывая его сигнал соответствующим самописцем, можно одновременно с регистрацией антенной температуры радиоисточника центральным каналом контролировать коэффициент усиления установки [7]. Для иллюстрации подобной работы радиометра на фиг. 4 приведен пример записи прохождения Луны через диаграмму направленности РТ-22 с одновременной регистрацией стабильности коэффициента усиления приемника.

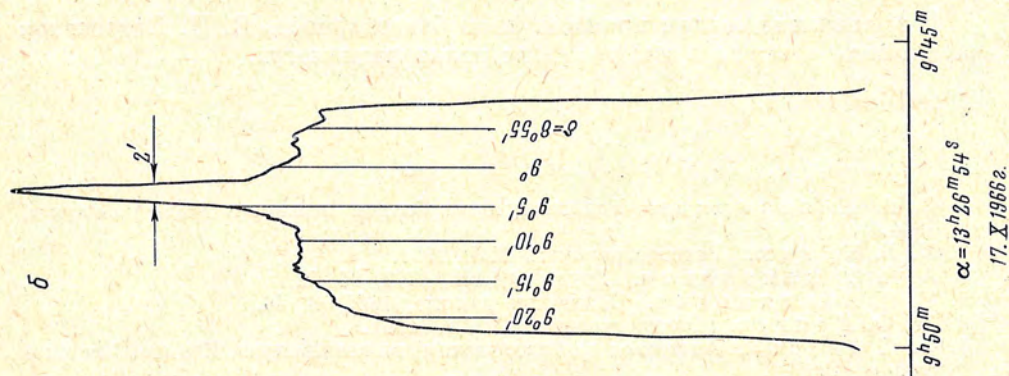
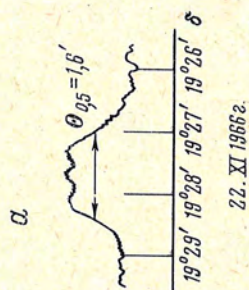
Центральным каналом радиометра были сняты диаграммы направленности антенны РТ-22 в E - и H -плоскостях посредством сканирования радиотелескопом Юпитера со скоростью $1''$ в секунду, что позволяет делать система управления радиотелескопа [10]. Ширина диаграммы направленности в H -плоскости на уровне 3 дБ, полученная усреднением ряда регистрограмм, составила $1',6 \pm 0',2$, в E -плоскости — $1',7 \pm 0',2$ (фиг. 5, а). Определенные экспериментально значения диаграмм направленности РТ-22 на λ -8 мм близки к расчетным.

Записи прохождения локальных источников радиоизлучения, связанных с активными областями на Солнце, также подтверждают, что ширина диаграммы направленности по половинной мощности близка к определенным по наблюдениям радиоизлучения Юпитера (фиг. 5, б).

Фиг. 4. Запись прохождения Луны через диаграмму направленности антенны (а) с регистрацией контроля усиления радиометра (б)



Фиг. 5. Регистрограмма сканирования Юпитера (а) и локального источника радиоизлучения, связанного с активной областью на Солнце (б), центральным лучом диаграммы направленности антенны



В заключение авторы приносят свою благодарность В. И. Петроченку за активное участие в изготовлении узлов радиометра.

13 декабря 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. Изд-во «Наука», 1964.
2. М. Р. Кундю. Радиоастрономия. ИЛ, 1961.
3. А. Е. Саломонович. Труды ФИАН, 1962, 16, 52.
4. У. В. Хангильдин. Солнечные данные, 1965, 8, 46.
5. Ж. Ф. Денисс. Радиоастрономия. ИЛ, 1961.
6. О. Г. Вендик. Антенны с немеханическим движением луча. Изд-во «Советское радио», 1965.
7. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 34, 53.
8. А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович. Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. Изд-во «Советское радио», 1964.
9. А. Ф. Харвей. Техника СВЧ, т. 1. Изд-во «Советское радио», 1965.
10. В. Н. Иванов, И. Г. Моисеев, Ю. Г. Монин. Наст. том, стр. 141.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ Z And
В 1960—1965 гг.

А. А. Боярчук

Произведено отождествление и даны относительные интенсивности ($I_{H\beta} = 100$) эмиссионных линий (табл. 5). Найдено распределение энергии в непрерывном спектре (фиг. 1). Показано, что относительные интенсивности эмиссионных линий H, He I, He II имеют аномальное распределение (фиг. 2, 4, 5), которое можно объяснить влиянием большой оптической толщи и неоднородностей среды (фиг. 3). Подтверждается предположение о том, что Z And является двойной звездой, состоящей из холодного компонента M2 III и горячего карлика и погруженной в облако ионизованного газа типа планетарной туманности.

A SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF Z AND IN 1960—1965, by A. A. Boyarchuk. — The identification is carried out and relative intensities ($I_{H\beta} = 100$) of emission lines (table 5) are given. The energy distribution in continuous spectrum (fig. 1) is found. It is shown that relative intensities of H, He I, He II emission lines have the anomalous distribution (fig. 2, 4, 5) which can be explained by the influence of the large optical thickness and of medium heterogeneities (fig. 3). The supposition is confirmed that Z And is a binary star, consisting of the cold component M2 III and a hot dwarf and submerging into a cloud of the ionized gas of a planetary nebula type.

Звезда Z And (HD 221650, BD + 48°4093) является наиболее известным членом интересной группы небесных объектов — симбиотических звезд. Их основная особенность — присутствие в спектре характерных черт звезды позднего спектрального класса (полосы TiO) и эмиссионных линий высокого возбуждения (He II, [Ne V], [Fe VII]). Кроме того, они характеризуются неправильным изменением блеска, напоминающим небольшие вспышки. Это дало основание назвать такие звезды новоподобными.

Спектральные исследования Z And начались почти 50 лет назад Пласкеттом [1] и с тех пор проводятся довольно интенсивно. Установлено, что с увеличением яркости звезды исчезают полосы TiO и падает степень возбуждения эмиссионного спектра [2]. Кроме того, было найдено, что лучевая скорость также испытывает изменения с амплитудой ~ 30 км/сек и периодом $\sim 680^d$ [3]. Исследования непрерывного спектра [4—6] показали, что наблюдаемое распределение энергии в спектральной области 6000—3700 Å близко к распределению энергии в спектре абсолютно черного тела с температурой $T \sim 6000^\circ \text{K}$.

Положение с исследованием эмиссионного линейчатого спектра значительно хуже. Работа [7] является единственной, содержащей интенсивности линий для большого числа линий. Между тем исследование линейчатого спектра представляется весьма важным для понимания природы Z And. В 1960 г. были начаты систематические спектрофотометрические наблюдения этой звезды. Предварительные результаты наблюдений 1960, 1962 и 1963 гг. были опубликованы ранее [6, 8, 9]. Здесь будут приведены результаты наблюдений 1964 и 1965 гг., а также дальнейшие результаты обработки наблюдений 1960—1963 гг.

1. НАБЛЮДЕНИЯ

В 1964 и 1965 гг. на спектрографе СП-72 [9] телескопа 2,6 м им. Г. А. Шайна было получено 17 спектрограмм Z And с дисперсией 80 Å/мм. Шесть спектрограмм получено на бесщелевом спектрографе СП-79 [6] с дисперсией 180 Å/мм. Поскольку интенсивность линий в спектре Z And меняется в весьма больших пределах, то для получения надежных данных об их относительной интенсивности время экспозиции менялось от 10^m до 5^h. Данные о спектрограммах приведены в табл. 1.

Таблица 1

Дата	Экспозиция	Спектральная область, Å	Континуум
1964 г.			
9.VIII *	4 ^m , 5 ^m , 10 ^m	5000—3300	Сильный
10.VIII *	3 ^m , 15 ^m , 6 ^m	5000—3300	»
14.IX	1 ^h	4900—3400	Умеренный
	2 ^h	5000—3400	Сильный
	3 ^h	5100—3400	»
26.IX	30 ^m	5000—3400	Умеренный
28.IX	2 ^h	4900—3400	»
2.X	3 ^h 30 ^m	6400—3600	Слабый
6.X	5 ^h	6600—3500	Умеренный
8.X	20 ^m	6600—4000	Очень слабый
9.X	3 ^h	6600—3500	Слабый
24.XII	10 ^m	4900—3400	Умеренный
	32 ^m	5000—3400	Сильный
	1 ^h 35 ^m	5100—3400	»
1965 г.			
5.IX	2 ^h 36 ^m	5100—3300	Умеренный
27.X	2 ^h	5100—3400	»
28.X	10 ^m	4900—3800	Очень слабый
	20 ^m	4900—3800	Слабый
	50 ^m	5000—3400	Умеренный

* Бесщелевые спектрограммы, полученные со спектрографом СП-79 [6].

В первом столбце табл. 1 приведена дата получения спектрограммы, во втором — продолжительность экспозиции, в третьем дана спектральная область, в которую попадают линии, имеющие пригодную для фотометрирования плотность, и в четвертом столбце приведена характеристика интенсивности наблюдаемого континуума.

Время получения спектрограмм выбиралось таким образом, чтобы звезда находилась вблизи меридиана. Обычно значение $\sec z$ не превышало величины 1,20. Лишь для спектрограммы с экспозицией 1^h35^m 24.XII 1964 г. эта величина была равна 1,35 для середины экспозиции.

Одновременно с наблюдениями Z And, чтобы исключить влияние земной атмосферы и наблюдательной аппаратуры, были выполнены наблюдения стандартных звезд GC 33021 (B3 V), 2 Cyg (B3 IV), GC 918 (B8 V). Время наблюдений стандартных звезд было выбрано таким образом, чтобы их положение на небе было близким к положению Z And в момент ее наблюдения. Разность $|\sec z_{Z\text{ And}} - \sec z_{\text{ст. зв}}|$ не превышала 0,10. Поэтому можно надеяться, что влияние атмосферной дисперсии на относительные интенсивности эмиссионных линий невелико.

Все спектрограммы были измерены на микрофотометре Крымской астрофизической обсерватории, регистрирующем спектр непосредственно в интенсивностях. Спектрограммы, имеющие достаточную плотность негатива, почти всегда показывают признаки симбиотического спектра: полосы поглощения TiO и сильные эмиссионные линии He II, [Fe VII] и др.

При рассмотрении другой симбиотической звезды AG Peg [10] было показано, что она является двойной звездой, состоящей из холодного гиганта типа M3 III и горячего карлика. Обе звезды окружены довольно плотной газовой туманностью. Поскольку AG Peg и Z And имеют похожие спектральные характеристики, то мы примем описанную выше модель AG Peg в качестве рабочей модели и для Z And.

2. СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ

Как отмечалось выше, в спектре Z And отчетливо видны полосы окиси титана. Кроме них, в спектре также отчетливо заметна линия поглощения $\lambda 4227$ нейтрального кальция. Линии ионизованного кальция $\lambda 3933$ и $\lambda 3968$ не удалось обнаружить на наших спектрограммах. В спектре Z And в 1965 г. присутствуют еще несколько слабых и сравнительно узких линий поглощения в районе линии H γ , которые нуждаются в дальнейших исследованиях с привлечением спектрограмм с более высокой дисперсией.

Сравнение спектрограмм, полученных в течение месяца, показало, что за это время спектр поглощения существенно не менялся. Поэтому мы усреднили значения скачков у голов полос TiO Γ/Γ^- и центральных остаточных интенсивностей линии $\lambda 4227$ Ca I. Результаты приведены в табл. 2 отдельно для каждой серии наблюдений.

Таблица 2

$\lambda, \text{\AA}$	Полоса, линия	1960 окт.	1963 сент.	1964 сент. — окт.	1964 дек.	1965 окт.
4955	TiO α (0,1)	0,78	0,79	0,78	0,72	0,51
4761	TiO α (0,2)	0,83	0,78	0,80	0,79	0,70
4227	Ca I 1	0,65	0,90	0,88	0,82	0,61

Данные об интенсивностях линий и полос поглощения в спектре Z And в 1960 г. найдены по спектрограммам (дисперсия 16 $\text{\AA}/\text{мм}$), полученным на 120" телескопе Ликской обсерватории [8], а для 1963 г. — на основании спектрограмм, полученных на спектрографе СП-72 телескопа ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории [9].

Из табл. 2 видно, что «сила» спектра поглощения менялась со временем. Наиболее четко он был виден в 1965 г., а наиболее слабо — в 1963 г. Следует также обратить внимание, что остаточная интенсивность линии $\lambda 4227$ Ca I $r_v > 0,6$, в то время как у нормальных звезд позднего спектрального класса она близка к нулю. Это означает, что непрерывный спектр Z And создают несколько источников, что сильно затрудняет классификацию ее холодной компоненты.

После разложения непрерывного спектра на составляющие (см. ниже) удалось исправить наблюдаемые скачки у полос TiO и определить спектральный класс холодной компоненты — M2.

Исследуемые спектрограммы не позволяют определить класс светимости. Поэтому, как и в случае AG Peg, мы воспользуемся следующими соображениями. Если холодная компонента Z And является звездой главной последовательности, то при $M_v = +12^m$ и $m_v = 10^n$. 9 она должна

находиться на расстоянии ~ 6 пс ($\pi = 0^\circ, 2$) от Солнца. Однако согласно [11] имеем

$$\pi = -0^\circ, 021 \pm 0^\circ, 013. \quad (1)$$

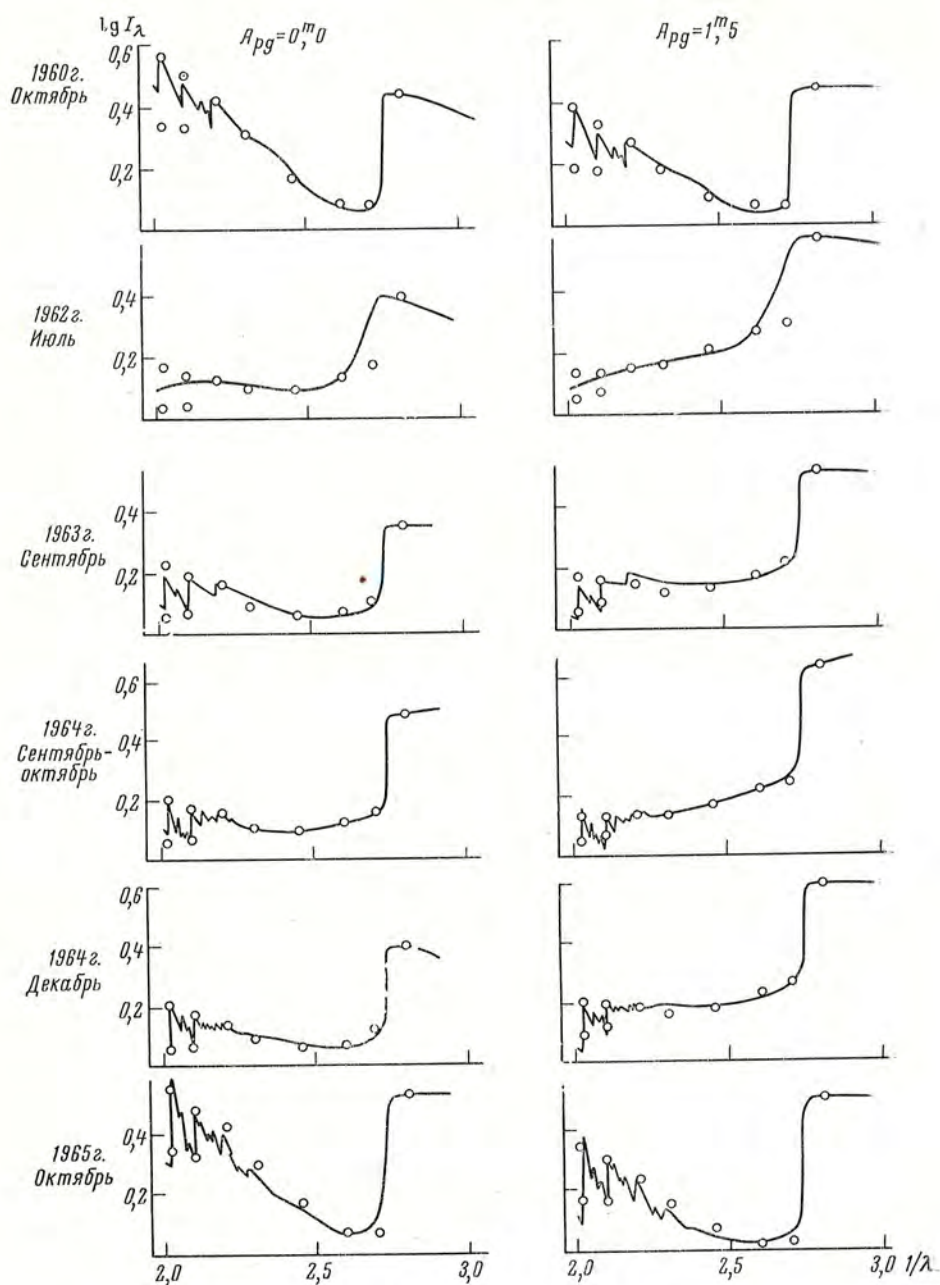
Это означает, что холодная компонента Z And не является звездой главной последовательности. С другой стороны, также маловероятно, что она сверхгигант, поскольку при $M_v = -6^m$ Z And была бы удалена от нас на ~ 25 кпс и располагалась бы за пределами нашей Галактики. Таким образом, вероятней всего холодная компонента Z And принадлежит к гигантам, имеет класс светимости III и располагается на расстоянии 1,0 кпс от нас, что вполне приемлемо.

3. НЕПРЕРЫВНЫЙ СПЕКТР

Распределение энергии в непрерывном спектре Z And претерпело заметные изменения в течение наших наблюдений. Эти изменения происходили довольно медленно и в течение одной серии наблюдений не превышали ошибок измерений. На фиг. 1 слева представлены наблюдаемые распределения энергии в спектре Z And для различных моментов наблюдений. В 1962 г. спектрограммы Z And были получены с помощью бесщелевого спектрографа (180 Å/мм), и поэтому наблюдаемое распределение энергии имеет меньше деталей, чем в другие даты. Поскольку Z And расположена на значительном расстоянии от Солнца (~ 1000 пс), то наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре отягчено межзвездным поглощением. К сожалению, мы не можем точно учесть влияние межзвездного поглощения, так как нам не удалось найти опубликованных результатов исследования межзвездного поглощения в направлении Z And. В [6] было принято $A_{pg} \approx 0,4$ на основании величины поглощения в направлении близлежащей площадки Каптейна [12]. С другой стороны, на основании более общего обзора распределения межзвездного поглощения в Галактике [13] для Z And при $r = 1,0$ кпс находим $A_{pg} = 1^m, 3 \pm 0^m, 2$. Как видим, различие довольно велико и уточнение величины A_{pg} требует специального исследования. Чтобы иметь возможность судить о величине возможной ошибки, возникающей из-за отсутствия надежных данных о межзвездном поглощении, мы проведем дальнейшее рассмотрение непрерывного спектра Z And для двух случаев: $A_{pg} = 0^m, 0$ и $A_{pg} = 1^m, 5$. На фиг. 1 справа представлены распределения энергии в непрерывном спектре Z And, исправленные за межзвездное поглощение.

Общий вид спектра Z And дает основание предполагать, что непрерывный спектр создается по крайней мере тремя источниками излучения: холодной звездой M2 III, газовой туманностью и горячей звездой. В качестве распределения энергии в спектре холодной звезды мы будем использовать распределение энергии в спектре звезды M2 III HD 150102, найденное на основании спектрограмм, полученных на спектрографе СП-72 телескопа ЗТШ. Далее будем предполагать, что свечение водорода при $T_e = 17\,000^\circ\text{K}$ и $n_e > 10^6\text{ см}^{-3}$ достаточно хорошо представляет свечение туманности в непрерывном спектре. Теоретически было показано [13], что газовая туманность, свечение которой возбуждается излучением, не может иметь $T_e > 20\,000^\circ\text{K}$ главным образом из-за потерь энергии электронного газа на возбуждение линии лаймановской серии. С другой стороны, слабость запрещенных линий в спектре Z And по сравнению со спектрами планетарных туманностей означает, что потери энергии электронами в туманности Z And меньше, чем в планетарных туманностях. Поэтому мы приняли $T_e = 17\,000^\circ\text{K}$, которая несколько выше, чем для планетарных туманностей.

В отличие от AG Peg в случае Z And присутствие горячей компоненты не обнаруживается непосредственно при рассмотрении спектрограмм.



Фиг. 1. Распределение энергии в непрерывном спектре Z And без учета влияния межзвездного поглощения $A_{pg} = 0^m,0$ и с учетом $A_{pg} = 1^m,5$

Кружки представляют распределение энергии в непрерывном спектре суммарного излучения холодной звезды M2 III, водородного газа с $T_e = 17000^\circ \text{K}$ и горячей компоненты с $T = 1\,000\,000^\circ \text{K}$

Поскольку спектр туманности имеет высокую степень возбуждения, так как наблюдаются линии He II, [Ne V], [Fe VII] и др., то можно считать, что температура возбуждающей звезды очень высока. При высоких температурах распределение энергии в непрерывном спектре слабо зависит от температуры. Поэтому мы примем, что распределение энергии в спектре горячей компоненты близко к распределению энергии в спектре абсолютно черного тела с $T = 10^5$ K.

Итак, имея три различных распределения, найдем такое соотношение между ними, чтобы суммарное распределение соответствовало наблюдаемому. С этой целью для 10 выбранных значений длин волн были составлены уравнения типа

$$I_{M2III}x + I_{\text{газ}}y + I_{\text{гор. зв}}z = I_{\text{набл.}} \quad (2)$$

В результате решения избыточной системы уравнений способом наименьших квадратов был определен вклад каждого источника в общее излучение Z And для выбранных длин волн. В табл. 3 приведены доли излучения, вносимые разными источниками, для некоторых участков спектра. Кроме того, было найдено распределение энергии в суммарном спектре звезды M2 III, водородного газа с $T_e = 17\,000^\circ\text{K}$ и горячей звезды с $T = 10^5$ K, которое представлено кружками на фиг. 1.

Из рассмотрения фиг. 1 следует, что как в случае $A_{pg} = 0^m,0$, так и в случае $A_{pg} = 1^m,5$ удается хорошо представить наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре. Как следует из табл. 3, учет влияния межзвездного поглощения привел к уменьшению доли холодной звезды и увеличению долей газа и горячей звезды. Изменения в целом невелики, лишь в отдельных случаях они достигают множителя 2.

Таблица 3

Дата	1960 окт.		1962 июль		1963 сент.		1964 сент.-окт.		1964 дек.		1965 окт.	
A_{pg}	m 0,0	m 1,5	m 0,0	m 1,5	m 0,0	m 1,5	m 0,0	m 1,5	m 0,0	m 1,5	m 0,0	m 1,5
$\lambda = 5460 \text{ \AA}$	M2 III Газ Горячая звезда	0,90 0,84 0,05 0,09 0,05 0,07	0,72 0,61 0,03 0,02 0,20 0,37	0,79 0,65 0,07 0,14 0,14 0,21	0,71 0,48 0,13 0,26 0,16 0,26	0,76 0,60 0,10 0,19 0,14 0,21	0,88 0,80 0,08 0,13 0,04 0,07					
$\lambda = 4360 \text{ \AA}$	M2 III Газ Горячая звезда	0,67 0,54 0,11 0,16 0,22 0,30	0,32 0,19 0,10 0,02 0,58 0,79	0,42 0,27 0,11 0,16 0,47 0,57	0,33 0,17 0,18 0,25 0,49 0,53	0,39 0,23 0,14 0,21 0,47 0,53	0,65 0,51 0,16 0,23 0,19 0,29					
$\lambda = 3600 \text{ \AA}$	M2 III Газ Горячая звезда	0,04 0,02 0,60 0,62 0,35 0,36	0,01 0,01 0,35 0,07 0,63 0,92	0,02 0,01 0,43 0,49 0,55 0,50	0,01 0,004 0,55 0,61 0,44 0,39	0,01 0,01 0,49 0,55 0,50 0,44	0,03 0,02 0,72 0,73 0,25 0,25					

Интересно рассмотреть, как изменятся вклады источников излучения при изменении принятых параметров. Выше отмечалось, что изменение температуры горячей звезды не вызовет изменения относительного распределения энергии в ее спектре, т. е. доля излучения горячей звезды не зависит от ее температуры. Поэтому рассмотрим влияние изменения спектрального класса холодной компоненты и электронной температуры водородного газа. Поскольку наблюдаемые непрерывные спектры Z And сходны между собой для 1960 и 1965 гг., с одной стороны, и для остальных дат,

с другой стороны, то для краткости мы ограничимся рассмотрением данных 1960 и 1964 гг., не исправленных за влияние межзвездного поглощения. В табл. 4 приведены доли излучения, вносимые каждым из трех рассматриваемых источников, при $\lambda = 4360 \text{ \AA}$.

Таблица 4

Sp	1960 окт.				1964 сент.-окт.			
	M4	M2	M2	M2	M4	M2	M2	M2
$T_e \cdot 10^{-3}$	17	10	17	20	17	10	17	20
Холодная компонента . .	0,67	0,69	0,67	0,65	0,34	0,38	0,33	0,31
Газ	0,11	0,04	0,11	0,14	0,18	0,08	0,18	0,25
Горячая компонента . . .	0,22	0,27	0,22	0,19	0,48	0,54	0,49	0,44

Из табл. 4 следует, что изменение параметров влияет в основном на долю излучения водородного газа, которая уменьшается в 3—5 раз при падении электронной температуры от 20 000 до 10 000° К. Поскольку ошибки в спектральной классификации холодной компоненты не превышают одного подкласса и электронная температура газа оценена с точностью 3000° К, то ошибка в определении доли излучения газа будет заметно меньше.

Таким образом, можно считать, что доли излучения различных источников, приведенных в табл. 3, не содержат ошибку, превышающую множитель 2.

4. ЭМИССИОННЫЕ ЛИНИИ

В табл. 5 приведены логарифмы средних относительных интенсивностей эмиссионных линий ($I_{H\beta} = 100$) для различных периодов наблюдений Z And, исправленных за инструментальное искажение. Данные для 1960 г. определены на основании спектрограмм, полученных на 120" телескопе Ликской обсерватории, а для 1963 г. взяты в основном из [9]. В последнем столбце приведена поправка за влияние межзвездного поглощения, $A_{pg} = 1^m, 5$.

В конце таблицы приведены наблюдаемые эквивалентные ширины линий H_γ и H_δ .

Из табл. 5 следует, что относительные интенсивности эмиссионных линий меняются со временем. В этом отношении наши наблюдения грубо можно разделить на две группы: 1960 и 1965 гг., когда Z And находилась в глубоком минимуме, и 1962, 1963, 1964 гг., когда Z And имела средний блеск. Табл. 6 характеризует общую картину происходивших изменений.

При уменьшении блеска звезды возрастает степень возбуждения туманности. Ранее было показано, что доля излучения горячей компоненты при этом падает. Следовательно, при уменьшении блеска Z And возрастает температура горячей компоненты.

Рассмотрим относительные интенсивности линий различных элементов. На фиг. 2 представлен бальмеровский декремент в спектре Z And для разных моментов наблюдений. Видно, что хотя декремент и менялся со временем, общий характер сохранился в течение всего периода наблюдений. Сильное отклонение интенсивностей линий H_9 и H_{10} для 1962 г. вызвано трудностями проведения непрерывного спектра вблизи предела серии на регистрограммах спектров, полученных на бесщелевом спектрографе. Основной особенностью наблюдаемых декрементов является их отличие от теоретического для случая B, т. е. когда среда прозрачна

Таблица 5

$\lambda, \text{\AA}$	Элемент, номер мультиплета	$\lg I/I_{H\beta} \cdot 100$						$\Delta \lg I$ межзв.
		1960 окт.	1962 июль	1963 сент.	1964 сент.-окт.	1964 дек.	1965 окт.	
6683	He II	-0,03						-0,16
6678	He I	0,92						
6563	H $_{\alpha}$	2,21						-0,16
6516	Fe II 40	-0,17						-0,15
6506		-0,28						
6456	Fe II 74	-0,25						
6432	Fe II 40	-0,31						-0,15
6408	[Zr IV] 1	-0,39						-0,14
6384	Fe II	-0,31						
6310	[S III] 3	-0,20						
6248	Fe II 74	-0,28						
6234	He II	-0,09						-0,14
6086	[Fe VII] 1, [Ca V] 1	0,74			1,01			-0,12
5876	He I	1,05		1,22	1,31			-0,10
5721	[Fe VII] 1	0,64						-0,09
5617	[Ca VII] 1	0,56						-0,08
5412	He II	0,69			0,46			-0,06
5309	[Ca V] 1	0,32						-0,05
5015	He I			0,73				-0,01
5007	[O III] 1			1,07	0,90	0,88	0,40 :	-0,01
4959	[O III] 1			0,44				0,00
4924	Fe II 42	-0,01						
4922	He I	0,62		0,91	0,73	0,71	0,44	
4861	H $_{\beta}$	2,00	2,00	2,00	2,00	2,00	2,00	0,00
4731	Fe II 43	-0,43		-0,21				0,02
4724	[Ne IV] 1						-0,18	
4713	He I	0,19		0,40	0,34	0,32	0,22	
4686	He II	1,90	1,45	1,75	1,79	1,90	1,98	0,02
4666	Fe II 37	-0,35		-0,13				0,03
4650	C III 1	-0,43						
4647	C III 1	-0,20		} 0,62	} 0,31	} 0,32		
4640	N III 2	0,55	} 0,60	0,87	0,63	0,73	0,55	
4634	N III 2	0,18		0,56	0,31	0,35	0,08	
4629	Fe II 37	0,14		0,50	0,15	0,13	-0,07	
4620	Fe II 38	-0,55		0,19	-0,11			0,03
4583	Fe II 38	0,18						0,04
4582	Fe II 37	-0,52		} 0,59	} 0,44	} 0,17	} 0,20	
4555	Fe II 37	0,08		0,37	0,08	0,15	-0,10	
4549	Fe II 38	-0,17		0,30	0,05	0,03	-0,11	0,04
4541	He II	0,59		0,35	0,39	0,34	0,55	0,05
4534	Ti II 50, Fe II 37	-0,68		0,06				
4523	Fe II 38	-0,22						
4520	Fe II 37	-0,05		} 0,40	} 0,20	} 0,05	} -0,12	
4515	Fe II 37	0,08		0,39	0,10	0,11	-0,09	
4511	N III 3	-0,89						
4509	[Fe II] 6	-1,00						
4508	Fe II 38	-0,31		0,25	0,00	-0,12	-0,47	
4501	Ti II 31			0,05:				
4492	[Fe II] 6	-1,05						

Таблица 5 (продолжение)

$\lambda, \text{\AA}$	Элемент, номер мультиплета	$\lg I/I_{H\beta} \cdot 100$						$\Delta \lg I$ межзв.
		1960 окт.	1962 июль	1963 сент.	1964 сент.-окт.	1964 дек.	1965 окт.	
4491	Fe II 37	-0,15		} 0,38	} 0,01		} -0,21	
4489	Fe II 37	-0,17						
4481	Mg II 4			0,20				0,05
4471	He I	0,52		0,60	0,53	0,66	0,50	0,06
4458	[Fe II] 6	-0,72					-0,60	
4452	[Fe II] 7	-0,66					-0,49	
4450	Ti II 19			-0,04 :				
4444	Ti II 19,31			0,01				
4438	He I	-0,58						
4417	Fe II 27	-0,30		} 0,46 :	} 0,30	} 0,32	} -0,16 :	
4416	[Fe II] 6	-0,38						
4413	Fe II 32, [Fe II] 7	-0,33						0,06
4400	Ti II 51			-0,24				0,07
4395	Ti II 19			-0,14 :				
4388	He I	0,30		0,62	0,40 :	0,51	0,19	
4385	Fe II 27	-0,43						
4384	Fe II 32	-0,47						
4379	N III 17	-1,05						
4363	[O III] 2	0,49		0,88	0,82	0,91	0,94	
4359	[Fe II] 7	-0,46						
4358	[Fe II] 21	-0,58						0,07
4351	Fe II 27	0,00		0,46	0,32	0,15	-0,08	0,08
4340	H γ	1,58	1,62	1,63	1,63	1,67	1,72	
4319	[Fe II] 21	-0,59						
4315	Ti II 41			0,21 :				
4303	Fe II 28	-0,29		} 0,23	-0,05	-0,12	-0,37	
4300	Ti II 41							
4296	Fe II 28	-0,12		0,05	-0,02	-0,05	-0,24	0,08
4287	[Fe II] 7	-0,26		-0,05		-0,08	-0,29	0,09
4278	Fe II 32	-0,82						
4277	[Fe II] 21	-0,72		-0,01	-0,27		-0,39	
4274	Fe II 27	-0,80		0,11				
4267	C II 6	-0,72			-0,11		-0,54	
4244	[Fe II] 21	-0,39		0,07	0,02	0,01	0,10	0,09
4233	Fe II 27	0,27		0,51	0,30	0,27	0,22	0,10
4199	He II	0,35		0,24	0,14 :	0,13	0,43	
4195	N III 6	-1,05						
4187	C III 18	-0,96						
4178	Fe II 28	0,09		0,42	0,19	0,22	0,07	
4173	Fe II 27	-0,18		0,32	0,01	0,14	-0,31	
4164	Ti II 105			-0,12				0,10
4144	He I	-0,05		0,43	0,23	0,09 :	0,17	0,11
4130	Si II 3			} 0,27				
4128	Fe II 27 Si II 3	-1,05						
4122	Fe II 28	-0,46		} 0,25	} 0,16	} 0,00	} -0,31	
4120	He I	-0,28						0,11
4103	N III 1	-0,01						0,12
4102	H δ	1,29	1,30	1,30	1,40	1,30	1,51	
4097	N III 1	0,42		0,64				

Таблица 5 (продолжение)

λ , Å	Элемент, номер мультиплета	$\lg I/I_{H\beta} \cdot 100$						$\Delta \lg I$ межзв.
		1960 окт.	1962 июль	1963 сент.	1964 сент.-окт.	1964 дек.	1965 окт.	
4089	Si IV 1			0,19				
4076	[S II] 1	-0,55		0,21	0,19		-0,42	
4071	[Fe V] 1	-0,70		} 0,45	} 0,26	} 0,22	} -0,12	
4070	C III 16	-0,51						
4038	[S II] 1	-0,41						
4023	He I	0,26	-0,05	0,48	0,54	0,52	0,51:	0,13
4009	He I	-0,11		0,18	0,09	0,15	-0,33	
4002	Fe II 29	-0,52						0,13
3982	Fe II 3	-1,00						0,14
3974	Fe II 29	-0,62						
3970	H _ε	1,03	1,08	1,05	1,18	1,07	1,21	
3937	[Ne III] 1	-0,28						
3964	He I	-0,01						
3961	O III 17	-0,58						0,14
3945	O IV 10, Fe II 3	-0,49						0,15
3938	Fe II 3	-0,22			-0,10	-0,29	-0,42:	
3933	Ca I 1	-0,37						
3930	Fe II 3	-0,66						
3926	He I	-0,31		} -0,20	} -0,06	} 0,09	} -0,04	
3923	He II	0,00						
3914	Fe II 3	-0,47						
3913	Ti II 34		-0,16					
3905	[Fe II] 8, Si I 3	-0,43				-0,25	-0,36	
3901	Ti II 34		-0,21					0,15
3896	[Fe V] 1	-0,47					-0,03	0,16
3891	[Fe V] 3	-0,17						
3889	H _δ	0,99	0,90	0,93	1,17	1,06	1,25	
3872	He I	-0,47						
3868	[Ne III] 1	0,34		0,79	0,78	0,74	0,94	
3862	Si II 1	-0,10		0,20			-0,12	
3830	Fe III 28(?)	-0,58						
3858	He II	-0,12		} 0,43			} 0,08	
3856	Si II 1	-0,20						0,16
3848	[Fe II] 8	-0,08		0,13				0,17
3839	[Fe V] 3	-0,46						
3835	H _γ	0,83	0,60:	0,79	0,92	0,91	1,11	
3833	Fe II 23	-0,72						
3825	Fe II 29	-0,20		0,19				
3819	He I	0,03		0,19	0,26	0,18	0,22	
3813	He II	-0,13			} 0,09	} 0,25	} 0,24:	
3811	O VI 1, O III 2	-0,16						
3805	He I	-0,43						0,17
3798	H ₁₀	0,74	0,30:	0,67	0,82	0,66	1,00	0,18
3795	He II	-0,28						
3791	O III 2	-0,27						
3785	He I	-0,70						
3783	Fe II 14	-0,22						
3781	He II	-0,19						
3779	Fe II 23	-0,66						

Таблица 5 (продолжение)

$\lambda, \text{\AA}$	Элемент, номер мультиплета	$\lg I/I_{H\beta} \cdot 100$						$\Delta \lg I$ межзв.
		1960 окт.	1962 июль	1963 сент.	1964 сент.-окт.	1964 дек.	1965 окт.	
3774	O III 2	-0,30						
3770	H ₁₁	0,70		0,63	0,80	0,74	0,90	
3764	Fe II 29	-0,55						
3760	O III 2	0,72	} 0,78 :	} 0,76	} 1,04	} 1,05	} 1,29	
3759	[Fe VII] 3	0,68						
3754	O III 2	0,20						
3750	H ₁₂	0,63		0,61	0,72	0,67	0,82	0,18
3746	N III 4	-0,43						0,19
3740	He II	-0,49						
3736	O IV 6	-0,07						
3734	H ₁₃	0,55		0,51	0,70	0,63	0,82	
3732	He I	-0,35						
3729	O IV 6	-0,15						
3725	O IV 6	-0,01						
3722	H ₁₄	0,47		0,48	0,70	0,66	0,70	
3715	O III 14	-0,27						
3712	H ₁₅	0,46		0,54	0,68	0,65	0,70	
3705	He I	-0,19						
3704	H ₁₆	0,39		0,52	0,68	0,66	0,70	0,19
3699	O III 21	-0,49						0,20
3697	H ₁₇	0,31		0,48			0,59	
3691	H ₁₈	0,30		0,41			0,52	
3686	H ₁₉	0,27		0,41			0,57	
3682	H ₂₀	0,15					0,47	
3679	H ₂₁	0,19						
3676	H ₂₂	0,13						
3673	H ₂₃	0,10						
3671	H ₂₄	0,08						
3669	H ₂₅	0,07						
3666	H ₂₇	-0,01						
3664	H ₂₈	0,03						
3663	H ₂₉	0,02						
3662	H ₃₀	0,00						
3661	H ₃₁	-0,03						
3660	H ₃₂	-0,07						0,20
3634	He I	-0,46						0,21
3587	[Fe VII] 3	0,74			0,66	0,73	1,18	0,21
3554	He I	-0,37						0,22
3500	[Mg VI] 1	-0,43						0,25
3498		-0,39						
3493	Fe III 14	-0,39						
3488	[Mg VI] 1	-0,09						
3485	[Mg VI] 1	-0,28						
3444	O III 15	1,36		0,87 :	1,39	1,21	1,50	0,25
3430	O III 15	0,10						0,26
3428	O III 15	0,49						
3425	[Ne V] 1	1,83	1,20	1,09 :	1,67	1,47	1,96	
3415	O III 15	0,04						
3411	O IV 2	0,08						0,26

Таблица 5 (окончание)

λ , Å	Элемент, номер мультиплета	$\lg I/I_{H\beta} \cdot 100$						$\Delta \lg I$ межзв.
		1960 окт.	1962 июль	1963 сент.	1964 сент.-окт.	1964 дек.	1965 снт.	
3405	O III 15	-0,15						0,26
3403	O IV 2	-0,13						0,27
3385	O IV 3	-0,16					0,55	0,27
3381	O IV 3	0,05					1,46:	0,28
3345	[Ne V] 1	1,17	} 0,70				1,17:	
3340	O III 3	1,01						
3312	O III 3	0,91						0,28
3303	Fe II 1	0,00						0,29
3299	O III 3	0,50						
3295	Fe II 1	0,05						0,29
3281	Fe II 1	0,09						0,30
3277	Fe II 1	0,33						0,30
3255	Fe II 1	0,24						0,31
3228	Fe II 6	0,34						0,32
3213	Fe II 6	0,48						
3203	He II	1,43						0,32
3132	O III 12	1,63						0,35
3122	O III 12	0,95						0,35
$W_{\lambda}(H_{\gamma})$, Å		34	35	31	36	40	65	
$W_{\lambda}(H_{\delta})$, Å		17	17	15	22	17	42	

Примечание: двоеточие (:) после цифры означает неуверенные наблюдения.

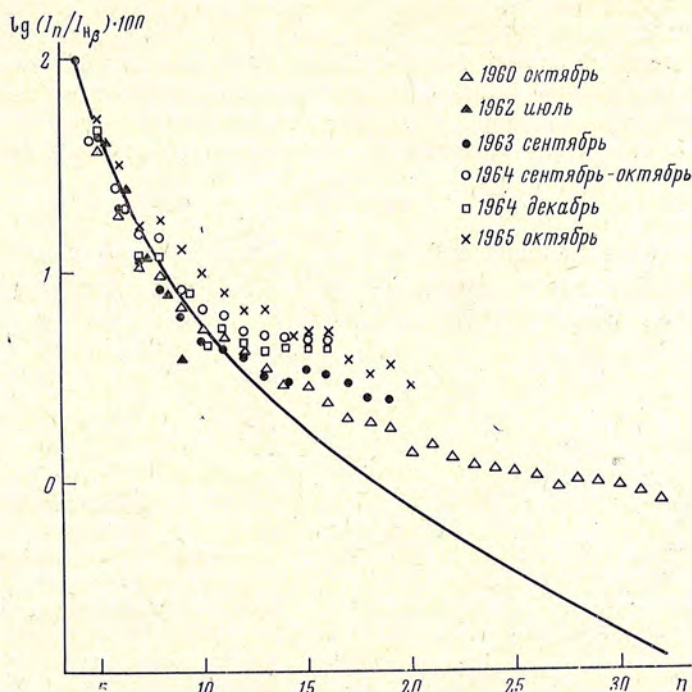
Таблица 6

Элемент	[Ne V]	[Fe VII]	He II	[Ne III]	He I, Fe II, N III	[O III]	C III
$I/I_{H\beta}$ (1960, 1965)							
$I/I_{H\beta}$ (1962—1964)	4	2	1,5	1 (?)	0,5	0,3	0,2

в бальмеровских линиях [14]. На фиг. 2 нанесены интенсивности линий, не исправленные за влияние межзвездного поглощения. Введение соответствующих поправок только увеличит различие между теорией и наблюдениями.

В табл. 7 приведена другая важная характеристика спектра водорода — эквивалентная ширина линий H_{γ} и H_{δ} по отношению к газовому континууму. Эти данные получены на основании табл. 3 и 5.

Из табл. 7 следует, что наблюдаемые эквивалентные ширины в несколько раз меньше теоретических, рассчитанных для B . В [15] показано, что при большой оптической толще в бальмеровских линиях эквивалентные ширины первых членов бальмеровской серии намного меньше, чем в случае B . Однако вид декрементов, рассчитанных для однородной среды, непрозрачной в бальмеровских линиях, как с учетом движений [15], так и для неподвижного случая [16], заметно отличается от наблюдаемых.



Фиг. 2. Бальмеровский декремент

Сплошная линия соответствует теоретическому декременту, вычисленному для случая В и $T_e = 20\,000^\circ \text{K}$ [14].

Таблица 7

Дата	1960 окт.		1962 июль		1963 сент.		1964 сент.-окт.		1964 дек.		1965 окт.		Случай В $T_e = 17\,000^\circ \text{K}$
A_{pg}	$0^{m,0}$	$1^{m,5}$	$0^{m,0}$	$1^{m,5}$	$0^{m,0}$	$1^{m,5}$	$0^{m,0}$	$1^{m,5}$	$0^{m,0}$	$1^{m,5}$	$0^{m,0}$	$1^{m,5}$	
$W(H_\gamma)$	310	210	350	1750	280	195	200	145	285	190	400	280	830
$W(H_\delta)$	155	105	170	850	135	96	120	85	120	80	260	110	500

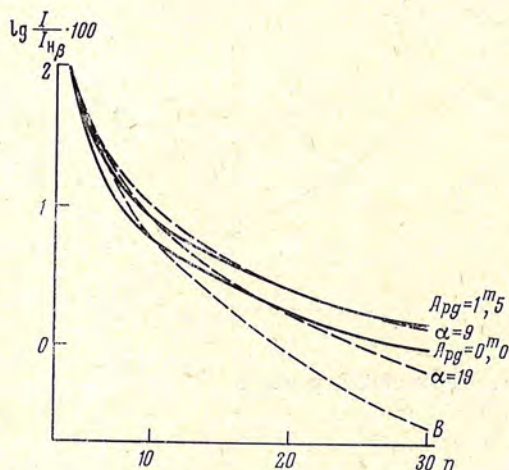
Теоретические декременты для оптически толстых сред более пологи для первых членов серии, чем наблюдаемые в случае В.

Все имеющиеся расчеты декрементов выполнены для однородных сред. Но в действительности однородные среды встречаются довольно редко. Даже если возьмем однородный газовый шар, то при $\tau_{L\beta} > 1$ будет существовать некая переходная область между зонами H II и H I, в которой условия возникновения эмиссионных линий будут заметно отличаться от условий в более внутренних частях. В случае Z And на основании изучения запрещенных линий было показано, что туманность имеет большие неоднородности электронной плотности и электронной температуры [17]. Кроме того, часть атмосферы холодного гиганта, где возникают эмиссионные линии Fe II, а следовательно, и линии водорода, имеет другие физические условия, чем окружающая Z And туманность, где возникают линии [Fe VII]. Таким образом, следует считать, что линии водорода возникают в существенно неоднородной среде. Наблюдаемый бальмеровский декремент являлся некоторой суммой декрементов, возникающих в раз-

личных районах и взвешенной по вероятностям выхода бальмеровских квантов. Для простоты предположим, что среда состоит из двух частей: а) здесь выполняется случай *B*, т. е. среда полностью прозрачна для излучения в бальмеровских линиях, и б) здесь непрозрачность очень велика и только ничтожная доля ($\beta_{32} = 10^{-8}$) H_{α} -квантов может выйти из среды. Очевидно, что суммарный декремент будет зависеть от соотношения

$$\alpha = I'_{H_{\beta}} / I''_{H_{\beta}}, \quad (3)$$

где $I'_{H_{\beta}}$ и $I''_{H_{\beta}}$ — интенсивности линии H_{β} , возникающие в различных частях среды. На основании данных [14] и [15] был вычислен декремент для $T_e = 20\,000^\circ \text{K}$, $T_{32} = 80\,000^\circ \text{K}$, $W = 10^{-8}$, $\beta_{21} = 10^{-8}$ и $\alpha = 9,19$.

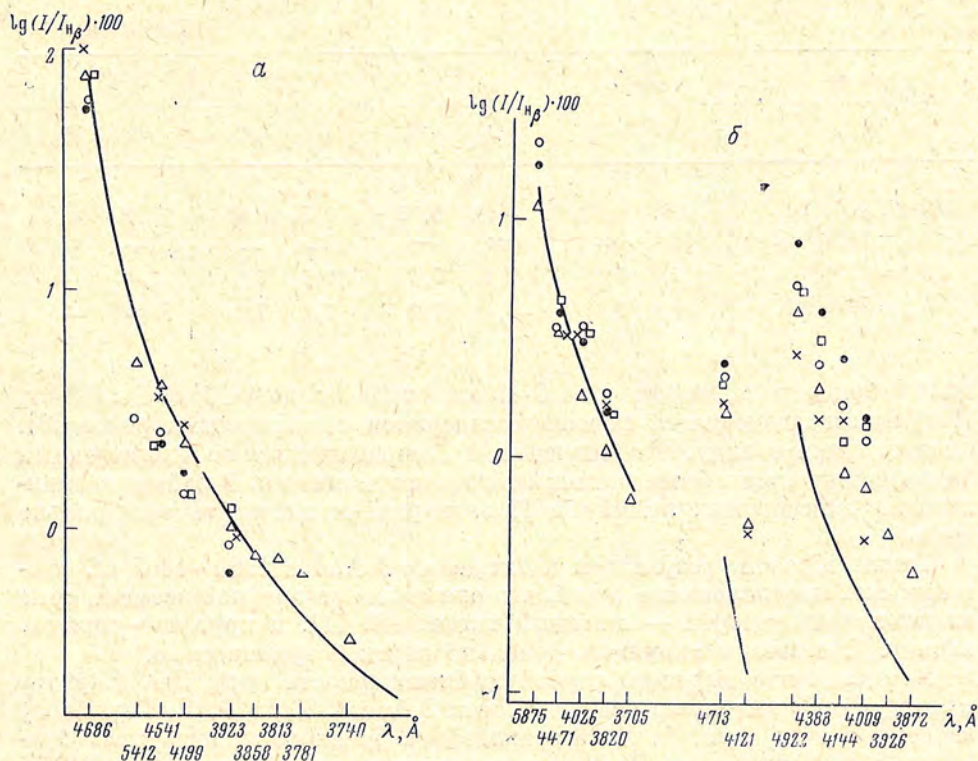


Фиг. 3. Бальмеровский декремент

Сплошные линии соответствуют наблюдаемым декрементам, не исправленному ($A_{pg} = 0^m,0$) и исправленному ($A_{pg} = 1^m,5$) за межзвездное поглощение. Штриховые линии представляют теоретические декременты для $\alpha = 9,19$ и ∞ , т. е. случай *B*

Результаты представлены на фиг. 3. Согласие между наблюдаемым бальмеровским декрементом, исправленным за влияние межзвездного поглощения и рассчитанным для $\alpha = 9$ довольно хорошее. Кроме того, из [15] следует, что при $\beta_{21} = 10^{-8}$ эквивалентная ширина линии H_{β} в десятки раз меньше, чем в случае *B*. Это означает, что при $\alpha = 9$ эквивалентные ширины линий $H_{\gamma} - H_{\delta}$ будут в несколько раз меньше, чем в случае *B*. Это также согласуется с данными наблюдений (см. табл. 7). Конечно, в действительности неоднородности очень сложны, и их нельзя представить простой моделью двух различных областей. Поэтому не следует переоценивать хорошее согласие, видимое на фиг. 3. Но отсюда можно сделать вывод, что особенности наблюдаемого бальмеровского декремента в спектре *Z And* вызваны совместным действием большей оптической толщи и существенных неоднородностей в районе возникновения эмиссионных линий водорода.

На фиг. 4, а представлено сравнение наблюдаемых относительных интенсивностей линий $He II$, не исправленных за влияние межзвездного поглощения, для различных моментов наблюдений с теоретическими, вычисленными для случая *B* [18]. Даже при введении поправок за межзвездное поглощение различие между теорией и наблюдениями здесь существенно меньше, чем в случае водорода. Это и понятно. Линии $He II$ возникают лишь в районах высокой ионизации. Они не светятся в атмосфере холодного гиганта, где возникают эмиссионные линии $Fe II$. Поэтому масштаб неоднородностей в случае $He II$ будет меньше, чем в случае водорода. Кроме того, мы наблюдаем в случае $He II$ линии, возникающие при переходах между более высокими уровнями, чем бальмеровские линии, и оптическая толщина туманности в этих линиях будет заметно меньше, чем в водо-



Фиг. 4. Относительные интенсивности линий He II (а) и He I (б)

Обозначения те же, что на рис. 2

родных. Все это приводит к тому, что реальные условия в туманности Z And будут не сильно отличаться от случая B, если рассматривать линии He II.

На фиг. 4, б представлены относительные интенсивности линий He I, не исправленные за межзвездное поглощение, вместе с теоретическими значениями для случая B [18]. Учет влияния межзвездного поглощения не меняет общей картины. Наиболее существенным здесь является заметное усиление линий серий 2^3P-n^3S ($\lambda 4713$ и т. д.) и 2^1P-n^1D ($\lambda 4922$ и т. д.) по сравнению с линиями серий 2^3P-n^3S ($\lambda 5875$ и т. д.). Подобные аномалии отмечались и у других симбиотических звезд: AG Dra [19] и AG Peg [10]. Там же было высказано предположение, что указанные аномалии в относительных интенсивностях линий He I могут быть вызваны большой оптической толщей среды для излучения в наблюдаемых линиях и, возможно, переходами под действием электронных ударов, поскольку электронная плотность довольно велика.

В спектре Z And наблюдаются линии [O III] $\lambda 5007$, $\lambda 4959$ и $\lambda 4363$. В табл. 8 даны отношения $I_{4363}/(I_{5007} + I_{4959})$ для различных моментов без учета и с учетом влияния межзвездного поглощения. С помощью фиг. 3 из [20] были определены величины $\lg n_e$ для различных значений T_e . Результаты приведены в табл. 8. Значок ∞ означает, что указанное отношение интенсивностей запрещенных линий может реализоваться в среде с $n_e = \infty$. Значок «—» означает, что при данном значении T_e необходимое отношение интенсивностей не может осуществляться вообще. Следует отметить, что интенсивность линии $\lambda 5007$ в 1965 г. была определена весьма неуверенно. Из табл. 7 можно заключить, что туманность Z And имела в среднем электронную плотность $n_e = 2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$. Возможно, происхо-

Дата	1963 сент.		1964 сент.-окт.		1964 дек.		1965 окт.	
	0^m	1^m	0^m	1^m	0^m	1^m	0^m	1^m
A_{pg}								
$I_{4363}/(I_{5007} + I_{4959})$	0,51	0,69	0,62	0,75	0,79	0,95	2,55	3,10
$T_e = 10\,000^\circ \text{K}$	10,0	∞	∞	—	—	—	—	—
$T_e = 17\,000^\circ \text{K}$	7,4	7,2	7,3	7,4	7,5	7,6	—	—
$T_e = 20\,000^\circ \text{K}$	7,0	7,1	7,1	7,2	7,2	7,3	∞	—

дило небольшое повышение от $1,6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ в 1963 г. до $4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ в 1964 г. Полученные значения n_e хорошо согласуются с найденными ранее [8]. Следует иметь в виду, что значения n_e , определенные по запрещенным линиям, относятся к более внешним областям туманности. В районе возникновения эмиссионных линий Fe II электронная плотность значительно выше.

Таким образом, результаты наблюдений Z And в 1960—1965 гг. подтверждают предположение о том, что она является двойной звездой, одна из компонент которой — холодный гигант M2 III, а другой — горячий карлик. Обе звезды окружены довольно плотной туманностью.

В заключение выражаю глубокую благодарность д-ру Дж. Хербигу и д-ру Дж. Престону за спектрограммы Z And 1960 г., Р. Е. Гершбергу за ценные дискуссии, Г. Н. Шараповой за большую помощь при обработке спектрограмм и Н. В. Годовникову за вычисления на ЭВЦМ «Минск-1».

Ноябрь 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. H. H. Plaskett. Publ. Dominion Astrophys. obs., 4, 119, 1928.
2. F. S. Hogg. Publ. AAS, 1934, 8, 14.
3. P. W. Merrill. Astrophys. J., 1944, 99, 481.
4. M. Bloch, Theng Mao-Lin. Ann. d'Astrophys., 1951, 14, 266.
5. М. В. Долидзе, А. Ф. Пугач. Бюлл. Абастуманской астрофиз. obs., 1962, 28, 121.
6. Т. С. Белякина, А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 25.
7. L. H. Aller. Publ. Dominion Astrophys. Obs., 1954, 9, 321.
8. А. А. Боярчук. Переменные звезды, 1964, 15, 48.
9. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35, 3.
10. А. А. Боярчук. Астрон. ж., 1966, 43, 976.
11. L. F. Jenkins. General Catalogue of Trigonometric stellar Parallaxes, New Haven, 1952.
12. Е. К. Харадзе. Бюлл. Абастуманской астрофиз. obs., 1952, 12.
13. D. G. Hummer. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1963, 125, 461.
14. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников. Наст. том, стр. 208.
15. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35, 45.
16. E. R. Capriotti. Astrophys. J., 1964, 139, 225; 1964, 140, 632.
17. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 186.
18. M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1960, 120, 326.
19. А. А. Боярчук. Астрофизика, 1966, 2, 101.
20. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 29, 291.

ЦВЕТА СИМБИОТИЧЕСКИХ ЗВЕЗД

Т. С. Белякина

С помощью нового 70-см рефлектора Крымской обсерватории получены фотоэлектрические цвета $C_{\text{сн}}$ и $C_{\text{сф}}$ симбиотических звезд: AX Per, AG Dra, YY Her, V443 Her, CI Cyg, AG Peg и Z And. На двухцветной диаграмме эти звезды располагаются значительно правее главной последовательности. Наблюдаемые цвета Z And хорошо представляются цветами, вычисленными по суммарному излучению трех компонент: M2 III + горячая звезда + рекомбинационное свечение водорода ($T_e = 17\,000^\circ$, $n_e = 10^7$), что хорошо согласуется со спектроскопическими наблюдениями [13].

COLOURS OF SYMBIOTIC STARS, by T. S. Belyakina. — Photoelectric colours of $C_{\text{сн}}$ and $C_{\text{сф}}$ of symbiotic stars AX Per, AG Dra, YY Her, V443 Her, CI Cyg, AG Peg and Z And are obtained with the new 70-cm reflector of the Crimean observatory. These stars locate on two-colour diagram considerably righter of the main sequence. The observed colours of Z And are represented well by colours, calculated by the combined radiation of three components: M2 III + a hot star + recombining hydrogen emission ($T_e = 17\,000^\circ$, $n_e = 10^7$). It conforms well to spectroscopic observations [13].

Симбиотических звезд в настоящее время известно немного. Тем не менее далеко не все из них изучены подробно, поскольку в основном это слабые звезды.

До 1960 г. были опубликованы только единичные определения фотоэлектрических цветов некоторых из этих звезд [1—4], хотя такие точные наблюдения в данном случае представляют несомненный интерес.

Четыре года назад в нашей обсерватории началось комплексное изучение симбиотических звезд. Уже параллельные спектроскопические и фотоэлектрические наблюдения дали интересные результаты. Они позволили, хотя и не очень точно, интерпретировать цвета нескольких симбиотических звезд суммарным излучением позднего гиганта и рекомбинационным свечением водорода с электронной температурой $T_e = 17\,000^\circ$ и электронной плотностью $n_e > 10^6$ [5].

К настоящему времени для трех самых ярких из них: Z And, AG Peg и AG Dra — получен большой спектроскопический и электрофотометрический материал. Интересно было получить наблюдения и для других симбиотических звезд. Новый 70-см рефлектор АЗТ-8 позволил провести подобные наблюдения. АЗТ-8 ($f = 11,2$ м) смонтирован в Симеизе в 1965 г.

В электрофотометре, установленном в касегреновском фокусе АЗТ-8, применен фотоумножитель ЕМІ типа 6256В (со стеклянным окошком), питание фотоумножителя обеспечивалось высоковольтным стабилизатором ВС-16. В качестве усилителя применялся прибор УІ-2. Регистрация производилась с помощью ЭПІ-09.

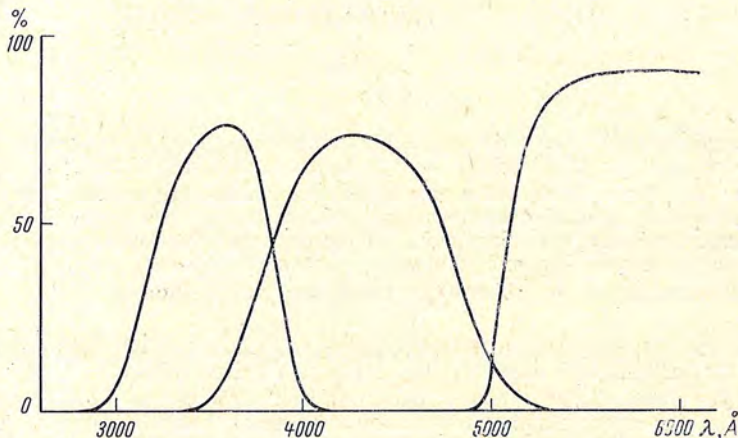
Полосы пропускания фильтров, измеренные на спектрофотометре СФ-4, приведены на фиг. 1. Наблюдения проводились с 14 по 21.VII и с 22 по 24.VIII 1966 г.

Приведение инструментальной системы к системе UBV осуществлено следующим образом: предположим, что $C(z, t)$ — цвет звезды, находящейся в момент t на зенитном расстоянии z ; $C'(z', t')$ — цвет другой звезды в момент времени t' . Тогда для каждой из этих звезд можно написать:

$$C(z, t) = a + b(B - V) + \alpha [(B - V), t] F(z), \quad (1)$$

$$C'(z', t') = a + b(B - V)' + \alpha [(B - V)', t'] F(z') + \gamma \Delta(B - V) F(z'), \quad (2)$$

где $(B - V)$ и $(B - V)'$ — цвета этих звезд в системе BV , α — коэффициент атмосферной экстинкции, $F(z)$ и $F(z')$ — воздушные массы звезд в моменты их наблюдений, γ — величина, характеризующая изменение атмосферной экстинкции с цветом.



Фиг. 1. Кривые пропускания фильтров

Умножая (1) на $F(z')$, а (2) на $F(z)$ и вычитая, получим

$$C(z, t) F(z') - C'(z', t') F(z) = a \Delta F(z) + b [(B - V) F(z') - (B - V)' F(z)] + F(z) F(z') \{ \alpha [(B - V), t] - \alpha [(B - V)', t'] \} - \gamma \Delta(B - V) F(z) F(z'). \quad (3)$$

Предположим, что нам удалось подобрать звезды таким образом, что в данный момент времени t их воздушные массы равны. Тогда равенство (3) примет вид

$$\frac{\Delta C}{\Delta(B - V)} = b - \gamma F(z), \quad (4)$$

где ΔC — разность цветов в инструментальной системе. Подобрав таким образом несколько пар звезд с условием, что $\Delta(B - V)$ не очень мало, можно определить две величины: b и γ . Для определения a используется равенство (3). Но для этого наблюдаются такие пары звезд, компоненты которых в данный момент времени имеют существенно различные $F(z)$.

Практически наблюдения проводились так: сначала наблюдали одну из звезд пары, затем два раза подряд вторую звезду и в конце еще раз первую. Построенные таким образом наблюдения позволяют интерполировать их к одному моменту времени, для которого $F(z) = F(z')$. В описанном методе очень удобно использовать звезды скоплений, для которых имеются фотоэлектрические наблюдения. Мы пользовались звездами скопления IC 4997 [6, 7] и NGC 6913 [8].

К сожалению, наблюдения для определения коэффициентов a и b в формулах перехода от инструментальной системы к системе UBV проведены в ночи с плохой прозрачностью. И, кроме того, таких наблюдений

сделано мало. Это послужило причиной, что γ из наших наблюдений определить не удалось, а коэффициенты a и b вычислены со сравнительно большими ошибками.

$$C_{\text{сж}} = +1^{\text{m}},05 + 1^{\text{m}},02(B - V), \quad (5)$$

$$\pm 0^{\text{m}},05 \pm 0^{\text{m}},02$$

$$C_{\text{сф}} = -0^{\text{m}},17 + 0^{\text{m}},89(U - B). \quad (6)$$

$$\pm 0^{\text{m}},04 \pm 0^{\text{m}},11$$

Однако для нашей цели такая точность вполне достаточна.

В таблице приведены все звезды, для которых нами были получены фотоэлектрические наблюдения. BF Cyg наблюдать не удалось, но для нее есть определения цветов в системе UBV [2]. Поэтому мы сочли необходимым включить ее в таблицу.

Для всех звезд таблицы указаны значения максимального и минимального блеска [10], галактические координаты, значения a_0 — величины межзвездного поглощения на 1 kpc для области, в которой они расположены [11], значения A для AG Peg и Z And, определенные А. А. Бояр-

Звезда	$m_{\text{макс}}$	$m_{\text{мин}}$	l	b	a_0	A_V	Звезды сравнения
	m	m			m		
AX Per	10,8	12,5	097°	—08°	1,4		№ 12 NGC 744 [8]
AG Dra	9,1	11,2	067	+41			+68°946 [9]
YY Her	11,7	13,2	016	+16	1,6		№ 5 NGC 6802 [8]
V443 Her *	11,45	11,57	019	+15	1,1		№ 5 NGC 6802 [8]
BF Cyg **	9,3	13,4	031	+03	1,0		
CI Cyg	10,7	13,1	039	+04	1,8	m	№ 26 NGC 6871 [8]
AG Peg	6,8	7,8	039	—32		0,6	+11°4686
Z And	8,0	12,4	078	—12	2,4	1,5	№ 4 NGC 7686 [8]

* Для звезды V443 Her $m_{\text{макс}}$ и $m_{\text{мин}}$ указаны в фотоэлектрической системе V [4].

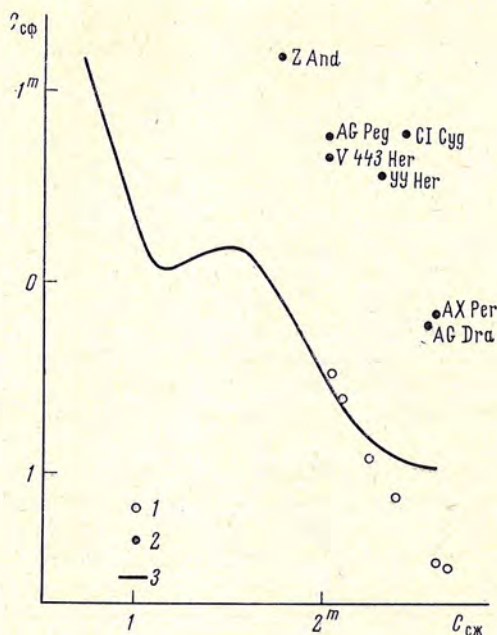
** Для BF Cyg нам не удалось провести наблюдений.

чуком [12, 13], и звезды сравнения, в качестве которых использовались близлежащие фотоэлектрические стандарты (см. таблицу). В моменты наблюдений воздушные массы переменной и ее звезды сравнения были близки и не превышали 1,2. Поэтому поправка за γ была невелика. Только для AX Per и CI Cyg она равнялась $0^{\text{m}},03$ вследствие большого различия сине-желтых цветов этих звезд и их звезд сравнения. Для сине-фиолетового цвета поправка за γ не учитывалась.

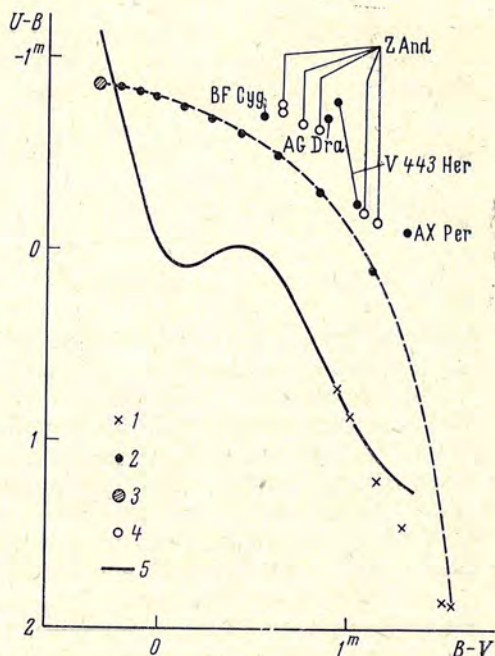
Ошибки определения цветов $C_{\text{сж}}$ и $C_{\text{сф}}$ в инструментальной системе не превышали $\pm 0^{\text{m}},02$. Только цвета YY Her и сине-желтый цвет AX Per определены с ошибкой $\pm 0^{\text{m}},05$.

Наличие эмиссионных линий в спектрах симбиотических звезд не позволило перевести полученные нами цвета в систему UBV . Но, с другой стороны, формулы перехода (5) и (6) дали возможность определить цвета звезд главной последовательности и поздних гигантов в инструментальной системе. Поэтому результаты наших наблюдений представлены на двухцветной диаграмме, построенной в инструментальной системе (фиг. 2).

Рассмотрение фиг. 2 показывает, что все наблюдаемые нами звезды располагаются значительно правее звезд главной последовательности. Объяснить это эффектом межзвездного поглощения невозможно, так как



Фиг. 2. Двухцветная диаграмма, построенная в инструментальной системе
1 — поздние гиганты; 2 — симбиотические звезды; 3 — лавная последовательность



Фиг. 3. Двухцветная диаграмма, построенная в системе UBV

1 — поздние гиганты; 2 — симбиотические звезды; 3 — рекомбинационное свечение водорода с $T_e = 17\,000^\circ\text{K}$ и $n_e > 10^6$; 4 — теоретически подсчитанные значения цветов по данным А. А. Боярчука [13]; 5 — лавная последовательность

такое смещение может быть вызвано поглощением в $4-6^m$. Однако предположение о значительной величине межзвездного поглощения для некоторых из наблюдаемых нами звезд маловероятно. Например, AG Dra и AG Peg ($b = +41^\circ$ и $b = -32^\circ$ соответственно) расположены сравнительно далеко от галактической плоскости, т. е. такую величину поглощения для них вряд ли можно ожидать, хотя в спектре AG Dra не наблюдаются линии межзвездного газа [14]. Для AG Peg и Z And определены значения A_V , которые оказались сравнительно небольшими [12, 13]. Следовательно, такое положение симбиотических звезд на двухцветной диаграмме обусловлено аномальным распределением энергии в спектрах этих звезд.

Кривые реакции нашей системы не исследовались, что не позволило провести непосредственную интерпретацию полученных нами результатов. Однако косвенным путем удалось все же интерпретировать наблюдаемые нами цвета Z And. Для этого мы воспользовались определениями цветов в системе UBV [1-4] для некоторых симбиотических звезд. Эти наблюдения показаны на фиг. 3.

Сравнивая фиг. 2 и 3, видим, что положение симбиотических звезд по отношению к лавной последовательности в обоих случаях примерно одинаково, т. е. и в том и в другом случае эти звезды располагаются значительно правее лавной последовательности. Разницу в положении AG Dra и AX Per на сравниваемых фигурах можно объяснить различием блеска этих звезд. Во время наших наблюдений AG Dra в желтых лучах была примерно на $0^m,3$ слабее, чем во время наблюдений Роман [1], а AX Per в тех же лучах была на $0^m,5$ слабее по сравнению с блеском, определенным ранее [3].

Спектроскопические исследования симбиотических звезд свидетельствуют в пользу того, что излучение этих объектов в наблюдаемом диапазоне длин волн обусловлено излучением нескольких компонент. По крайней мере, в спектрах этих звезд явно наблюдаются характеристики позднего гиганта и рекомбинационного свечения водорода с T_e порядка $20\,000^\circ$ и плотностью $n_e > 10^6$. В связи с этим для интерпретации цветов симбиотических звезд были вычислены цвета суммарного излучения позднего гиганта M2 III [9] и рекомбинационного свечения водорода, цвета для которого теоретически вычислены в [15]. Расчет был сделан так же, как и ранее [5]. Таким образом, на фиг. 3 по вычисленным значениям была проведена плавная кривая (штриховая), соединяющая на двцветной диаграмме точку, изображающую звезду M2 III, и точку, соответствующую рекомбинационному свечению водорода с $T_e = 17\,000^\circ$ и $n_e > 10^6$.

Однако суммарное излучение двух компонент не очень хорошо удовлетворяет наблюдаемым цветам симбиотических звезд. Особенно большое несоответствие между суммарным излучением двух компонент и наблюдаемыми цветами получилось для AG Dra и одного из наблюдений V 443 Her. Объяснить это эффектом межзвездного поглощения, по-видимому, нельзя. Возникает предположение о возможном влиянии третьей компоненты — источника, возбуждающего свечение газа.

Для более точной интерпретации мы воспользовались результатами исследования непрерывного спектра Z And [13], где было выделено излучение третьей компоненты. Там же был впервые подсчитан количественный вклад всех трех компонент в суммарное излучение Z And для нескольких дат. Излучение третьей компоненты в исследуемом диапазоне длин волн ($\lambda > 3300 \text{ \AA}$) довольно хорошо представляется излучением абсолютно черного тела с температурой 50—100 тыс. градусов.

Поскольку для всех трех компонент, т. е. позднего гиганта M2 III, рекомбинационного свечения водорода и абсолютно черного тела, определены цвета в системе *UBV*, можно было подсчитать цвета суммарного излучения для дат, приведенных А. А. Боярчуком [13].

Результаты этих подсчетов обозначены кружками на фиг. 3. Прежде всего видим, что кружки образуют две группы. Одна из них — цвета, относящиеся к 1960 и 1965 гг., другая, расположенная значительно выше, образована кружками, показывающими цвета 1962, 1963 и 1964 гг. Кривая блеска этой звезды [16] свидетельствует о том, что в 1960 и 1965 гг. у Z And наблюдались глубокие минимумы, а в 1962, 1963 и 1964 гг. звезда была значительно ярче, чем в 1960 и 1965 гг.

Теперь сравним положение Z And на фиг. 2 и положение теоретически подсчитанных цветов этой звезды на фиг. 3. Видим, что положение Z And на фиг. 2 приблизительно совпадает с верхней группой кружков на фиг. 3. Такое совпадение может свидетельствовать о ее некотором поярчении по сравнению с 1965 г. Это подтверждает и кривая блеска Z And. В июле 1966 г. звезда была на $1^m,2$ ярче в желтых лучах по сравнению с 1965 г.

Таким образом, получено хорошее согласие результатов спектроскопических и фотоэлектрических наблюдений для Z And, что подтверждает гипотезу о сложном строении этого объекта [13].

Наши наблюдения позволяют судить о возможности распространения результатов, полученных для Z And на все наблюдаемые нами симбиотические звезды.

В заключение автор выражает глубокую благодарность В. Б. Никонову и А. А. Боярчуку за постоянное внимание к работе, Л. П. Метик за большую помощь в наблюдениях, Н. И. Шаховской за помощь в обработке.

1 декабря 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. N. G. Roman. *Astrophys. J. Suppl.*, 1955, 2, 222.
2. Tcheng Mao Lin, M. Bloch. *Lyon Publ.*, 1959, 3, 31.
3. Tcheng Mao Lin, M. Bloch. *Ann. Astrophys.*, 1957, 20, 86.
4. W. G. Tifft, J. L. Greenstein. *Astrophys. J.*, 1958, 127, 160.
5. Т. С. Белякина. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 34, 100.
6. H. L. Johnson. *Astrophys. J.*, 1954, 119, 181.
7. A. R. Hogg, G. E. Kron. *Astron. J.*, 1955, 60, 365.
8. A. A. Hoag, H. L. Johnson, B. Iriarte, R. I. Mitchell, K. L. Hallam, S. Sharpless. *Publ. Naval Obs., Sec. ser.*, 1961, 17, 7.
9. H. L. Johnson, W. W. Morgan. *Astrophys. J.*, 1953, 117, 313.
10. Б. В. Кукаркин, П. П. Паренаго, Ю. И. Ефремов, П. Н. Холопов. Общий каталог переменных звезд. Т. 1. Изд-во АН СССР, 1958.
11. А. С. Шаров. *Астрон. ж.*, 1963, 40, 900.
12. А. А. Боярчук. *Астрон. ж.*, 1966, 43, 421.
13. А. А. Боярчук. *Наст. том*, стр. 155.
14. N. G. Roman. *Astrophys. J.*, 1953, 117, 467.
15. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 36, 217.
16. Г. Ерлексова. *Бюлл. Ин-та астрофизики АН Тадж. ССР*, 1964, № 37, 43.

АНАЛИЗ ОДНОВРЕМЕННЫХ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ
И СПЕКТРОГРАФИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ВСПЫШЕК

AD Leo И UV Cet

Р. Е. Гершберг

Проведен количественный анализ одновременных фотометрических и спектрографических наблюдений вспышек AD Leo и UV Cet [5, 6]. Наблюдаемые эквивалентные ширины эмиссионных линий водорода и отношения непрерывного излучения вспышки к непрерывному излучению звезды сравнены с соответствующими величинами, вычисленными по избыточному блеску звезды во время вспышки в предположении, что падение вспышки обусловлено высвечивающимся горячим газом. Удаётся получить согласие сравниваемых величин, если считать, что 1) высвечивающийся газ имеет корональную температуру и малую оптическую толщину в линиях или 2) температуру порядка хромосферной и излучение в балмеровских линиях, ослабленное за счет самопоглощения или поглощения в лежащих над вспышкой верхних слоях атмосферы. Наблюдаемые ширины эмиссионных линий водорода дают верхнюю границу температуры газа во вспышке $(1 \div 30) \cdot 10^6$ °K или верхнюю границу макроскопических скоростей $100 \div 800$ км/сек.

Кратко обсуждаются возможные механизмы возникновения вспышек звезд типа UV Cet — механизм корональной конденсации, процесс типа солнечной хромосферной вспышки и выход ударной волны из подфотосферных слоев. Корональная конденсация оказывается наименее вероятным механизмом вспышки, так как масса высвечивающегося газа в сильных вспышках слишком велика, чтобы этот газ можно было рассматривать как часть стационарной короны звезды. Отсутствие моделей хромосферы и фотосферы dM5-звезд затрудняет теоретическое рассмотрение остальных механизмов¹.

THE ANALYSIS OF SIMULTANEOUS PHOTOMETRIC AND SPECTROGRAPHIC OBSERVATIONS OF AD LEO AND UV CET FLARES, by R. E. Gershberg. — Simultaneous photometric and spectrographic observations of AD Leo and UV Cet flares [5, 6] are analyzed quantitatively. The observed equivalent widths of emission hydrogen lines and the ratios of the continuous radiation of flares to the stellar continuum are compared with the corresponding values which are calculated from the brightnesses of flares assuming that the flare radiation is due to a hot recombining gas. There is an agreement between the corresponding values if one supposes that 1) the hot gas has a coronal temperature and a small optical thickness in Balmer lines or 2) this gas has a chromospheric temperature and a decrease of Balmer lines radiation is due to a selfabsorption or due to an absorption of the line radiation in higher layers of stellar atmosphere. The observed widths of emission hydrogen lines give an upper limit of temperature in flares $(1 \div 30) \times 10^6$ K or an upper limit of macroscopic velocities $100 \div 800$ km/sec.

The possible processes of a flare formation — a coronal condensation, a solar chromospheric flare type process, an appearance of a shock front above the photosphere — are discussed briefly. The coronal condensation is the least possible mechanism because a mass of the recombining gas in strong flares are too large to be a part of the stationary stellar corona. The absence of chromospheric and photospheric models for dM5 stars hampers the theoretical considerations of other processes.

Имевшиеся до последнего времени данные о спектрах вспышек звезд типа UV Cet сводились к качественным описаниям нескольких спектро-

¹ Основные результаты настоящей работы были доложены на летней школе по магнитным и релятивистским явлениям в астрофизике (август 1966 г., Шемахинская астрофизическая обсерватория АН Азерб. ССР).

грамм [1—4]. Полученные с экспозициями, равными или превышающими длительность вспышек, эти спектрограммы давали только общее представление о том, чем отличается спектр звезды во время вспышки от спектра звезды в спокойном состоянии. В 1965 г. в Крымской астрофизической обсерватории были выполнены наблюдения вспышек двух звезд типа UV Cet с высоким временным разрешением: спектрографирование осуществлялось с помощью специального дифракционного спектрографа, в котором используется электронно-оптическое усиление яркости, в результате чего удалось получить спектры вспышек с экспозициями от нескольких секунд до нескольких минут. В течение 11 весенних ночей велись наблюдения звезды AD Leo — самой яркой среди переменных типа UV Cet — и в течение 8 осенних ночей — самой UV Cet. Эти наблюдения проводились одновременно на двух телескопах: на 64-см менисковом телескопе осуществлялась непрерывная фотоэлектрическая регистрация блеска звезды, а во время вспышек на 2,6-м рефлекторе им. Г. А. Шайна (ЗТШ) фотографировались спектры.

В результате такого фотоэлектрического и спектрографического патрулирования удалось получить несколько десятков спектрограмм на разных стадиях развития 10 вспышек AD Leo и UV Cet, причем каждая спектрограмма имеет уверенную привязку к соответствующей фотометрической кривой блеска вспышки. Все спектрограммы вспышек, а также спектры звезд в спокойном состоянии были подвергнуты количественной фотометрической обработке, и результаты наблюдений — полученные кривые блеска вспышек и спектрофотометрические данные — приведены в статьях [5, 6]. В настоящей работе дан количественный анализ этих наблюдений.

Как известно, среди большого числа гипотез, выдвинутых для объяснения вспышек звезд типа UV Cet, лишь немногие были доведены до количественного вида. В частности, в [7—10] было показано, что фотометрические и колориметрические наблюдения вспышек звезд рассматриваемого типа укладываются в рамки небулярной гипотезы, согласно которой во время вспышки над фотосферой звезды появляется горячий, быстро высвечивающийся газ.

Хотя этот результат нельзя рассматривать как доказательство истинности небулярной гипотезы, представляется естественным провести анализ и спектральных данных в рамках такой сравнительно простой гипотезы.

1. СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ВСПЫШЕК AD Leo

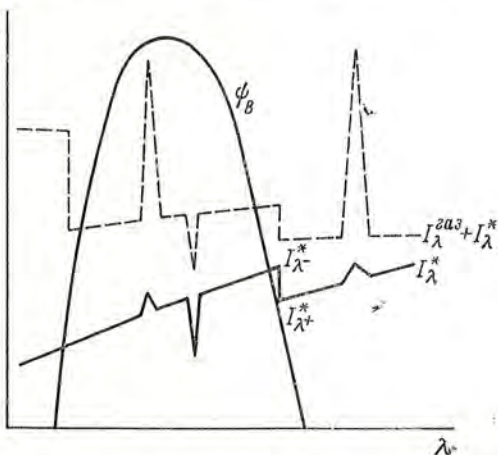
В статье [5] приведены эквивалентные ширины, интенсивности и ширины эмиссионных линий водорода, гелия и кальция, скачки интенсивностей у пределов молекулярных полос TiO и центральные остаточные интенсивности линии $\lambda 4226 \text{ \AA}$ Ca I в спектрах AD Leo, полученных на разных стадиях развития вспышек и в спокойном состоянии звезды. Как и прежде [7, 8], будем считать, что во время вспышки излучение самой звезды не меняется, но к нему добавляется дополнительное излучение горячего газа. Если этот газ оптически тонок во всех частотах видимого спектра, то между приращением блеска звезды в фотометрической полосе B и наблюдаемыми характеристиками сложного (звезда + горячий газ) спектра должны существовать простые соотношения.

Действительно, обратимся к фиг. 1, где сплошная линия схематически изображает распределение энергии в спектре звезды, а штриховая линия — распределение энергии в суммарном излучении системы звезда + горячий газ. Фотометрические наблюдения дают для каждого момента вспышки величину i_B — поток дополнительного излучения в полосе B , выраженный

в единицах потока от звезды в спокойном состоянии:

$$i_B = \frac{\int_B I_{\lambda}^{\text{газ}} \psi_{\lambda}^B d\lambda}{\int_B I_{\lambda}^* \psi_{\lambda}^B d\lambda}, \quad (1)$$

где $I_{\lambda}^{\text{газ}}$ и I_{λ}^* — интенсивности излучения газа и звезды, ψ_{λ}^B — кривая реакции фотометрической полосы B . В оптически тонком газе распределение энергии в непрерывном спектре и интенсивности эмиссионных линий относительно небулярного континуума в широком диапазоне плотностей определяются только электронной температурой¹. Поэтому, зная электронную температуру T_e и i_B , по (1) можно в принципе найти отношение $I_{\lambda}^{\text{газ}}/I_{\lambda}^*$ в каждой длине волны внутри полосы B . Затем, зная относительное распределение энергии в спектрах звезды и горячего газа, можно вычислить отношение $I_{\lambda}^{\text{газ}}/I_{\lambda}^*$ для любой длины волны. После этого нетрудно вычислить как функции i_B и T_e такие количественные характеристики суммарного спектра, как эквивалентные ширины эмиссионных линий, замыкание скачков интенсивности у пределов полос TiO, у предела серии Бальмера, замыкание линии поглощения $\lambda 4226 \text{ \AA}$ Ca I и т. д. Сравнение этих расчетов с наблюдениями позволит оценить реальность исходной небулярной модели вспышки.



Фиг. 1. Схема распределения энергии в суммарном спектре системы звезда плюс горячий газ [к выводу формулы (9)]

Эквивалентные ширины эмиссионных линий водорода

Для получения рабочих формул из описанной выше общей схемы воспользуемся введенными в [7] параметрами $\kappa(T_e)$ и $\Delta\lambda(T_*)$:

$$\left. \begin{aligned} \int_B I_{\lambda}^{\text{газ}} \psi_{\lambda}^B d\lambda &\equiv \kappa(T_e) I_{\text{H}\delta} \psi_{\text{H}\delta}^B, \\ \int_B I_{\lambda}^* \psi_{\lambda}^B d\lambda &\equiv \Delta\lambda(T_*) I_{\text{H}\delta}^* \psi_{\text{H}\delta}^B, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где $I_{\text{H}\delta}$ — интенсивность излучения газа в линии $\text{H}\delta$ и $I_{\text{H}\delta}^*$ — интенсивность непрерывного излучения звезды в единичном интервале длин волн около $\text{H}\delta$. Эти параметры имеют простой физический смысл. Величина $\kappa(T_e)$ показывает, во сколько раз общая интенсивность излучения газа в фотометрической полосе B превосходит интенсивность излучения того же газа в линии $\text{H}\delta$; в рассматриваемом диапазоне электронных плотностей, когда вкладом двухквантового излучения и тройными столкновениями можно пренебречь, этот «газовый параметр» зависит только от электронной температуры. Величина $\Delta\lambda(T_*)$ равна интервалу длин волн, в котором

¹ См., например, [11].

уложилось бы все излучение звезды в полосе B , если бы интенсивность ее излучения всюду была равна интенсивности в длине волны H_δ ; этот «звездный параметр» зависит только от распределения энергии в спектре звезды и может быть подсчитан по спектрофотометрической температуре звезды в синей области спектра. Расчеты этих параметров для широкого диапазона соответствующих температур приведены в [8, 9].

Из соотношений (1) и (2) следует:

$$i_B = \frac{I_{H_\delta} \kappa(T_e)}{I_{H_\delta}^* \Delta\lambda(T_e)}, \quad (3)$$

т. е. эквивалентная ширина эмиссионной линии H_δ в единицах чисто звездного континуума должна составлять

$$W'_{H_\delta} = i_B \frac{\Delta\lambda(T_e)}{\kappa(T_e)} [\text{\AA}]. \quad (4)$$

Эквивалентная ширина всякой другой бальмеровской линии должна подсчитываться тогда по соотношению

$$W'_{j2} = i_B \frac{\Delta\lambda \frac{I_{H_\delta}^*}{I_{j2}^*}}{\kappa \frac{I_{H_\delta}}{I_{j2}}} [\text{\AA}], \quad (5)$$

где I_{H_δ}/I_{j2} — отношение интенсивностей соответствующих бальмеровских линий и $I_{H_\delta}^*/I_{j2}^*$ — отношение интенсивностей звездного континуума в соответствующих частотах.

Далее, звезды типа UV Cet являются Ме-карликами, т. е. и в спокойном состоянии в спектрах этих звезд присутствуют эмиссионные линии. Допустим, что во время вспышки интенсивности этих постоянно присутствующих эмиссионных линий и излучения в линиях самой вспышки просто складываются; тогда складываются и эквивалентные ширины этих эмиссий (поскольку обе они отнесены к звездному континууму):

$$W''_{j2} = W_{j2}^{\text{спок. сост}} + W'_{j2}. \quad (6)$$

Наконец, необходимо учесть небулярный континуум, который накладывается на непрерывное излучение звезды и должен уменьшить наблюдаемые эквивалентные ширины по сравнению с (6). Поправка за небулярный континуум также может быть рассчитана по величине i_B . Если в единицах звездного континуума эквивалентная ширина линии H_δ составляет $i_B \Delta\lambda/\kappa[\text{\AA}]$, а в единицах небулярного континуума эквивалентная ширина того же излучения составляет $W_{H_\delta}^{\text{газ}}[\text{\AA}]$ — величину, в рассматриваемом диапазоне электронных плотностей зависящую только от T_e и вычисленную в [9], — то отношение интенсивностей газового и звездного непрерывного излучения у H_δ равно

$$R_{H_\delta} \equiv \frac{I_{H_\delta}^{\text{газ. конт.}}}{I_{H_\delta}^*} = i_B \frac{\Delta\lambda}{\kappa W_{H_\delta}^{\text{газ}}}. \quad (7)$$

Вблизи другой бальмеровской линии

$$R_{j2} = i_B \frac{\Delta\lambda \frac{I_{H_\delta}^*}{I_{j2}^*}}{\kappa W_{H_\delta}^{\text{газ}} \left(\frac{I_{H_\delta}}{I_{j2}} \right)^{\text{газ. конт.}}}, \quad (8)$$

где $(I_{H\delta}/I_{j2})^{\text{газ. конт}}$ — отношение интенсивностей газового континуума в частотах соответствующих линий. Следовательно, эквивалентная ширина эмиссионной линии, отнесенная к суммарному континууму, должна определяться соотношением

$$W_{j2}(i_B) = \frac{W_{j2}^{\text{спок. конт}} + i_B \frac{\Delta\lambda \frac{I_{H\delta}^*}{I_{j2}^*}}{I_{H\delta}}}{1 + i_B \frac{\Delta\lambda \frac{I_{H\delta}^*}{I_{j2}^*}}{\kappa W_{H\delta}^{\text{газ}} \left(\frac{I_{H\delta}}{I_{j2}} \right)^{\text{газ. конт.}}}} \quad (9)$$

Заметим, что при $i_B \rightarrow \infty$ из (9) получается естественный результат:

$$W_{j2}(i_B) \rightarrow W_{H\delta}^{\text{газ}} \left(\frac{I_{H\delta}}{I_{j2}} \right)^{\text{газ. конт.}} \frac{I_{j2}}{I_{H\delta}} \equiv W_{j2}^{\text{газ}}, \quad (10)$$

т. е. при сильной вспышке наблюдаемая эквивалентная ширина эмиссионной линии должна быть равна эквивалентной ширине линии в горячем газе и не должна зависеть ни от силы вспышки i_B , ни от каких-либо звездных параметров.

Обратимся теперь к данным наблюдений. Рассмотрим сначала соотношение наблюдаемых и вычисленных величин $W_{H\alpha}$. Величины $W_{H\alpha}^{\text{спок. конт}}$ и $W_{H\alpha}^{\text{набл}}$ приведены в [5]. Величины i_B для каждой спектрограммы можно снять с кривых блеска соответствующих вспышек, приведенных на фиг. 2, которые взяты из [5]. Распределение энергии в непрерывном спектре dM-звезд дано в [12]: для звезды спектрального класса dM4,5 $I_{H\delta}^*/I_{H\alpha}^* = 0,0375$. Далее, для AD Leo ($U - B = +1^m,06$ и $B - V = +1^m,54$ [13]), согласно [8], $\Delta\lambda = 1860 \text{ \AA}$; следовательно, входящий в (9) «звездный параметр» $\Delta\lambda \frac{I_{H\delta}^*}{I_{H\alpha}^*} = 70 \text{ \AA}$.

«Газовые параметры» $\kappa \frac{I_{H\delta}}{I_{H\alpha}}$ и $\kappa W_{H\delta}^{\text{газ}} \left(\frac{I_{H\delta}}{I_{H\alpha}} \right)^{\text{газ. конт.}}$ можно подсчитать с помощью [9,11]: при $T_e = 5000 \div 80000^\circ \text{K}$ $\kappa \frac{I_{H\delta}}{I_{H\alpha}} = 0,81 \div 1,6$ и $\kappa W_{H\delta}^{\text{газ}} \left(\frac{I_{H\delta}}{I_{H\alpha}} \right)^{\text{газ. конт.}} = 6800 \div 3000 \text{ \AA}$. Таким образом, из (9) получаем

$$W_{H\alpha}(i_B) = \frac{7,9 + (86 \div 44)i_B}{1 + (0,010 \div 0,023)i_B} [\text{\AA}]. \quad (11)$$

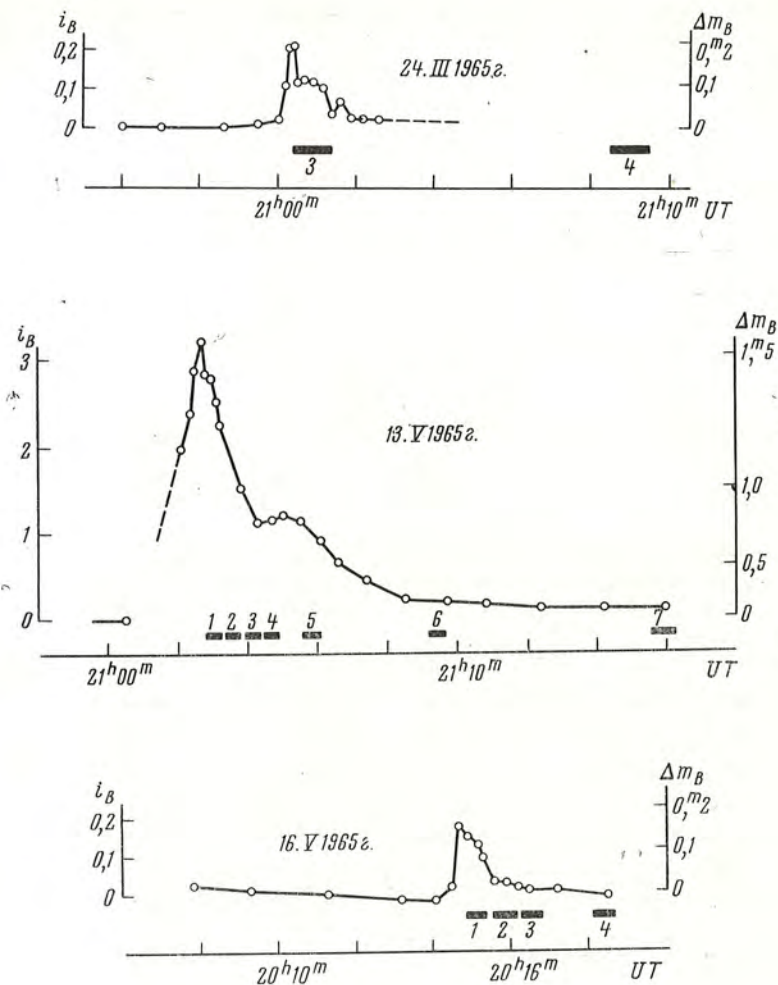
Для других линий аналогичные вычисления дают следующие соотношения:

$$W_{H\beta}(i_B) = \frac{6,8 + (330 \div 150)i_B}{1 + (0,044 \div 0,36)i_B} [\text{\AA}], \quad (12)$$

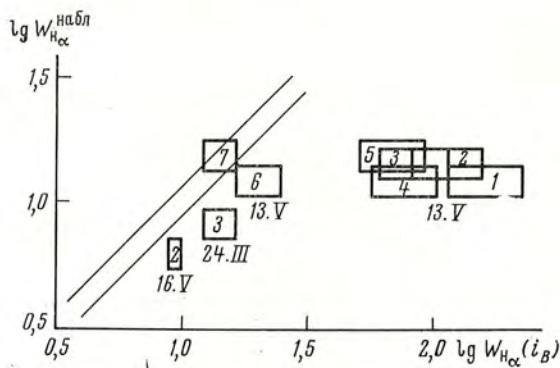
$$W_{H\gamma}(i_B) = \frac{7,4 + (310 \div 130)i_B}{1 + (0,046 \div 0,83)i_B} [\text{\AA}], \quad (13)$$

$$W_{H\delta}(i_B) = \frac{3,5 + (270 \div 100)i_B}{1 + (0,051 \div 1,3)i_B} [\text{\AA}]. \quad (14)$$

На фиг. 3 и 5 дано сравнение $W_{j2}^{\text{набл}}$ и $W_{j2}(i_B)$.



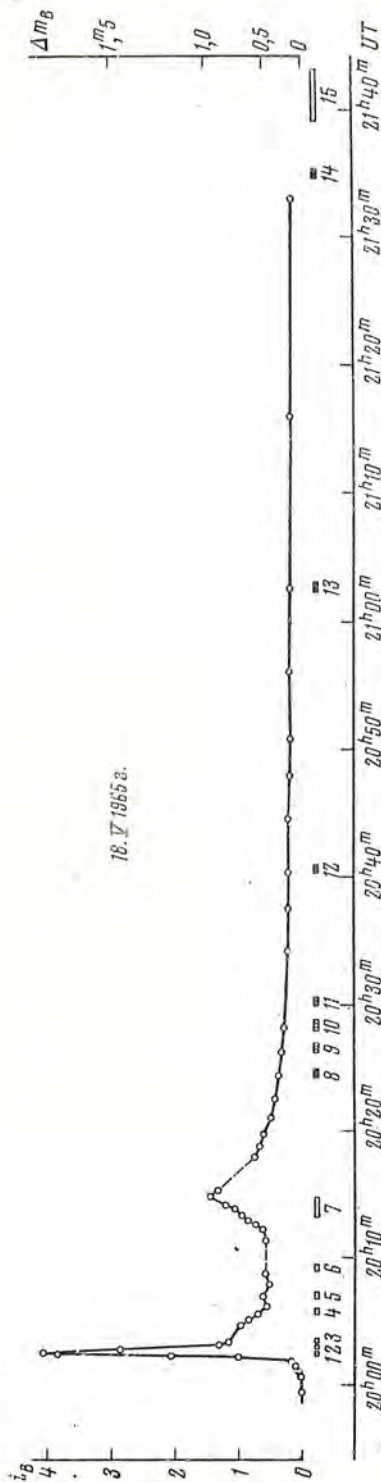
Фиг. 2. Кривые блеска вспышек AD Leo



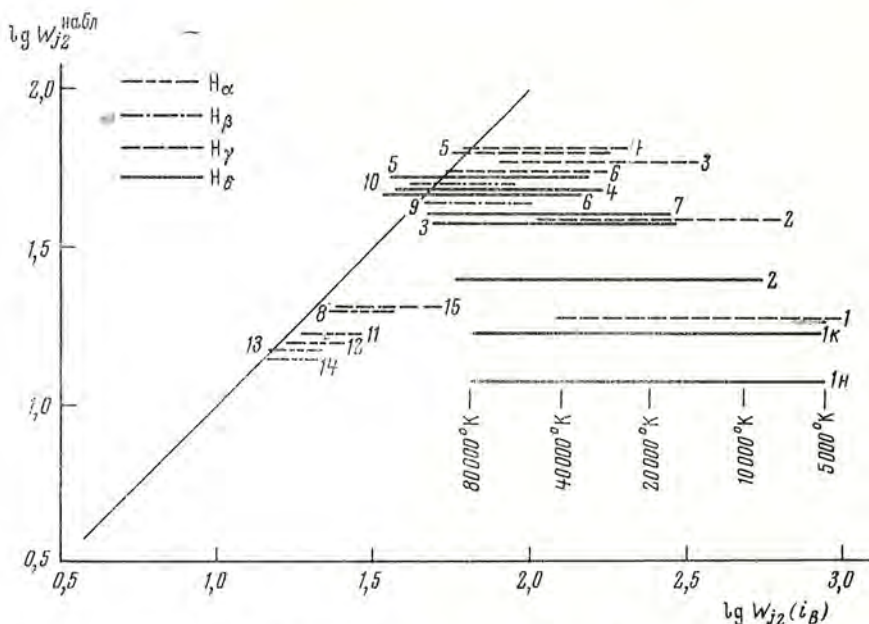
Фиг. 3. Сравнение наблюдаемых и вычисленных эквивалентных ширин линии H_{α} в спектрах вспышек AD Leo 24.III, 13 и 16.V 1965 г.

На фиг. 3 приведены результаты, относящиеся к трем вспышкам AD Leo: 24.III, 13 и 16.V 1965 г., спектры которых были получены лишь в области H_{α} . Высоты прямоугольников (и ширина полосы $W_{H_{\alpha}}^{\text{набл}} \equiv W_{H_{\alpha}}(i_B)$) на этом рисунке соответствуют вероятной ошибке определения $W_{H_{\alpha}}^{\text{набл}}$ по одной спектрограмме; ширины прямоугольников соответствуют диапазону значений $W_{H_{\alpha}}(i_B)$, вычисленных для диапазона электронных температур от 5000°K до 80000°K . Числа в прямоугольниках соответствуют номерам спектрограмм по фиг. 2, время получения которых отмечено черными прямоугольниками. Из рассмотрения фиг. 3 следует, что в начале сильной вспышки наблюдаемая эквивалентная ширина линии H_{α} в 10—15 раз меньше той, которую следует ожидать в случае свечения во вспышке оптически тонкого газа при $T_e = 5000 \div 80\,000^{\circ}\text{K}$. По мере угасания сильной вспышки (и в слабых вспышках) это расхождение уменьшается или исчезает вовсе.

Кривая блеска сильной вспышки AD Leo, наблюдавшейся 18.V, приведена на фиг. 4. Как и на фиг. 2, черными прямоугольниками на фиг. 4 указаны интервалы времени, когда были получены спектры вспышки в красной области спектра; заштрихованные прямоугольники указывают интервалы времени, когда спектр вспышки фотографировался в зеленой области; светлые прямоугольники соответствуют моментам получения спектрограмм в синей области спектра. На фиг. 5 дано сравнение $W_{j_2}^{\text{набл}}$ и $W_{j_2}(i_B)$ для H_{α} , H_{β} , H_{γ} и H_{δ} , измеренных на спектрограммах этой сильной вспышки. Точность определения $W_{j_2}^{\text{набл}}$ всех этих линий примерно такая же, как на фиг. 3, и для упрощения рисунка на нем вместо прямоугольников даны лишь прямые линии, крайние точки которых соответствуют $W_{j_2}(i_B)$ для $T_e = 5000^{\circ}\text{K}$ и $T_e = 80\,000^{\circ}\text{K}$. На первом спектре этой вспышки, полученном вблизи момента максимума блеска, участки, соответствующие начальной и конечной частям экспозиции, были про-



Фиг. 4. Кривая блеска вспышки AD Leo 18.V 1965 г.



Фиг. 5. Сравнение наблюдаемых и вычисленных эквивалентных ширин линий H_8 — H_α в спектрах вспышки AD Leo 18.V 1965 г.

фотометрированы порознь; величины $W_{H_8}^{\text{набл}}$ оказались на этих участках различными, и на фиг. 5 они отмечены как $1H$ и $1K$. Ко времени получения спектров № 14 и 15 фотоэлектрический патруль блеска звезды был уже прекращен, и величины i_B для этих спектрограмм получены экстраполяцией кривой блеска вспышки; поскольку экстраполировалась очень плавная кривая, то ошибка в принятых значениях i_B не превышает 20%.

На спектрограммах вспышки 18.V бальмеровская серия прослеживается до H_{11} ; но H_ϵ blendируется сильной эмиссионной линией H Ca II, а для линий H_8 — H_{11} не были получены эквивалентные ширины в спокойном состоянии звезды. Поэтому сравнение наблюденных и вычисленных эквивалентных ширин выполнено только для первых четырех членов серии. Температурная зависимость величин $W_{j2}(i_B)$ для верхних членов бальмеровской серии значительно сильнее, чем для $W_{H_\alpha}(i_B)$, — это видно из различия длин прямых линий, соответствующих на фиг. 5, скажем, W_{H_α} и W_{H_8} . На прямой (W_{H_8} , $1H$) указаны значения $W_{H_8}(i_B)$, вычисленные для пяти различных электронных температур: середины прямых соответствуют $T_e = 20\,000^\circ\text{K}$. Появление эмиссионных линий гелия на первых спектрограммах делает невероятным предположение о том, что на ранних стадиях развития вспышки температура высвечивающегося газа может быть меньше $20\,000^\circ\text{K}$. В таком случае из фиг. 5 следует, что в начале вспышки $W_{H_\gamma}^{\text{набл}}$ и $W_{H_8}^{\text{набл}}$ в 15–20 раз меньше, чем те, которые следует ожидать при свечении оптически тонкого газа при $T_e \leq 80\,000^\circ\text{K}$. По мере развития вспышки эти различия, как и на фиг. 3, уменьшаются или исчезают вовсе.

Таким образом, сравнение $W_{j2}^{\text{набл}}$ и $W_{j2}(i_B)$ на фиг. 3 и 5 показывает, что во время сильных вспышек наблюдаемые эквивалентные ширины эмиссионных линий водорода значительно меньше вычисленных ширин, если расчеты $W_{j2}(i_B)$ выполняются в рамках простейшей небулярной модели. Для слабых вспышек и для поздних фаз развития сильных вспышек различия $W_{j2}^{\text{набл}}$ и $W_{j2}(i_B)$, как правило, находятся в пределах вероятных оши-

бок определения этих величин. Не привлекая гипотезы о дополнительном излучении другой природы (например, горячее фотосферное пятно, синхронное излучение релятивистских электронов, обратный комптон-эффект быстрых электронов на тепловых фотонах в атмосфере звезды), указанное расхождение $W_{j2}^{\text{набл}}$ и $W_{j2}(i_B)$ можно попытаться объяснить в рамках небулярной модели вспышки следующими эффектами.

а) Температура высвечивающегося газа в начале вспышки существенно выше $80\,000^\circ\text{K}$: она достигает нескольких сот тысяч или даже миллионов градусов и по мере высвечивания быстро падает. Как видно из фиг. 5, в таком случае вычисленные и наблюдаемые эквивалентные ширины могут быть близки во всех фазах развития вспышки.

б) Линейчатое излучение вспышки ослаблено по сравнению с непрерывным излучением вспышки из-за поглощения в линиях. Вначале вспышка локализована в нижних слоях хромосферы, которая непрозрачна в линиях бальмеровской серии водорода, но прозрачна в континууме. По мере выхода горячего газа в верхние слои этот эффект селективного поглощения ослабевает и исчезает.

в) Сам горячий газ вспышки является сначала непрозрачным в линиях бальмеровской серии и при быстром расширении его оптическая толщина уменьшается.

Очевидно, перечисленные эффекты могут действовать как в отдельности, так и совместно.

Непрерывное излучение вспышек

Наблюдения [5] не дают непосредственных сведений о распределении энергии в непрерывном спектре вспышки. Но из рассмотрения замыкания сильной абсорбционной линии $\lambda 4226 \text{ \AA}$ Ca I и скачков интенсивности у пределов полос TiO можно оценить интенсивность этого непрерывного излучения в разных областях спектра и сравнить эту «наблюдаемую» интенсивность с вычисленной теоретически для небулярной модели вспышки.

Действительно (см. фиг. 1), если в спокойном состоянии звезды скачок интенсивности

$$\frac{I_{\lambda^-}}{I_{\lambda^+}} = D_{\text{сп}} (> 1), \quad (15)$$

а во время вспышки

$$\frac{I_{\lambda^-} + I_{\lambda}^{\text{газ}}}{I_{\lambda^+} + I_{\lambda}^{\text{газ}}} = D_{\text{всп}} < D_{\text{сп}}, \quad (16)$$

то

$$\left. \begin{aligned} \frac{I_{\lambda}^{\text{газ}}}{I_{\lambda^-}} &= \frac{D_{\text{сп}} - D_{\text{всп}}}{D_{\text{сп}}(D_{\text{всп}} - 1)}, \\ \frac{I_{\lambda}^{\text{газ}}}{I_{\lambda^+}} &= \frac{D_{\text{сп}} - D_{\text{всп}}}{D_{\text{всп}} - 1}. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

С другой стороны, если в некоторый момент развития вспышки ее излучение в области B составляет i_B , то в области длины волны λ отношение газового континуума к звездному должно, согласно (8), определяться отношением

$$R_{\lambda\pm}(i_B) = i_B \frac{\Delta\lambda \frac{I_{H\delta}^*}{I_{\lambda\pm}^*}}{\kappa W_{H\delta}^{\text{газ}} \left(\frac{I_{H\delta}}{I_{\lambda}} \right)^{\text{газ, конт.}}} \quad (18)$$

Распределение энергии в спектре dM-звезд известно из многоцветных фотометрических наблюдений [12], которые дают лишь общий ход I_{λ}^* , но не позволяют найти отдельно $I_{\lambda-}^*$ и $I_{\lambda+}^*$. Поэтому у пределов полос TiO будем сравнивать интенсивность газового континуума со средней интенсивностью звездного непрерывного спектра, т. е. величину

$$R_{\text{TiO}}(i_B) = i_B \frac{\Delta\lambda \frac{I_{\text{H}\delta}^*}{I_{\lambda}^*}}{\kappa W_{\text{H}\delta}^{\text{газ}} \left(\frac{I_{\text{H}\delta}}{I_{\lambda}} \right)^{\text{газ. конт.}}} \quad (19)$$

с величиной

$$R_{\text{TiO}}^{\text{набл.}} = \frac{1}{2} \left(\frac{I_{\lambda}^{\text{газ}}}{I_{\lambda-}} + \frac{I_{\lambda}^{\text{газ}}}{I_{\lambda+}} \right) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{D_{\text{сп}}} \right) \frac{D_{\text{сп}} - D_{\text{всп}}}{D_{\text{всп}} - 1}. \quad (20)$$

Сильную абсорбционную линию $\lambda 4226 \text{ \AA}$ Ca I формально можно рассматривать как двойной скачок интенсивности, причем величине $I_{\lambda+}$ здесь будет соответствовать центральная остаточная интенсивность линии, а $I_{\lambda-}$ — интенсивность прилегающего к линии непрерывного спектра (см. фиг. 1). Фотометрические измерения [12] дают в данном случае величину $I_{\lambda-}$, так как при *UBV*-измерениях абсорбция $\lambda 4226 \text{ \AA}$ мало влияет на общий блеск звезды в широком интервале длин волн. Поэтому при рассмотрении замыкания этой линии во время вспышки следует сравнивать величину $R_{4226}(i_B)$, вычисленную по (18), с величиной

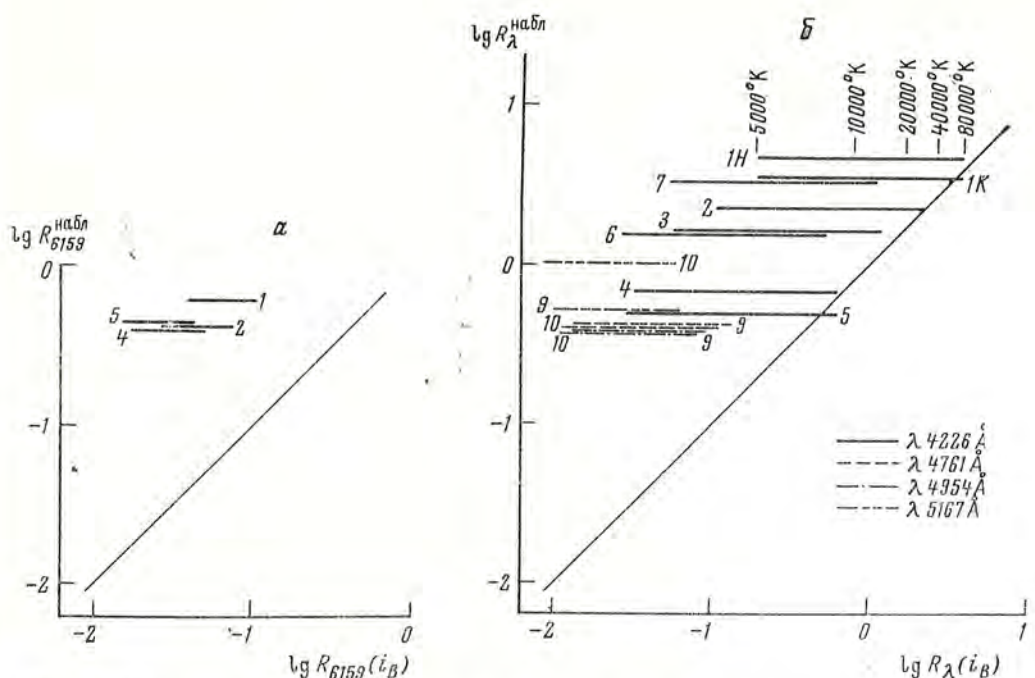
$$R_{4226}^{\text{набл.}} = \frac{I_{\lambda}^{\text{газ}}}{I_{\lambda-}} = \frac{D_{\text{сп}} - D_{\text{всп}}}{D_{\text{всп}} - 1}. \quad (21)$$

Газовые и звездные параметры, входящие в (18) и (19), могут быть вычислены таким же путем, как были вычислены аналогичные параметры, входящие в (9). Если i_B не очень мало, то в рамках рассматриваемой модели оптически тонкого газа основная неуверенность в вычисленных величинах $R_{\lambda}(i_B)$ связана с незнанием температуры высвечивающегося газа. Величины $R_{\lambda}^{\text{набл.}}$ определяются по $D_{\text{сп}}$ и $D_{\text{всп}}$, приведенным в [5]. Каждая из двух последних величин определяется, как правило, с вероятной относительной ошибкой не более 20%, но величина $R_{\lambda}^{\text{набл.}}$ — отношение разностей двух близких величин — очень чувствительна к случайным ошибкам $D_{\text{сп}}$ и $D_{\text{всп}}$ и не исключена случайная ошибка этого отношения в два раза. Поэтому ниже приняты во внимание лишь те наблюдения, для которых разность $D_{\text{сп}} - D_{\text{всп}}$ по крайней мере втрое превышает вероятную ошибку определения величины скачка.

На фиг. 6, *a*, *б* дано сопоставление $R_{\lambda}(i_B)$ и $R_{\lambda}^{\text{набл.}}$.

На фиг. 6, *a* сравниваются величины $R_{6159}(i_B)$ и $R_{6159}^{\text{набл.}}$, вычисленные по наблюдениям сильной вспышки 13.V в красной области спектра, где находится предел полосы окиси титана у $\lambda 6159 \text{ \AA}$. (Изменения D_{6159} во время слабых вспышек 24.III и 16.V не выходят за пределы возможных ошибок измерения $D_{\text{сп}}$, см. [5].) Для каждой из рассмотренных спектрограмм на фиг. 6 указан диапазон величины $R_{6159}(i_B)$ при $T_e = 5000 \div 8000^\circ \text{K}$; как и на фиг. 5, вероятные ошибки $R_{6159}^{\text{набл.}}$ ($\Delta \lg R_{6159}^{\text{набл.}} \approx 0,3$) на фиг. 6 не приведены.

На фиг. 6, *б* приведены оценки интенсивности непрерывного спектра вспышки AD Leo 18.V, полученные по замытию линии $\lambda 4226 \text{ \AA}$ Ca I и трех скачков интенсивности у пределов молекулярных полос TiO. Как и на фиг. 5, для спектрограммы 1н здесь указана зависимость величины $R_{4226}(i_B)$ от электронной температуры.



Фиг. 6. Сравнение наблюдаемых и вычисленных отношений небулярного и звездного континуумов в спектрах вспышек AD Leo 13.V 1965 г. (а) и 18.V 1965 г. (б)

Из рассмотрения фиг. 6, а и 6, б следует, что интенсивность непрерывного излучения сильных вспышек AD Leo примерно в десять раз сильнее той, которую можно было бы ожидать при излучении оптически тонкого газового образования с электронной температурой порядка нескольких десятков тысяч градусов. Поскольку на этих графиках использованы спектрограммы только начальных и средних фаз развития вспышек (для уверенной оценки разности $D_{\text{сп}} - D_{\text{всп}}$), то не удастся проследить ход отношения $R_{\lambda}^{\text{набл}}/R_{\lambda}(i_B)$ столь детально, как это было сделано выше для отношения $W_{j2}^{\text{набл}}/W_{j2}(i_B)$.

В рамках рассматриваемой небулярной модели вспышки систематическое превышение $R_{\lambda}^{\text{набл}}$ над $R_{\lambda}(i_B)$, обнаруживаемое на фиг. 6, а и 6, б, означает, что в светящемся газе параметр $\kappa W_{\text{H}\delta}^{\text{газ}}$ систематически меньше, чем это принято в сделанных выше оценках $R_{\lambda}(i_B)$. Поскольку этот параметр, как и $W_{j2}^{\text{газ}}$, убывает с ростом электронной температуры газа и убывает с ростом оптической толщи в линиях бальмеровской серии, то для объяснения полученного неравенства $R_{\lambda}^{\text{набл}} > R_{\lambda}(i_B)$ могут быть привлечены те же соображения, что и для объяснения неравенств $W_{j2}^{\text{набл}} < W_{j2}(i_B)$.

Ширины эмиссионных линий водорода

Согласно [5], на ранних стадиях развития вспышек наблюдаемые ширины эмиссионных линий заметно превышают чисто инструментальные ширины. Рассмотрим это уширение в рамках небулярной модели вспышки.

Как известно, если наблюдаемая ширина линии определяется доплеровской шириной и шириной инструментального контура, то полная ширина эмиссионной линии на уровне половинной интенсивности ($\Delta\lambda_{1/2}$)

определяется следующей формулой:

$$\Delta\lambda_{i/2}^2 = \Delta\lambda_D^2 \ln 2 + \Delta\lambda_{и}^2, \quad (22)$$

где $\Delta\lambda_D$ — доплерова ширина и $\Delta\lambda_{и}$ — полная ширина инструментального контура на уровне половинной интенсивности. Следовательно,

$$\Delta\lambda_D = 1,20 \sqrt{\Delta\lambda_{i/2}^2 - \Delta\lambda_{и}^2}. \quad (23)$$

Если наблюдаемое уширение линий — результат макроскопических движений, то эти движения характеризуются скоростью

$$v = c \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} [\text{см/сек}]. \quad (24)$$

Если же рассматривать это уширение как результат внутренних тепловых движений, то

$$T = \frac{m_H}{2k} \left(c \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} \right)^2 \text{ } ^\circ\text{K}. \quad (25)$$

В табл. 1 даны результаты вычислений $\Delta\lambda_D$, v и T для сильных вспышек 13 и 18.V, когда уверенно имело место соотношение $\Delta\lambda_{i/2} > \Delta\lambda_{и}$. Вероятные ошибки вычисленных величин v и T могут достигать сотен

Таблица 1

Вспышка 13.V 1965 г.

Номер спектро- граммы	$\Delta\lambda_D$, Å	v , км/сек	T , 10^{10} К
1	4,2	210	2,6
2	5,8	280	4,7
3	6,3	300	5,5
4	4,2	210	2,6
5	3,2	160	1,6
6	3,7	190	2,1

Вспышка 18.V 1965 г.

Номер спектрограм- мы	$\Delta\lambda_D$, Å				v , км/сек				T , 10^{10} К			
	H δ	H γ	H β	H α	H δ	H γ	H β	H α	H δ	H γ	H β	H α
1и	10	11			750	750			34	34		
1к	9,2	5,9			670	410			28	10		
2	10	9,3			750	610			34	25		
3	7,8	7,7			580	530			20	17		
4	7,4	6,7			540	460			18	13		
5	6,1	6,7			450	460			12	13		
6	5,4				400				9,4			
7	3,1				220				3,0			
8												
9			3,4	2,1			210	100			2,6	0,6
10												
11				4,0				180				2,0
12				2,5				110				0,8
13												
14				4,6				210				2,7

км/сек и нескольких сот тысяч градусов, однако порядок величин этих параметров и их общий ход с развитием вспышки определяются достаточно уверенно.

Из табл. 1 следует, что наблюдаемые ширины линий не противоречат гипотезе о том, что температура газа в начальной фазе вспышки порядка температуры солнечной короны. С другой стороны, если уширение обусловлено макроскопическими движениями газа, то скорости этих движений достигают сотен км/сек.

В принципе расширение спектральных линий вспышки может быть связано также с эффектами давления. Эти эффекты хорошо проявляются в крыльях линий. К сожалению, имеющиеся наблюдения не дают никакой информации о крыльях эмиссионных линий и приходится делать весьма грубые оценки по наблюдаемым ширинам линий.

При совместном действии инструментального расширения линии и расширения эффектами давления получается суммарный контур довольно сложного вида, но для грубых оценок будем считать, что величины $\Delta\lambda_d$ — ширины контуров линий, расширенных только эффектами давления, вычисленные по наблюдаемым ширинам $\Delta\lambda_{1/2}$, — близки к величинам $\Delta\lambda_D$, вычисляемым по (23). Для сравнения с данными табл. 1 в табл. 2 приведены ширины водородных линий на уровне половинной интенсивности, вычисленные для $n = 10^{16}$ см⁻³ и $T_e = 10\,000 \div 40\,000^\circ$ К [14]. Как следует из сопоставления $\Delta\lambda_D$ и $\Delta\lambda_{1/2}$, наблюдения дают результаты, качественно не согласующиеся с теорией: при расширении водородных линий эффектами давления линия H_δ должна быть примерно вдвое шире H_γ, а линия H_β примерно в 10 раз шире H_α, тогда как в табл. 1 ширины соответствующих пар линий, полученные в близкие моменты времени, примерно одинаковы. Формально же наблюдаемые ширины могут быть обусловлены эффектами давления в плазме плотностью $10^{16} - 10^{17}$ см⁻³. Заметим, что при таких плотностях не может быть и речи о свечении оптически тонкого слоя.

Таблица 2

Линия	T, °K		
	10 000	20 000	40 000
H _δ	6,7	7,0	6,7
H _γ	3,3	3,4	3,4
H _β	3,0	3,0	3,4
H _α	0,44	0,44	0,22

В случае, если светящийся во вспышке газ является оптически толстым в линиях, то найденные значения $\Delta\lambda_D$, v и T_e можно рассматривать лишь как верхние пределы соответствующих величин.

II. СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ВСПЫШЕК UV Cet

Звезда UV Cet в 10 раз слабее, чем AD Leo, и это обстоятельство несколько усложнило исследование вспышек UV Cet [6], хотя в основном эти наблюдения аналогичны наблюдениям вспышек AD Leo [5]. Во-первых, из-за слабости UV Cet значительная часть спектров ее вспышек получена без расширения, а спектрофотометрические данные по таким спектрам менее уверенные, чем аналогичные данные в [5]. Во-вторых, фотоэлектрическое патрулирование UV Cet велось в области V, что делает необходимым пересчет газовых и звездных параметров, используемых в нашей схеме. Результаты этих вычислений даны в Приложении.

Эквивалентные ширины эмиссионных линий водорода

Если в рамках небулярной модели вспышки рассмотреть излучение вспыхивающей звезды в визуальной области спектра V , то нетрудно получить соотношения для эквивалентных линий водорода, аналогичные формуле (9):

$$W_{j2}(i_V) = \frac{W_{j2}^{\text{спок. сост.}} + i_V \frac{\Delta\lambda_V \frac{I_{H\beta}^*}{I_{j2}^*}}{\kappa_V \frac{I_{H\beta}}{I_{j2}}}}{1 + i_V \frac{\Delta\lambda_V \frac{I_{H\beta}^*}{I_{j2}^*}}{\kappa_V W_{H\beta}^{\text{газ}} \left(\frac{I_{H\beta}}{I_{j2}} \right)^{\text{газ. конт.}}}} \quad (26)$$

Как и прежде, величины i_V можно снять с кривых блеска вспышек. Газовые параметры $\kappa_V(T_e)$ и $W_{H\beta}^{\text{газ}}(T_e)$ даны в Приложении, величины $I_{H\beta}/I_{j2}$ и $(I_{H\beta}/I_{j2})^{\text{газ. конт.}}$ — в [11]. Отношения $I_{H\beta}^*/I_{j2}^*$ могут быть найдены в [12]. Параметр $\Delta\lambda_V$, вычисленный по распределению энергии в dM5,5 [12], равен 58 000 Å; по цвету UV Cet — $P - V = +1^m,76$ [15], $\Delta\lambda_V = 40\,000$ Å; будем считать $\Delta\lambda_V(\text{UV Cet}) = 50\,000$ Å. Тогда, с учетом всех этих данных, выражение (26) дает

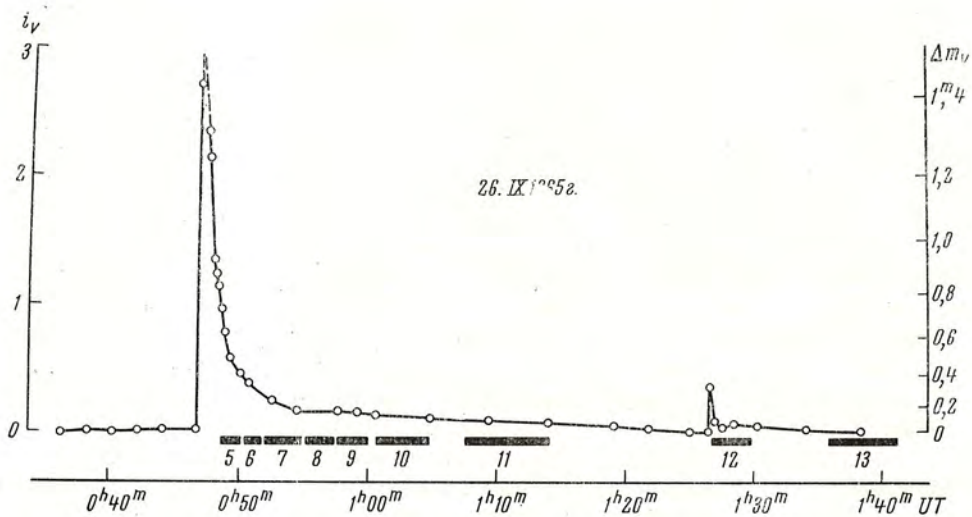
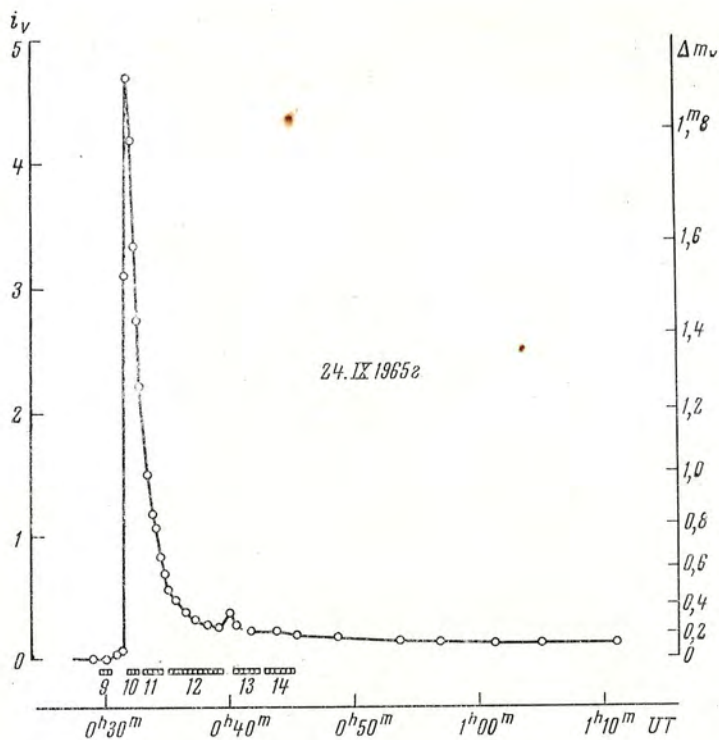
$$W_{H\beta}(i_V) = \frac{18 + (4100 \div 960) i_V}{1 + (0,53 \div 2,3) i_V} \text{ [Å]}, \quad (27)$$

$$W_{H\alpha}(i_V) = \frac{15 + (930 \div 250) i_V}{1 + (0,11 \div 0,13) i_V} \text{ [Å]}. \quad (28)$$

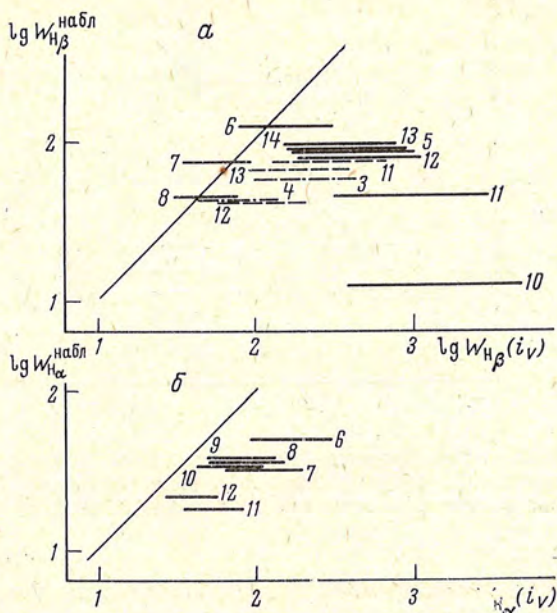
Коэффициенты при i_V , как и прежде, вычислены для диапазона электронной температуры $T_e = 5000 \div 80\,000^\circ \text{K}$. Величины $W_{H\alpha, \beta}^{\text{спок. сост.}}$ взяты из [6]. На фиг. 7 приведены кривые блеска вспышек UV Cet.

На фиг. 8, а, б даны сравнения $W_{j2}^{\text{набл}}$ и $W_{j2}(i_V)$. На фиг. 8, а, б сопоставлены $W_{H\beta}^{\text{набл}}$ и $W_{H\beta}(i_V)$ по пяти вспышкам UV Cet: штриховые линии соответствуют двум слабым вспышкам 20.IX, штрих-пунктирные линии — вспышке 22.IX, сплошные линии — двум вспышкам, зарегистрированным в ночь с 23 на 24.IX; первая из этих двух вспышек (спектрограммы № 5—8) была средней мощности, вторая (спектрограммы № 10—14) — самая сильная из всех вспышек, для которых были получены спектрограммы в области $H\beta$. На фиг. 8, б сопоставлены $W_{H\alpha}^{\text{набл}}$ и $W_{H\alpha}(i_V)$ для вспышки UV Cet, наблюдавшейся 26.IX в красной области спектра. Числа у линий на фиг. 8 указывают номера спектрограмм в соответствии с фиг. 7.

Как указывалось выше, точность спектрофотометрических данных по вспышкам UV Cet ниже, чем точность аналогичных данных по вспышкам AD Leo; кроме того, поскольку эмиссионные линии $H\beta$ и $H\alpha$ приходится на крылья полосы V , то и фотометрические расчеты небулярной модели для UV Cet производятся менее уверенно. Тем не менее из фиг. 8 определенно следуют те же выводы, что и из фиг. 3 и 5: на ранних стадиях сильных вспышек наблюдаемые эквивалентные ширины водородных линий значи-



Фиг. 7 (окончание)



Фиг. 8. Сравнение наблюдаемых и вычисленных эквивалентных ширин линии H_{β} (а) и линии H_{α} (б) в спектрах вспышек UV Ceti

Штриховая линия — 20.IX; штрих-пунктирная — 22.IX; сплошная — 23—24. IX 1965 г.

тельно меньше вычисленных по небулярной модели эквивалентных ширин, и по мере угасания таких вспышек, а также при слабых вспышках это расхождение уменьшается или исчезает совсем.

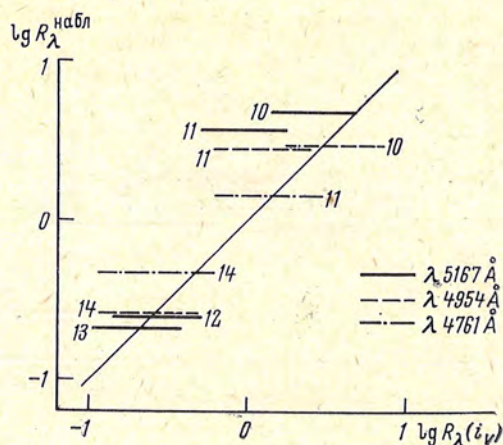
Непрерывное излучение вспышек

По измеренным в [6] скачкам интенсивности у пределов молекулярных полос TiO можно оценить интенсивность непрерывного излучения вспышки в соответствующих частотах и сравнить затем эту интенсивность с вычисленной теоретически для небулярной модели вспышки. Для такого сравнения необходимо использовать формулу

$$R_{\text{TiO}}(i_V) = i_V \frac{\Delta \lambda_V \frac{I_{H_{\beta}}^*}{I_{\lambda}^*}}{\kappa_V W_{H_{\beta}}^{\text{газ}} \left(\frac{I_{H_{\beta}}}{I_{\lambda}} \right)_{\text{газ, конт.}}}, \quad (29)$$

аналогичную (19), и соотношение (20), определяющее $R_{\text{TiO}}^{\text{набл}}$.

Как показывает рассмотрение данных [6], величины D_{λ} определяются по нерасширенным спектрам с большой случайной ошибкой, и для сравнения $R_{\text{TiO}}^{\text{набл}}$ с $R_{\text{TiO}}(i_V)$ оказались пригодны лишь спектрограммы сильной вспышки 24. IX, полученные в зеленой области спектра. На фиг. 9, аналогичной фиг. 6, дано сопоставление $R_{\text{TiO}}^{\text{набл}}$ с $R_{\text{TiO}}(i_V)$, причем, как и прежде, были использованы лишь те спектрограммы указанной вспышки, где разность $D_{\text{сп}} - D_{\text{всп}}$ уверенно превосходит случайную ошибку опреде-



Фиг. 9. Сравнение наблюдаемых и вычисленных отношений небулярного и звездного континуумов в спектрах вспышки UV Cet 24.IX 1965 г.

ления D_λ . Согласие сравниваемых на фиг. 9 величин вполне удовлетворительное и даже несколько лучше, чем на фиг. 6, а. Впрочем, следует иметь в виду, что в области V излучение в линиях менее существенно, чем в области B , так что отношения $R_\lambda^{\text{набл}}/R_\lambda(i_V)$ менее чувствительны к оптической толще в линиях и температуре газа, чем отношения $R_\lambda^{\text{набл}}/R_\lambda(i_B)$.

Ширины эмиссионных линий водорода

В табл. 3, аналогичной табл. 1, собраны сведения, полученные из рассмотрения ширин эмиссионных линий водорода в тех спектрах вспышек UV Cet, где $\Delta\lambda_{1/2}$ уверенно превышает $\Delta\lambda_{\text{и.}}$ (Заметим, что данные, относящиеся к двум сильным вспышкам 24 и 26. IX, более надежны, чем данные по двум слабым вспышкам 20. IX, так как в последние ночи наблюдений благодаря улучшению режима работы ЭОПа (см. [6]) инструментальный контур был сужен вдвое.)

Таблица 3

Номер спектрограммы	$\Delta\lambda_D, \text{\AA}$	$v, \text{км/сек}$	$T, 10^4 \text{ К}$	Номер спектрограммы	$\Delta\lambda_D, \text{\AA}$	$v, \text{км/сек}$	$T, 10^4 \text{ К}$
<i>Вспышки 20. IX</i>				<i>Вспышка 26. IX</i>			
11	9,3	570	20	5	4,7	210	2,8
12	7,5	460	13	6	4,4	200	2,4
13	11	670	27	7	3,3	150	1,4
<i>Вспышка 24. IX</i>				8	3,1	140	1,2
10	7,0	430	12	9	3,9	180	1,9
11	8,9	550	18	10	3,1	140	1,2
12	5,2	320	6,0	11	2,4	110	0,7
13	3,8	230	3,3	12	3,9	180	1,9
14	2,7	170	1,7	13	2,1	100	0,6

Из табл. 3 следует, что скорости макроскопических движений, температура газа и плотность вещества, которые могут быть оценены по найденным $\Delta\lambda_D$ при различных предположениях о механизмах расширения линий, оказываются того же порядка величины, что и во вспышках AD Leo: скорости — сотни км/сек, температура — миллионы и десятки миллионов градусов, плотность — 10^{16} — 10^{17} см⁻³.

III. О ВОЗМОЖНЫХ МЕХАНИЗМАХ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ГОРЯЧЕГО ГАЗА НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ЗВЕЗД ТИПА UV Cet ВО ВРЕМЯ ВСПЫШЕК

Из совокупности данных, приведенных в двух предыдущих разделах статьи, следует, что для интерпретации спектральных особенностей вспышек звезд типа UV Cet недостаточна та грубая модель вспышки [7—9], которая могла удовлетворительным образом объяснить наблюдаемые фотометрические и колориметрические характеристики этих звезд. Вместе с тем эти данные не отвергают вообще небулярную модель вспышки, а показывают, при каких уточнениях этой схемы она могла бы представить и спектральные наблюдения. Перечисленные выше дополнительные эффекты — быстрое охлаждение высвечивающегося газа, взаимодействие излучения вспышки с верхними слоями атмосферы звезды, эффект самопоглощения в линиях — физически вполне вероятны, и представляется уместным привести здесь некоторые общие соображения о возможных механизмах возникновения горячего газа над поверхностью звезд типа UV Cet.

Как известно, звезды типа UV Cet в спокойном состоянии являются эмиссионными М-карликами. Наблюдаемую в интегральном спектре звезды эмиссию естественно интерпретировать как свечение мощной хромосферы. Хромосфера на dMe-звездах по аналогии с солнечной хромосферой должна обуславливаться температурной инверсией, которая, в свою очередь, возникает в атмосфере звезды при наличии заметного нерадиативного переноса энергии из внутренних слоев звезды наружу. С другой стороны, звезды типа UV Cet являются объектами малой массы, и внутренние конвективные движения в них должны быть сильны. Эти мощные конвективные движения и могут в конечном счете привести к заметному нерадиативному переносу энергии в атмосфере звезды. Температурная инверсия, связанная с этим потоком энергии, на некотором уровне даст хромосферу, а еще выше — корону звезды.

Таким образом, в свете современных представлений о внутреннем строении звезд и строения звездных атмосфер факт существования сильной эмиссии в спокойном состоянии звезд типа UV Cet делает весьма правдоподобным вывод о том, что над сравнительно холодной фотосферой этих М-карликов находятся более горячие области, состояние вещества в которых определяется не условиями лучистого равновесия в фотосфере, а потоком нерадиативной энергии, идущим снизу. Если это так, то можно рассмотреть по крайней мере три различных механизма возникновения горячего газа над фотосферой UV Cet-звезд, излучающего во время вспышек в видимой области спектра, и выбор между этими механизмами можно формально свести к вопросу о локализации вспышки в атмосфере звезды. Действительно, можно думать, что вследствие тепловой неустойчивости в коронах этих звезд могут развиваться явления типа конденсации протуберанцев. Далее, в мощной хромосфере этих звезд можно ожидать процессы типа солнечных хромосферных вспышек. Наконец, внутренние конвективные движения могут давать сильные ударные волны, выходящие за уровень фотосферы. Имеющиеся данные еще недостаточны, чтобы дать решительное предпочтение одной из трех указанных локализаций вспышек, но уместно привести некоторые предварительные соображения за и против каждой гипотезы.

Гипотеза корональной конденсации

Как известно [16], температура звездных корон определяется из условия приближительного равенства скорости ускользания в гравитационном поле звезды и средней тепловой скорости протона в короне. Поскольку для звезд типа UV Cet $\frac{M^*}{R^*} \approx \frac{M_\odot}{R_\odot}$, то скорость ускользания и, следовательно, температура короны должны быть близки соответствующим величинам в солнечной короне. Локализация вспышки в короне, как показано выше, дает простое объяснение наблюдаемым ширинам и эквивалентным ширинам водородных линий, а также интенсивности непрерывного излучения вспышек. Если вспышки действительно происходят в результате конденсации коронального газа, то фаза наибольшей яркости линий He II должна предшествовать максимальной яркости линий He I. К сожалению, имеющиеся наблюдения сильных вспышек AD Leo и UV Cet, где гелиевые линии уверенно обнаруживаются, недостаточны для проверки этого вывода.

Усиление кальциевой эмиссии вскоре после момента максимума блеска, обнаруженное во время сильной вспышки AD Leo 18.V, не противоречит корональной локализации вспышек, поскольку корональные конденсации могут быстро падать вниз и давать вторичные возмущения в хромосфере.

Основная трудность в корональной локализации вспышки — это вопрос о массе горячего газа. Согласно [9], при высвечивании ионизованного газа с $T_e = 5000 \div 80\,000^\circ \text{K}$ общее число протон-электронных пар в газе в 4,5—2,9 раза превышает общее число фотонов, излученных газом в области B до полного высвечивания; допустим, что при корональной температуре этот коэффициент равен 2. Тогда для сильной вспышки AD Leo 18. V 1965 г., во время которой в области B было излучено 10^{33} эрг [5] получаем массу газа во вспышке $\sim 8 \cdot 10^{20} \text{ г}$ ($4 \cdot 10^{-13} M_\odot$). Поскольку во время вспышек сохраняются полосы окиси титана (они хорошо видны в красной области спектра, по крайней мере), то вспышка не может захватывать всю звезду. Если же вспышка — локальное явление, то общая масса короны звезды должна быть по крайней мере на 2—3 порядка величины больше, чем оцененная масса газа во вспышке. С другой стороны, масса солнечной короны составляет $3 \cdot 10^{16} \div 10^{18} \text{ г}$ [17]. Следовательно, гипотеза о конденсации в постоянно существующей короне неизбежно приводит к заключению о существовании у звезд типа UV Cet корон на 5—6 порядков более мощных, чем солнечная. Так как солнечная корона в 10^6 раз слабее солнечной фотосферы, а звезды типа UV Cet по абсолютной величине на 6—12^m слабее Солнца, то очевидно, что столь мощные короны, если они могут существовать в принципе, должны быть обнаруживаемы непосредственно по корональным линиям в интегральном спектре звезды типа UV Cet в спокойном состоянии. Заметим, что если отказаться от чисто небулярной модели вспышки и для объяснения наблюдаемого непрерывного излучения привлечь какие-либо другие механизмы (синхротронное излучение, например, или обратный комптон-эффект), то трудности с большой массой высвечивающегося газа отнюдь не снимаются, так как излучение в линиях составляет заметную долю в общем излучении вспышки, и масса газа, найденная по излучению в линиях, даст величину в лучшем случае лишь на порядок меньшую, чем приведенная выше оценка.

Гипотеза хромосферной вспышки

Если вспышка локализуется на уровне хромосферы, то полученные отношения $W_{j2}^{\text{набл}} < W_{j2}(i_B, \nu)$ и $R_\lambda^{\text{набл}} \geq R_\lambda(i_B, \nu)$ могут быть связаны с заметной толщей вспышки в частотах балмеровских линий. Оцененные по $\Delta\lambda_D$ скорости ν дают в этом случае верхний предел истинным макроскопическим

скоростям; впрочем, приведенные в табл. 1 и 3 скорости не превосходят характерные скорости в солнечных хромосферных вспышках.

Принципиальная возможность существования мощной хромосферы у звезд типа UV Cet уже обсуждалась выше. Следует лишь добавить, что, по-видимому, все звезды этого типа являются компонентами двойных систем, и приливные возмущения, пусть слабые из-за больших расстояний между компонентами двойной системы, но постоянно действующие и накладывающиеся на сильные конвективные движения, должны создавать благоприятные условия для возникновения и усиления магнитных полей на этих звездах. Во всяком случае, заметные изменения со временем вспышечной активности UV Cet-звезд наводят на мысль о существовании у этих объектов некоторого аналога периода солнечной активности.

Возможно, что большая масса газа, высвечивающегося во вспышке, создаст затруднения и для хромосферной локализации вспышки, так как общая масса солнечной хромосферы, оцененная по различным данным [18], оказывается того же порядка величины, что и масса солнечной короны. Но эти затруднения не могут быть столь серьезны: как в корональном варианте, так как из наблюдений звезд типа UV Cet действительно обнаруживается хромосфера гораздо более мощная, чем солнечная.

Гипотеза выхода ударной волны

Эта гипотеза свободна от трудностей, связанных с большой массой высвечивающегося газа, и рассматривалась в [7] на основе чисто фотометрических данных. В рамках этой гипотезы полученные выше соотношения $W_{j2}^{\text{набл}} < W_{j2}(i_{B,V})$ и $R_{\lambda}^{\text{набл}} \geq R_{\lambda}(i_{B,V})$ интерпретируются как результат поглощения излучения вспышки веществом хромосферы или как результат самопоглощения в линиях.

Как в гипотезе хромосферной вспышки, так и в гипотезе выхода ударной волны для внешнего наблюдателя безразлично, происходит ли поглощение в верхних слоях хромосферы или в самом излучающем газе, но динамическая ситуация в этих случаях должна быть различна.

Если кванты бальмеровской серии в начальной фазе сильных вспышек поглощаются невозмущенной хромосферой, лежащей над вспышкой, то увеличение отношений $W_{j2}^{\text{набл}}/W_{j2}(i_{B,V})$ по мере угасания вспышки можно рассматривать как результат подъема излучающего газа над уровнем хромосферы или как результат повышения степени ионизации газа хромосферы на этом участке при взаимодействии со вспышкой. То обстоятельство, что при слабых вспышках $W_{j2}^{\text{набл}} \approx W_{j2}(i_{B,V})$, должно означать, что эти вспышки локализуются в более высоких слоях атмосферы, чем сильные вспышки. Физическая причина для такой возможной стратификации не ясна.

Если же дело в самопоглощении, то все вспышки могут локализоваться на одном уровне в атмосфере, и увеличение отношения $W_{j2}^{\text{набл}}/W_{j2}(i_{B,V})$ по мере угасания сильных вспышек должно быть связано тогда с уменьшением оптической толщи газа из-за расширения. Но, чтобы в высвечивающемся газе оптическая толщина в бальмеровских линиях падала, характерное время расширения вспышки l/v должно быть существенно меньше характерного времени рекомбинации $1/nC(T_e)$, т. е.

$$n \ll \frac{v}{lC(T_e)}, \quad (30)$$

где n — плотность высвечивающегося газа, v — скорость расширения вспышки, l — характерный размер вспышки и $C(T_e)$ — коэффициент рекомбинации. Полагая $C(T_e) \approx 10^{-13}$ см³/сек, $l \sim 0,1 R_*$, $\sim 0,01 R_{\odot} \sim$

$\sim 10^9$ см и принимая во внимание, что $v < 10^8$ см/сек, получаем

$$n \ll 10^{12} \text{ см}^{-3}. \quad (31)$$

Такая плотность соответствует верхней солнечной хромосфере. Иными словами, вариант с самопоглощением приводит к рассмотренной выше трудности с большой массой высвечивающегося газа.

Если дальнейшие исследования покажут, что дело все-таки в самопоглощении, а не в селективном экранировании вспышки хромосферой, то, по-видимому, придется отказаться от гипотезы о том, что угасание вспышки есть высвечивание первоначально ионизованной массы, и рассмотреть движение сильной ударной волны, за фронтом которой в каждый момент времени находится слой высвечивающегося газа толщиной $v'/n'C(T_e)$, где v' — скорость ударного фронта относительно сжатого и ионизованного газа и n' — плотность этого газа. Поскольку модели атмосфер dM5-звезд не рассчитаны, то теоретическое рассмотрение такой ударной волны связано с неопределенностями. В частности, если при рассмотрении корональной локализации вспышки можно было в какой-то мере пользоваться аналогией с солнечной короной, то на уровне хромосферы это едва ли возможно, так как за счет дополнительного переходного слоя от молекулярного к атомарному поглощению нижние слои хромосферы dMe-звезды должны иметь более сложное строение, чем нижняя хромосфера Солнца.

Выражаю глубокую благодарность А. А. Боярчуку, С. Б. Пикельнеру и А. Б. Северному за полезные дискуссии и советы, Э. А. Витриченко и А. И. Леушиной за помощь в подготовке статьи к печати.

Сентябрь 1966 г.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица 4

Газовые параметры для расчета небулярной модели по фотометрическим наблюдениям в области V

$T_e, 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$	$n_e > 10^8 \text{ см}^{-3}$				
	5	10	20	40	80
$W_{\text{H}\beta}^{\text{газ}}, \text{ \AA}$	7800	2600	1300	740	410
$\%_V$	12	16	22	32	52

Таблица 5

Звездный параметр $\Delta\lambda_V(T_*)$ для расчета небулярной модели по фотометрическим наблюдениям в области V

$T_*, ^\circ\text{K}$	$\Delta\lambda_V, \text{ \AA}$	$T_*, ^\circ\text{K}$	$\Delta\lambda_V, \text{ \AA}$	$T_*, ^\circ\text{K}$	$\Delta\lambda_V, \text{ \AA}$
2400	51 000	4000	27 000	10 000	16 000
2600	45 000	4200	25 000	12 000	15 000
2800	40 000	4500	24 000	15 000	15 000
3000	37 000	5000	22 000	20 000	14 000
3200	34 000	5500	21 000	25 000	14 000
3400	31 000	6000	20 000	30 000	13 000
3600	29 000	7000	18 000	50 000	13 000
3800	28 000	8000	17 000	100 000	13 000

Л и т е р а т у р а

1. А. Джой. Спектры вспыхивающих звезд типа UV Cet. — В кн.: Звездные атмосферы. Под ред. Дж. Л. Гринстейна. ИЛ, 1963, стр. 657.
2. А. Н. Джоу. Non-stable stars. IAU Symposium N 3. Cambridge, 1957, p. 31.
3. A. A. Wachmann. A. N. Beobacht. Zirk., 1939, 21, N 7, 25.
4. G. H. Herbig. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1956, 68, 531.
5. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов. Астрон. ж., 1966, 43, 1168.
6. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов. Астрон. ж., 1967, 44, 260.
7. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 133.
8. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 206.
9. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 36, 216.
10. Р. Е. Гершберг. Астрофизика, 1967, 3, 127.
11. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников. Наст. том, стр. 208.
12. H. L. Johnson. Astrophys. J., 1965, 141, 170.
13. H. L. Johnson, W. W. Morgan. Astrophys. J., 1953, 117, 313.
14. H. R. Griem. Plasma spectroscopy. McGraw-Hill. New York, 1964.
15. W. J. Luyten. Astrophys. J., 1949, 109, 532.
16. С. Б. Пикельнер. Докл. АН СССР, 1950, 72, 255.
17. Е. Н. Паркер. Динамические процессы в межпланетной среде. «Мир», 1965, стр. 38.
18. К. де Ягер. Строение и динамика атмосферы Солнца. ИЛ, 1962, стр. 87.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД. IV. ФОТОМЕТРИЯ В ЛИНИИ H_{β} ВСПЫШЕК UV Ceti

П. Ф. Чугайнов

Получены световые кривые 11 вспышек UV Ceti с интерференционными фильтрами $\lambda 4861$ и $\lambda 4990$ Å (полуширины 70 Å). Для пяти вспышек найдены кривые изменения эквивалентной ширины линии H_{β} по отношению к их собственному непрерывному излучению. Обнаружено, что сразу после максимума вспышки значения $W_{H_{\beta}}$ начинают увеличиваться, достигая максимального значения, а затем уменьшаются. Минимальные значения $W_{H_{\beta}}$ заключены в пределах 15—90 Å, максимальные — в пределах 90—300 Å. Это показывает, что доля непрерывного излучения в общем излучении вспышки довольно большая. В частности, она значительно больше, чем в случае, когда излучение выходит из оптически тонкого водородного облака.

PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF FLARE STARS. IV. PHOTOMETRY IN H_{β} LINE OF FLARES OF UV CETI, by P. F. Chugainov. — The light curves of 11 flares of UV Ceti were obtained with interference filters $\lambda 4861$ and $\lambda 4990$ Å (half-widths 70 Å). Curves of equivalent width of H_{β} with respect to proper continuous radiation of flare are obtained for 5 flares. It is found out that right away after the flare maximum the values of $W_{H_{\beta}}$ begin to increase, reaching the maximal value, and then decrease. Minimal values $W_{H_{\beta}}$ are within the limits of 15—90 Å, maximal ones — 90—300 Å. It shows that a part of continuous radiation in the total flare radiation is large enough. In particular, it is considerably larger, than in the case when the radiation leaves an optically thin hydrogen cloud.

Одновременные фотоэлектрические и спектральные наблюдения вспыхивающих звезд AD Leo и UV Ceti [1, 2] дали возможность проследить изменения их спектров во время вспышек. Для уточнения спектральных данных нами начаты фотоэлектрические наблюдения с двумя интерференционными фильтрами, выделяющими линию H_{β} и соседний с нею участок непрерывного спектра. Эти фильтры имеют максимумы пропускания, приходящиеся на длины волн $\lambda 4861$ Å и $\lambda 4990$ Å и полуширины 70 Å (фиг. 1). Фильтры изготовлены лабораторией Spectrolab и предоставлены нам д-ром Р. Г. Кохом (США).

Здесь рассматриваются результаты наблюдений звезды UV Ceti, проводившихся в октябре 1966 г. на 70-см рефлекторе АЗТ-8. По времени эти наблюдения были приурочены к датам, когда на обсерватории Джодрелл Бэнк (Англия) велись радионаблюдения той же звезды. Таким образом, они являются также продолжением кооперативной работы, проводимой совместно с обсерваторией Джодрелл Бэнк [3].

Наблюдения выполнялись таким образом, что в спокойном состоянии звезды блеск регистрировался с постоянно установленным фильтром $\lambda 4861$. При повышении блеска, когда становилось ясно, что началась вспышка, запись делалась попеременно с обоими фильтрами. Для полу-

чения достаточно уверенного отсчета нужно было делать запись в одном фильтре в течение времени около 30 сек.

В начале многих вспышек происходил быстрый всплеск продолжительностью около 20 сек, для них световую кривую непрерывного излучения удавалось получить лишь на нисходящем участке. Только для вспышек 10—11, 19—20 и тройной вспышки 20—21.X вблизи максимума были получены отсчеты с обоими фильтрами. Эти наблюдения были изучены наиболее детально.

Целью наших наблюдений было определение эквивалентных ширин линии H_{β} , по отношению к непрерывному излучению вспышки. Для этого были использованы световые кривые вспышек (фиг. 2). Как и раньше, по оси абсцисс отложено время, по оси ординат — величина потока избыточного излучения, выраженного в единицах потока от звезды в ее спокойном состоянии:

$$i = P_{\text{всп}}/P_{\text{норм}} - 1$$

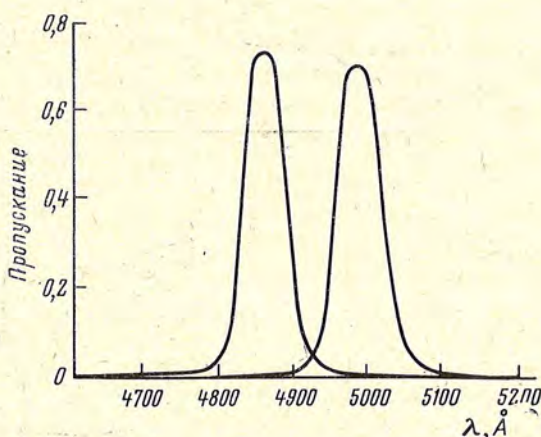
($P_{\text{всп}}$, $P_{\text{норм}}$ — потоки от звезды во время вспышки и в спокойном состоянии). Эквивалентные ширины линии H_{β} , выраженные по отношению к непрерывному излучению вспышки, находились как

$$W_{H_{\beta}} = \frac{i_{4861} - i_{4990}}{i_{4990}} W,$$

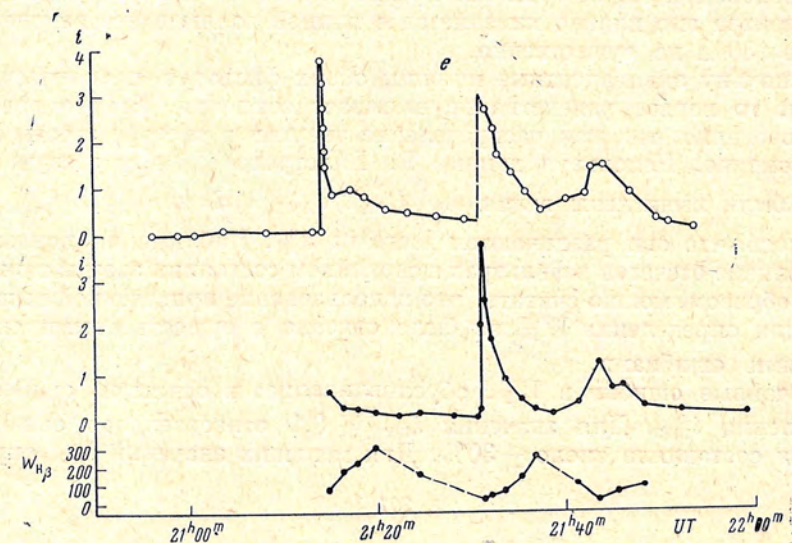
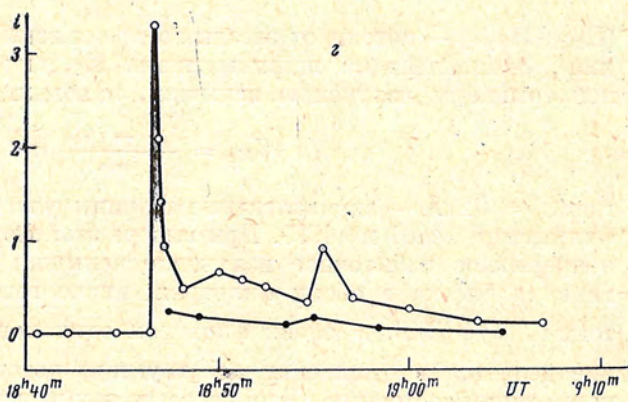
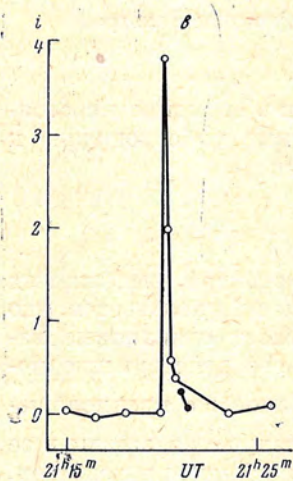
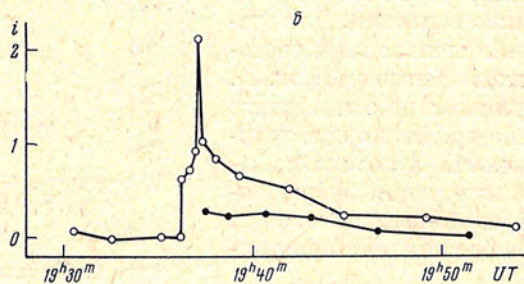
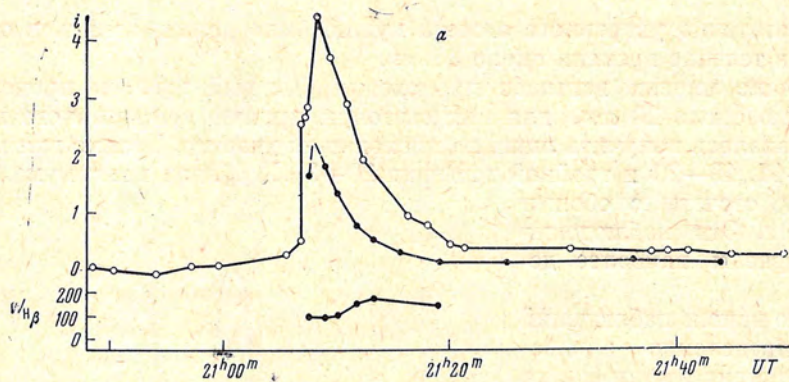
где $W = 72 \text{ \AA}$ — эквивалентные ширины участков спектра, выделяемых фильтрами $\lambda 4861$ и $\lambda 4990$. При выводе этой формулы предполагается, что непрерывное избыточное излучение вспышки вызывает одинаковые изменения блеска в обоих фильтрах, иначе говоря, его действующие потоки $\int I(\lambda) \phi(\lambda) d\lambda$ в обоих фильтрах одинаковы. Такое же предположение делается в отношении действующих потоков излучения звезды в ее нормальном состоянии. Что касается непрерывного излучения вспышек, то на основании [1, 2, 4] можно предполагать, что в исследуемом интервале спектра оно плавно изменяется с длиной волны и его изменение на участке $130 \text{ \AA}$ не существенно.

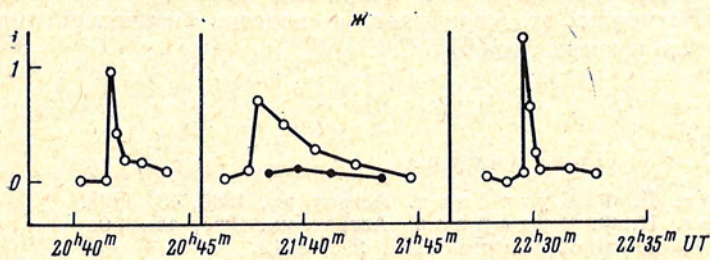
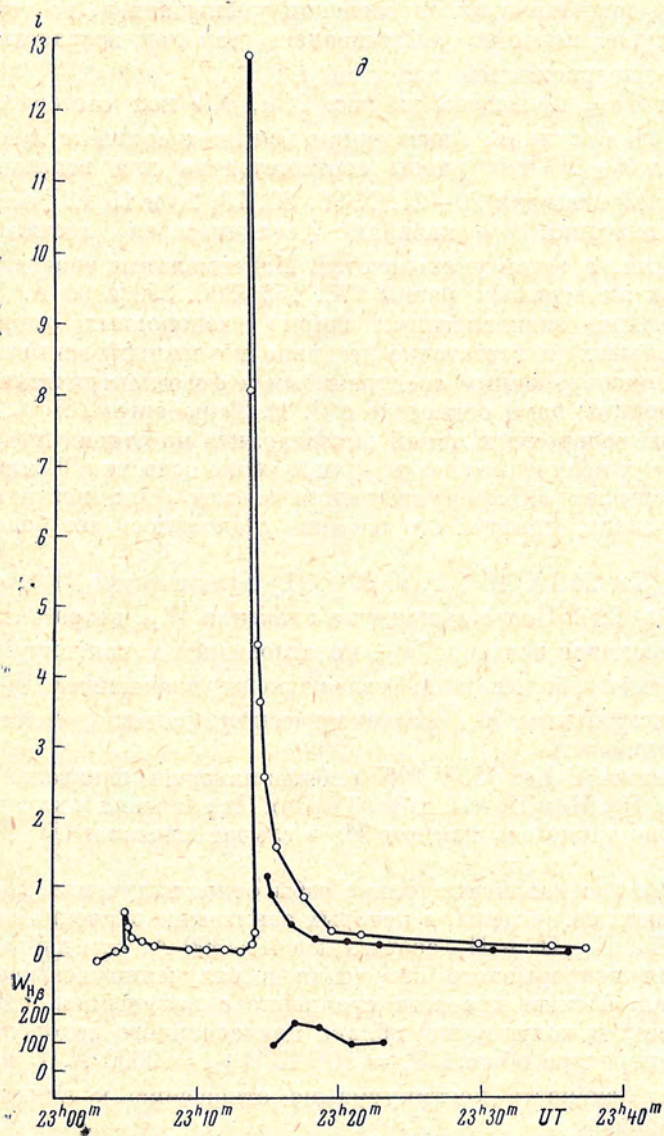
Поскольку эквивалентные ширины обоих фильтров практически одинаковы, то первое равенство не вызывает сомнения. Второе равенство менее очевидно, так как распределение энергии в спектре звезды весьма неравномерно. Используя данные Р. Вилстропа [5] для звезды класса M4 V, были вычислены величины $\int I_{\text{зв}}(\lambda) \phi_{4861}(\lambda) d\lambda$ и $\int I_{\text{зв}}(\lambda) \phi_{4990}(\lambda) d\lambda$. Оказалось, что они различаются всего на 5%. Наблюдения показывали, что различие отсчетов в фильтрах в спокойном состоянии звезды также 5%. Таким образом, можно считать, что использование приведенной выше формулы для определения $W_{H_{\beta}}$ не было связано с существенными систематическими ошибками.

Случайные ошибки в $W_{H_{\beta}}$ обуславливались в основном ошибками в определении i_{4990} . Для значения $i_{4990} = 0,1$ относительная ошибка измерения составляла около $\pm 30\%$. Для меньших значений i_{4990} определе-



Фиг. 1. Кривые пропускания фильтров





Фиг. 2. Световые кривые вспышки 10—11.X 1966 г. (а), 16—17.X 1966 г. (б), 17—18. X 1966 г. (в), 19—20. X 1966 г. (г), 19—20. X 1966 г. (д), 20—21. X 1966 г. (е) и 21—22. X 1966 г. (ж)

Светлые кружки — фильтр $\lambda 4861$, черные кружки — фильтр $\lambda 4990$.
Внизу дана кривая изменения эквивалентной ширины линии H_{β}

ний $W_{H\beta}$ не делалось, считая ошибку 30% предельно допустимой. Для больших значений i_{4990} ошибки в их определении уменьшались, но точность значений $W_{H\beta}$ существенно не увеличивалась, так как возрастали ошибки, связанные с интерполяцией значений i .

Кривые изменения $W_{H\beta}$ приведены на рис. 2, а, б, в под световыми кривыми. Как видно из рисунков, максимумам вспышек соответствуют минимальные значения $W_{H\beta}$. Они равны соответственно для вспышек 10—11, 19—20 и тройной вспышки 20—21. X 90, 80, 70, 20 и 15 Å. После максимума вспышки значения $W_{H\beta}$ начинают увеличиваться, достигая максимального значения, а затем уменьшаются. Максимальные значения соответственно для тех же вспышек равны 170, 155, 300, 250 и 90 Å.

Аналогичное поведение эквивалентных ширин водородных линий было отмечено для сильных (и достаточно детально изученных) вспышек UV Cet и AD Leo по одновременным спектральным и фотоэлектрическим наблюдениям, выполненным нами совместно с Р. Е. Гершбергом. В [1,2] эквивалентные ширины водородных линий определялись по отношению к суммарному континууму: излучение звезды + излучение вспышки. В максимумах сильных вспышек влияние излучения звезды было незначительным, но по мере спада вспышки его влияние становилось все более существенным.

Для вспышки UV Cet 24.IX 1965 г. (0^h32^m UT) в максимуме $W_{H\beta} = 12$ Å (см. табл. 4 в [2]). После максимума значение $W_{H\beta}$ возрастает, достигая 90 Å. Максимальное значение $W_{H\beta}$ по отношению к континууму вспышки было, по-видимому, больше 90 Å. Согласие между значениями $W_{H\beta}$, полученными по спектральным и фотоэлектрическим данным, можно считать удовлетворительным.

Для сильной вспышки AD Leo 18. V 1965 г. были измерены эквивалентные ширины линий $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ и $H\epsilon$ (см. табл. 3 в [1]). Их значения и характер изменения примерно такие же, как для $H\beta$ в случае вспышки UV Cet 24.IX 1965 г.

Таким образом, если рассматривать только избыточное излучение, возникающее при вспышках, то пределы, в которых заключены значения эквивалентных ширин $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ и $H\epsilon$, составляют 10—300 Å. Эти данные показывают, что доля непрерывного излучения в излучении вспышек довольно значительная. Можно провести сравнение с излучением оптически тонкого (в линиях и континууме) облака ионизованного водорода. Согласно [6], при температуре облака $T_e = 10^4$ °K $W_{H\beta} = 2600$ Å. В излучении вспышек интенсивность континуума по отношению к линиям выше на один-два порядка.

Отметим, что М. Ф. Уокером [7] при наблюдениях AE Aqr также было зарегистрировано сильное непрерывное излучение вблизи максимумов сильных вспышек. Возможно, это указывает на сходство физической природы вспышек AE Aqr и звезд типа UV Cet.

20 декабря 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов. Астрон. ж., 1966, 43, 1168.
2. Р. Е. Гершберг, П. Ф. Чугайнов, Астрон. ж., 1967, 44, 260.
3. B. Lovell, P. F. Chugainov, Nature, 1964, 203, 1213.
4. A. H. Joy, M. L. Humason. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1949, 61, 133.
5. R. V. Willstrop. Memoirs of Roy. Astr. Soc., 1965, 69, Part 3.
6. Р. Е. Гершберг. Наст. том, стр. 177.
7. M. F. Walker, Sky a. Tel., 1965, 29, 23.

ОБ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩЕ В РАДИОДИАПАЗОНЕ
ВЫСВЕЧИВАЮЩЕГОСЯ, ОХЛАЖДАЮЩЕГОСЯ
И РАСШИРЯЮЩЕГОСЯ ВОДОРОДНОГО ОБЛАКА

Р. Е. Гершберг

На основании [1], где дан расчет физических условий в высвечивающемся, охлаждающемся и расширяющемся водородном облаке, вычислено изменение оптической толщи такого резко нестационарного образования в радиодиапазоне.

ON THE OPTICAL THICKNESS OF RADIATING, COOLING AND EXPANDING HYDROGEN CLOUD FOR RADIO FREQUENCIES, by R. E. Gershberg. — On the base of [1], where there are calculations of physical conditions into radiating, cooling and expanding hydrogen cloud, variations of the optical thickness of such a non-stable gaseous body for radio frequencies are given.

В [1] были получены уравнения для определения физических условий в резко нестационарных водородных облаках, прозрачных в линиях балмеровской серии. Если n_e — электронная плотность, T_e — электронная температура и n_H/n_e — степень ионизации, то изменение этих величин в процессе высвечивания, охлаждения и расширения первоначально ионизованного облака описывается следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \frac{n_0}{n_e} &= \left(1 + \frac{t}{A}\right)^k e^\beta, \\ \frac{T_0}{T_e} &= \left(1 + \frac{t}{A}\right)^{\frac{2}{3}k} \exp \left\{ \int_0^\beta [\Phi_1(T_e) + (e^\beta - 1) \Phi_2(T_e)] \frac{d\beta}{e^\beta + 1} \right\}, \\ \frac{n_H}{n_e} &= e^\beta - 1, \end{aligned} \quad (1)$$

где n_0 и T_0 — начальные значения соответствующих параметров, $k = 0, 1, 2$ и 3 при высвечивании без расширения, при расширении типа струи, типа оболочки и типа облака соответственно, A — время удвоения начального размера облака, $\beta = \int_0^t C(T_e) n_e dt$ — безразмерное время, $C(T_e)$ — коэффициент рекомбинации, $\Phi_1(T_e) (\equiv \varphi_1(T_e) - \varphi_3(T_e)$ в [1]) — доля тепловой энергии, теряемой в среднем свободным электроном при взаимодействии с протонами за время $\Delta\beta = 1$, и $\Phi_2(T_e)$ — аналогичная функция для учета взаимодействия свободных электронов с нейтральными атомами водорода. В [1] решения системы (1) были применены для анализа оптического излучения всплеск звезд типа UV Cet. В принципе полученные решения позволяют исследовать и другие свойства таких неста-

ционных образований, в частности их характеристики как источников теплового радиоизлучения.

Одним из основных параметров таких радиоисточников является оптическая толщина источника на соответствующей частоте. Как известно, оптическая толщина в радиодиапазоне определяется соотношением

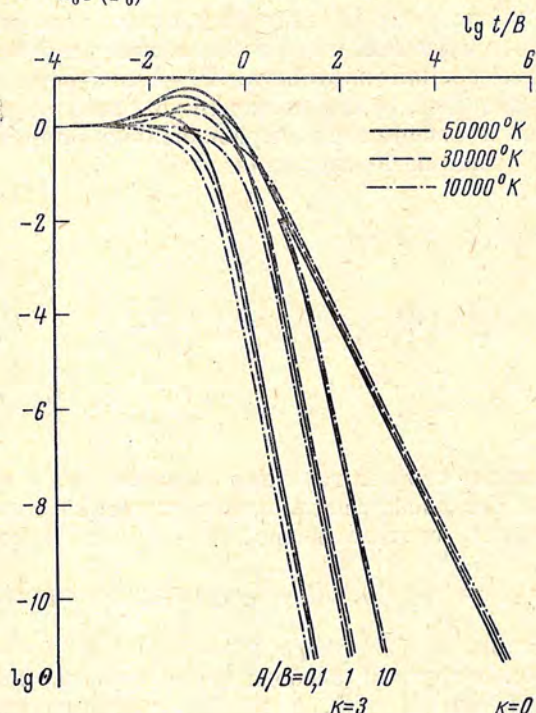
$$\tau_\nu = \frac{3,0 \cdot 10^{16}}{T_e^{3/2} \nu^2} \left[17,7 + \ln \frac{T_e^{3/2}}{\nu} \right] ME, \quad (2)$$

где ν — частота радиоизлучения и ME — мера эмиссии источника. Используя введенные выше обозначения, относительные изменения оптической толщи со временем можно записать в виде

$$\theta \equiv \frac{\tau_\nu}{\tau_\nu^0} = \left(\frac{T_0}{T_e} \right)^{3/2} \frac{\ln T_e - a}{\ln T_0 - a} e^{-2/3} \left(1 + \frac{t}{A} \right)^{-\frac{5}{3}k}, \quad (3)$$

где $a = 2/3 (\ln \nu - 17,7)$ — медленно меняющаяся функция частоты. Выражение (3) справедливо только при $k = 0$ и $k = 3$, т. е. при высвечивании без расширения или при трехмерном расширении; при расширении типа струи ($k = 1$) или типа оболочки ($k = 2$) величина θ зависит еще от угла между направлением на радиоисточник и направлением расширения излучающего газа.

Решение системы (1) зависит от трех параметров: начальной температуры T_0 , геометрии расширения k и — при $k \neq 0$ — от отношения характерного времени расширения A к характерному времени рекомбинации $B = \frac{1}{n_0 C(T_0)}$. На фигуре приведены результаты вычисления $\theta(t/B)$



Изменение оптической толщи в радиодиапазоне высвечивающегося, охлаждающегося и расширяющегося водородного облака

для 12 различных комбинаций этих параметров. Рассмотрено высвечивание без расширения ($k = 0$) и высвечивание при трехмерном расширении ($k = 3$), причем в последнем случае рассмотрены варианты, когда характерное время рекомбинации существенно превосходит характерное время расширения ($A/B = 0,1$), когда эти характерные времена одинаковы ($A/B = 1$) и когда характерное время рекомбинации существенно меньше характерного времени расширения ($A/B = 10$). Для каждого из четырех перечисленных случаев расчет выполнен для $T_0 = 10\,000$, $30\,000$ и $50\,000^\circ \text{K}$. Как и в [1], в расчете θ учитывалось охлаждение водорода за счет адиабатического расширения и радиативных потерь, а по достижении $T_e = 2000^\circ \text{K}$ в дальнейшем полагалось $T_e = \text{const}$.

Как следует из фигуры, при $t/B \approx 0,1$ величина θ сильно зависит от T_0 . Если начальная температура велика, то быстрое охлаждение газа резко увеличивает сечения элементарных взаимодействий и оптическая толщина облака возрастает, несмотря на то, что его мера эмиссии монотонно падает. Такой же эффект был получен в [1] при вычислении интегральной яркости газа в видимой области спектра. К моменту времени, когда температура газа упадет до $6000-8000^\circ \text{K}$, скорость охлаждения существенно уменьшится, и τ_v в дальнейшем монотонно падает с ростом t/B .

Относительное изменение общего потока радиоизлучения зависит не только от изменений относительных размеров, оптической толщи и температуры источника, но и от абсолютного значения τ_v^0 :

$$\Pi \equiv \frac{F_v}{F_v^0} = \frac{T_e \Omega}{T_0 \Omega_0} \frac{1 - e^{-\tau_v}}{1 - e^{-\tau_v^0}} \quad (4)$$

(где Ω — телесный угол облака). Поэтому для функции $\Pi(t/B)$ в общем случае не могут быть построены такие общие графики, как для $\theta(t/B)$. Такие универсальные соотношения для потока могут быть найдены лишь при $\tau_v^0 < 1$:

$$\Pi = \left(\frac{T_0}{T_e} \right)^{1/2} \frac{\ln T_e - a}{\ln T_0 - a} e^{-2\beta} \left(1 + \frac{t}{A} \right)^{-k}. \quad (5)$$

Соотношение (5) мало отличается от полученного в [1] выражения для относительного изменения интегрального блеска газа в оптической области:

$$\frac{I}{I_0} = \left(\frac{T_0}{T_e} \right)^{3/4} e^{-2\beta} \left(1 + \frac{t}{A} \right)^{-k}. \quad (6)$$

Сходство (5) и (6) связано с тем обстоятельством, что и оптический спектр и тепловое радиоизлучение возникают при парных столкновениях протонов и электронов, и различия между этими соотношениями связаны с небольшими отличиями температурной зависимости сечений соответствующих элементарных процессов.

Выражаю глубокую благодарность Н. В. Годовникову за проведение расчета на ЭВМ «Минск-1».

Декабрь 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 36, 216.

ФОРМУЛЫ, ГРАФИКИ И ТАБЛИЦЫ ДЛЯ КОЛИЧЕСТВЕННОГО АНАЛИЗА ИЗЛУЧЕНИЯ ВОДОРОДА В ЭМИССИОННЫХ ОБЪЕКТАХ

А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг,
Н. В. Годовников

Приводятся рабочие формулы, графики и таблицы, необходимые для количественного анализа излучения водорода в эмиссионных объектах. Уточняются результаты [1] и даются удобные графики для быстрого анализа непрерывной и линейчатой водородной эмиссии.

FORMULAE, GRAPHS AND TABLES FOR A QUANTITATIVE ANALYSIS OF THE HYDROGEN RADIATION OF EMISSION OBJECTS, by A. A. Boyarchuk, R. E. Gershberg, N. V. Godovnikov. — Working formulae, graphs and tables, necessary for a quantitative analysis of the hydrogen radiation of emission objects are given. The results [1] are made more precise and the handy graphs for a quick analysis of continuous and linear hydrogen emission are given.

Несколько лет назад нами была опубликована сводка формул, графиков и других вспомогательных данных, необходимых для количественного анализа спектров эмиссионных объектов [1]. Новые результаты теории элементарных процессов позволяют несколько уточнить данные [1], а установленная в Крымской астрофизической обсерватории электронно-вычислительная машина «Минск-1» дает возможность существенно увеличить объем проведенных расчетов.

Здесь мы даем уточненные и расширенные таким образом результаты, касающиеся непрерывного и линейчатого излучения водорода.

НЕПРЕРЫВНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВОДОРОДА

В ионизованном водороде непрерывное излучение возникает при свободно-свободных переходах электронов, при рекомбинациях электронов и протонов и в результате двухквантовых переходов между состояниями $2s$ — $1s$ нейтральных атомов. Объемный коэффициент излучения при свободно-свободных переходах имеет вид (см., например, [2])

$$\varepsilon_{ff}(\nu) = 5,44 \cdot 10^{-39} g_{ff} T_e^{-1/2} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} N_e N_p [\text{эрг/см}^3 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад} \cdot \text{гц}], \quad (1)$$

а объемный коэффициент излучения при рекомбинациях на n -й уровень выражается следующим образом:

$$\varepsilon_n(\nu) = 1,71 \cdot 10^{-33} g_n T_e^{-3/2} n^{-3} e^{-\frac{h\nu - \chi_n}{kT_e}} N_e N_p [\text{эрг/см}^3 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад} \cdot \text{гц}], \quad (2)$$

где g_{ff} и g_n — соответствующие множители Гаунта, χ_n — потенциалы ионизации возбужденного атома водорода, N_e и N_p — объемные плотности

взаимодействующих частиц. Далее, при заселении уровня $2s$ в результате рекомбинаций и каскадных переходов сверху объемный коэффициент двухквантового излучения записывается следующим образом:

$$\varepsilon_{2l}(v) = 1,13 \cdot 10^{-43} \frac{\alpha_{2s}^{(c)}(T_e) \psi(v)}{1 + 0,6 \cdot 10^{-4} N_e} [\text{эрг/см}^3 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад} \cdot \text{гц}], \quad (3)$$

где $\alpha_{2s}^{(c)}$ — обобщенный коэффициент рекомбинации на уровень $2s$, а $\psi(v)$ — медленно меняющаяся функция частоты, затабулированная Спитцером и Гринстейном [3].

Из формул (1)–(3) следует, что при достаточно малых электронных плотностях ($0,6 \cdot 10^{-4} N_e \ll 1$) и при достаточно больших плотностях ($N_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$, когда $\varepsilon_{2q} \ll \varepsilon_n, \varepsilon_{ff}$) спектральное распределение непрерывного излучения водорода не зависит от электронной плотности; но в интервале от 300 до 10^6 см^{-3} , представляющем значительный интерес для анализа эмиссионных туманностей и некоторых околозвездных образований, спектральное распределение водородного континуума зависит как от электронной температуры, так и от электронной плотности.

Для анализа данных наблюдений — спектральных и фотометрических — удобнее иметь расчеты не абсолютной яркости небулярного континуума, а отношения интенсивности непрерывного излучения на $1 \text{ \AA}$ к интенсивности излучения в линии, например, H_δ . Если излучающий объект оптически тонок во всем наблюдаемом диапазоне частот, то

$$\frac{I_\lambda}{I_{H_\delta}} = \frac{\varepsilon_{ff} + \sum_{n=n_0}^{\infty} \varepsilon_n + \varepsilon_{2q}}{\varepsilon_{H_\delta}}.$$

Объемный коэффициент излучения в линии H_δ имеет вид

$$\varepsilon_{H_\delta} = 5,59 \cdot 10^{-21} b_6(T_e) T_e^{-3/2} e^{\frac{\chi_6}{kT_e}} N_e N_p [\text{эрг/см}^3 \cdot \text{сек} \cdot \text{стерад}], \quad (5)$$

где $b_6(T_e)$ — множители Мензела. На фиг. 1 представлены величины $\lg I_\lambda / I_{H_\delta}$, вычисленные нами для шести различных электронных температур и для семи различных плотностей. На фиг. 2 приведено относительное спектральное распределение небулярного континуума для ионизованного водорода высокой плотности, когда двухквантовое излучение пренебрежимо мало по сравнению с рекомбинационным и свободно-свободным излучением.

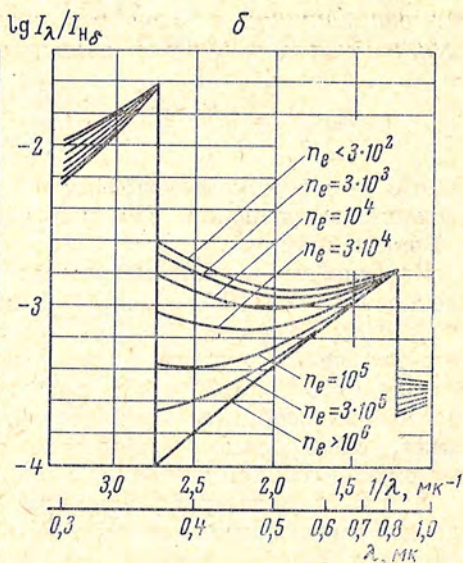
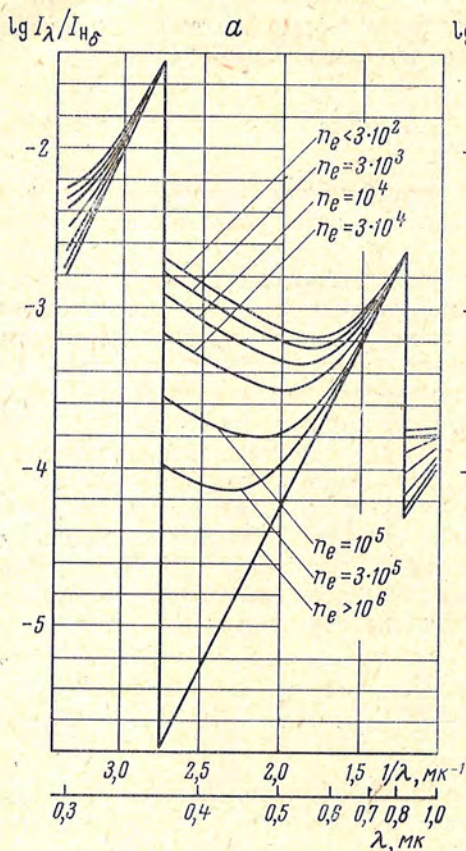
Вспомогательные величины, необходимые для вычисления $I_\lambda / I_{H_\delta}(g_{ff}, g_n, \alpha_{2s}^{(c)})$ и b_6) были найдены следующим образом.

Величины g_{ff} рассчитаны по формуле Ситона [4]:

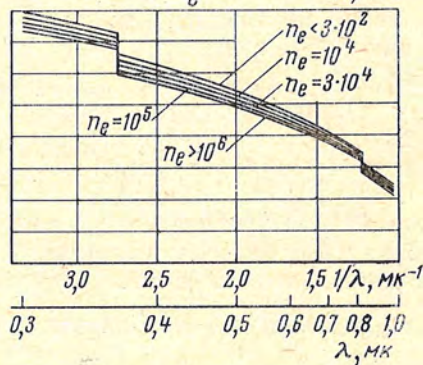
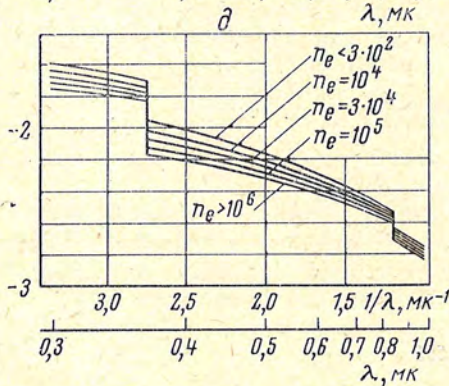
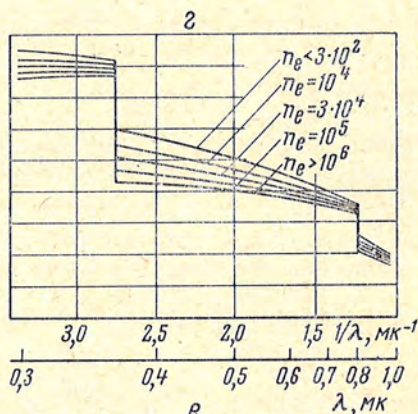
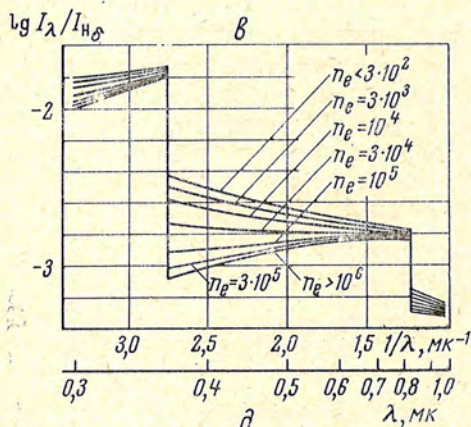
$$g_{ff} = 1 + \frac{3,61 \cdot 10^{-3}}{\lambda^{1/3}} \left[1 + 2 \left(\frac{\lambda T_e}{1,44} \right) \right] - \frac{2,16 \cdot 10^{-5}}{\lambda^{2/3}} \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{\lambda T_e}{1,44} \right) + \frac{4}{3} \left(\frac{\lambda T_e}{1,44} \right)^2 \right]. \quad (6)$$

(Для $T = 80\,000^\circ \text{ К}$ в видимой области спектра $\lambda T_e / 1,44 \gg 1$, и разложение (6) может дать множитель Гаунта с ошибкой до 10%.) Величины g_n для $n \leq 15$ взяты из таблиц Гласко и Зирина [5], для $n > 15$ положено $g_n = 1,03$. Величины $\pm \alpha_{2s}^{(c)}(T_e)$ взяты из статьи Пенджелли [6]. Следуя Ситону [7], мы пренебрегли зависимостью сечения ударной деактивации уровня $2s$ от электронной температуры, поскольку в рассматриваемом диапазоне температур эта зависимость очень слаба.

Как показали Пенджелли и Ситон [8], при электронной плотности $N_e > 10^7 \text{ см}^{-3}$ распределение водородных атомов по подуровням шестого уровня ($6l$) благодаря столкновениям с электронами определяется статистическими весами этих подуровней, так что множители $b_6(T_e)$ в этом



Фиг. 1. Спектральное распределение и интенсивность небулярного континуума для различных плотностей при $T_e = 2500^\circ \text{K}$ (а), при $T_e = 5000^\circ \text{K}$ (б), при $T_e = 10\,000^\circ \text{K}$ (в), при $T_e = 20\,000^\circ \text{K}$ (г), при $T_e = 40\,000^\circ \text{K}$ (д), при $T_e = 80\,000^\circ \text{K}$ (е)



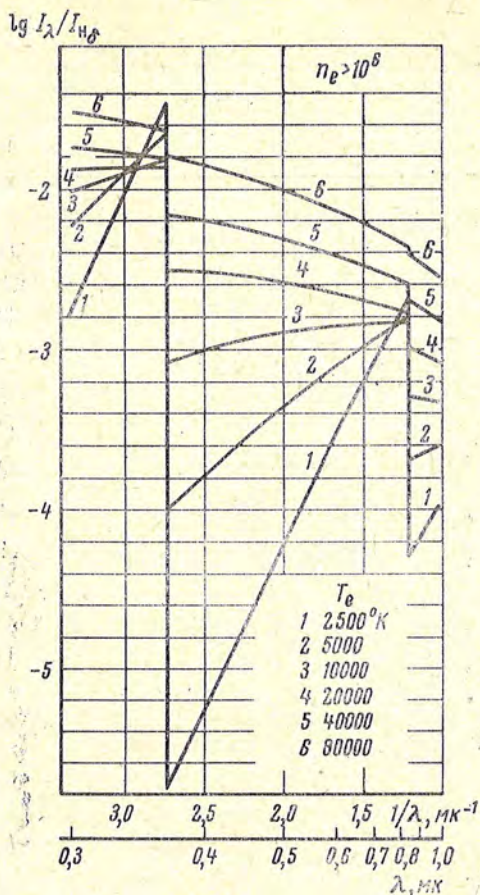
случае следует вычислять «*n*-методом» с помощью формул и таблиц Ситона [9, 10]. При меньших электронных плотностях распределение атомов по подуровням $6l$ определяется только рекомбинациями и каскадными переходами вниз, так что в формулу (5) следует подставлять некоторый эффективный множитель Мензела:

$$\tilde{b}_6(T_e) = \frac{\sum_l (2l+1) A_{6l, 2l} b_{6l}(T_e)}{\sum_l (2l+1) A_{6l, 2l}}, \quad (7)$$

где $2l+1$ — статистический вес подуровня, $A_{6l, 2l}$ — вероятность перехода соответствующей компоненты линии H_δ , $b_{6l}(T_e)$ — множитель Мензела для отдельного подуровня; величины $A_{6l, 2l}$ могут быть взяты из статьи Каприотти [11], а $b_{6l}(T_e)$ — вычислены «*nl*-методом» с помощью формул и таблиц Пенджелли [6]. Как показывают вычисления (см. табл. 1), различия между b_6 и $\tilde{b}_6$ заметны лишь при довольно низких электронных температурах, которые, по-видимому, могут иметь место лишь в некоторых резко нестационарных образованиях. Кроме того, эти различия не влияют на спектральное распределение небулярного континуума, а сказываются лишь на эквивалентных ширинах эмиссионных линий, рассчитанных относительно небулярного континуума. Во всех наших вычислениях I_λ / I_{H_δ} использованы $b_6(T_e)$, найденные «*n*-методом» по [9, 10].

Фиг. 1, 2 можно использовать непосредственно для анализа эмиссионных объектов, где оптическая толщина в линиях бальмеровской серии водорода мала. С ростом оптической толщи ситуация усложняется: по мере приближения τ_{H_δ} к единице отношение I_λ / I_{H_δ} начинает зависеть от τ_{H_δ} , и абсолютные значения I_λ / I_{H_δ} не будут более соответствовать ординатам фиг. 1, 2. Однако эти графики по-прежнему можно использовать для анализа относительного спектрального распределения энергии небулярного континуума, если только в частотах непрерывного спектра эмиссионный объект остается оптически тонким.

Оптическую толщину в эмиссионных бальмеровских линиях определяют, как правило, по бальмеровскому декременту. Но бальмеровский декремент зависит не только от τ_{H_δ} , но и от других характеристик излучающей среды. Поэтому в объектах, где наблюдается эмиссионный бальмеровский континуум, удобнее определять τ_{H_δ} по эквивалентной ширине эмиссионной линии, измеренной относительно уровня непрерывной эмиссии у предела $\lambda = 3650 \text{ \AA}$. Из фиг. 1, 2 легко найти величины $I_{H_\delta} / I_{\lambda=3650 \text{ \AA}}$. Поскольку

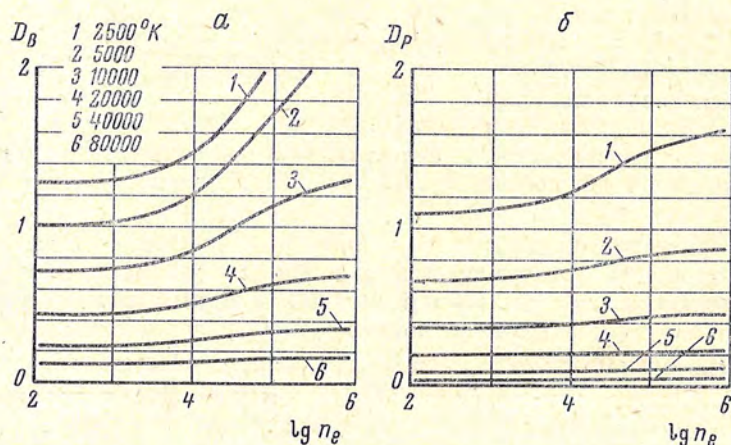


Фиг. 2. Спектральное распределение и интенсивность небулярного континуума при различных T_e и $n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$

Таблица 1

	T, °K					
	2500	5000	10 000	20 000	40 000	80 000
$10^{14} \alpha_{2s}^{(c)}, \text{ см}^3/\text{сек}$	20,4	13,3	8,37	5,07	2,93	1,61
b_6	0,0401	0,149	0,337	0,585	0,839	1,17
$\tilde{b}_6$	0,0276	0,116	0,294	0,564	0,911	1,30
$\frac{I_{H\beta}}{I_{\lambda=3650 \text{ Å}}}$ $N_e > 10^8 \text{ см}^{-3}$	90	145	210	255	240	180
$N_e < 300 \text{ см}^{-3}$	80	130	180	210	200	155
b_4	0,0042	0,0490	0,203	0,489	0,875	1,32
$\tilde{b}_4$	0,0039	0,0475	0,203	0,500	0,915	1,41
$10^{28} \frac{\varepsilon_{H\delta}}{N_e N_p}, \text{ эрг} \cdot \text{см}^3/\text{сек} \cdot \text{стерад}$	103	56,5	29,3	14,4	6,78	3,05
$\frac{I_{H\delta}}{I_{H\beta}}$ $N_e > 10^8 \text{ см}^{-3}$	0,33	0,31	0,30	0,28	0,27	0,26
$N_e < 300 \text{ см}^{-3}$	0,24	0,25	0,26	0,26	0,26	0,27
$\frac{I_{H\alpha}}{I_{H\beta}}$ $N_e > 10^8 \text{ см}^{-3}$	2,57	2,63	2,69	2,79	2,88	2,98
$N_e < 300 \text{ см}^{-3}$	3,30	3,05	2,87	2,76	2,70	2,67

в спектроскопических работах часто приводят интенсивности линии H_β , то в табл. 1 даны отношения $I_{H\beta}/I_{\lambda=3650 \text{ Å}}$; эти отношения вычислены для двух случаев: для $N_e > 10^8 \text{ см}^{-3}$ — с использованием b_4 и без учета двухквантового излучения — и для $N_e < 300 \text{ см}^{-3}$ — с использованием $\tilde{b}_4$ и с учетом двухквантового непрерывного излучения. В двух следующих строках табл. 1 даны множители b_4 и $\tilde{b}_4$.



Фиг. 3. Величины бальмеровского (а) и пашеновского (б) скачков для различных электронных плотностей и температур

Чтобы фиг. 1, 2 можно было использовать для абсолютных фотометрических измерений, в последних строках табл. 1 даны величины $\varepsilon_{H\delta}$ (для больших электронных плотностей) и отношения $I_{H\delta}/I_{H\beta}$ и $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ (для больших и малых плотностей).

Пользуясь вычисленными значениями I_λ , мы нашли теоретические значения величины бальмеровского и пашеновского скачков для различных

$T_e, ^\circ K$

n	42 0	2'00	5000	10 000	20 000	40 000	80 000	160 000	320 000	640 000	1 280 000
1	45,2	31,8	22,3	15,5	10,6	7,01	4,46	2,69	1,52	0,809	0,402
2	24,8	17,2	11,6	7,66	4,82	2,87	1,61	0,844	0,418	0,197	0,0884
3	46,7	41,2	7,30	4,53	2,67	1,47	0,758	0,371	0,173	0,0770	0,0334
4	12,2	8,01	5,01	2,96	1,64	0,857	0,422	0,198	0,087	0,0385	0,0162
5	9,46	6,04	3,60	2,05	1,09	0,547	0,260	0,118	0,0519	0,0221	0,00918
6	7,53	4,65	2,72	1,48	0,763	0,371	0,172	0,0766	0,0332	0,0139	0,00572
7	6,15	3,68	2,40	1,11	0,559	0,265	0,121	0,0529	0,0225	0,00937	0,00382
8	5,11	3,01	1,66	0,860	0,421	0,197	0,0880	0,0381	0,0161	0,00653	0,00258
9	4,30	2,48	1,34	0,679	0,327	0,150	0,0660	0,0284	0,0119	0,00487	0,00196
10	3,65	2,07	1,10	0,547	0,259	0,117	0,0513	0,0218	0,00906	0,00369	0,00148
11	3,15	1,75	0,909	0,447	0,209	0,0935	0,0403	0,0171	0,00708	0,00287	0,00115
12	2,74	1,49	0,764	0,370	0,171	0,0758	0,0327	0,0137	0,00564	0,00228	0,000907
13	2,40	1,29	0,650	0,311	0,142	0,0624	0,0268	0,0112	0,00457	0,00184	0,000731
14	2,11	1,12	0,558	0,264	0,120	0,0523	0,0222	0,00923	0,00376	0,00151	0,000598
15	1,87	0,977	0,482	0,226	0,101	0,0442	0,0187	0,00772	0,00314	0,00125	0,000496
16	1,67	0,861	0,420	0,195	0,0871	0,0377	0,0158	0,00653	0,00264	0,00105	0,000416
17	1,49	0,761	0,368	0,170	0,0751	0,0324	0,0136	0,00557	0,00225	0,000896	0,000352
18	1,34	0,679	0,325	0,149	0,0653	0,0281	0,0117	0,00480	0,00193	0,000768	0,000302
19	1,21	0,607	0,289	0,131	0,0574	0,0245	0,0102	0,00416	0,00167	0,000663	0,000260
20	1,10	0,546	0,258	0,116	0,0508	0,0215	0,00893	0,00363	0,00146	0,000577	0,000226
21	0,997	0,492	0,231	0,103	0,0450	0,0190	0,00787	0,00319	0,00128	0,000505	0,000198
22	0,910	0,445	0,208	0,0926	0,0402	0,0169	0,00697	0,00282	0,00113	0,000445	0,000174
23	0,832	0,405	0,188	0,0835	0,0360	0,0151	0,00621	0,00251	0,00100	0,000395	0,000154
24	0,763	0,369	0,170	0,0751	0,0324	0,0135	0,00555	0,00224	0,000892	0,000351	0,000137
25	0,704	0,338	0,155	0,0679	0,0292	0,0122	0,00499	0,00201	0,000799	0,000314	0,000122
26	0,649	0,310	0,141	0,0618	0,0265	0,0110	0,00450	0,00181	0,000719	0,000282	0,000110
27	0,601	0,285	0,129	0,0564	0,0241	0,0100	0,00408	0,00164	0,000649	0,000255	0,0000990
28	0,557	0,263	0,119	0,0518	0,0220	0,00910	0,00370	0,00148	0,000588	0,000231	0,0000895
29	0,517	0,243	0,109	0,0475	0,0201	0,00831	0,00338	0,00135	0,000535	0,000209	0,0000813
30	0,481	0,225	0,101	0,0437	0,0184	0,00761	0,00309	0,00123	0,000488	0,000191	0,0000740
31	0,448	0,209	0,0931	0,0403	0,0170	0,00699	0,00283	0,00113	0,000446	0,000174	0,0000676
32	0,419	0,194	0,0864	0,0373	0,0156	0,00643	0,00260	0,00104	0,000409	0,000160	0,0000619
33	0,392	0,181	0,0802	0,0345	0,0145	0,00594	0,00240	0,000955	0,000376	0,000147	0,0000568
34	0,367	0,169	0,0745	0,0321	0,0134	0,00549	0,00221	0,000881	0,000347	0,000135	0,0000523
35	0,345	0,158	0,0694	0,0298	0,0124	0,00509	0,00205	0,000815	0,000320	0,000125	0,0000483
36	0,324	0,148	0,0648	0,0278	0,0116	0,00473	0,00190	0,000755	0,000297	0,000116	0,0000446
37	0,305	0,139	0,0606	0,0259	0,0108	0,00440	0,00177	0,000701	0,000275	0,000107	0,0000414
38	0,288	0,130	0,0569	0,0243	0,0101	0,00410	0,00165	0,000652	0,000256	0,0000995	0,0000384
39	0,271	0,123	0,0535	0,0227	0,00941	0,00383	0,00153	0,000608	0,000238	0,0000926	0,0000357
40	0,257	0,116	0,0504	0,0213	0,00882	0,00358	0,00143	0,000567	0,000222	0,0000864	0,0000333

электронных температур и плотностей водородной плазмы:

$$D_B = \lg \frac{\varepsilon_{ff} + \sum_{n=2}^{\infty} \varepsilon_n + \varepsilon_{2q}}{\varepsilon_{ff} + \sum_{n=3}^{\infty} \varepsilon_n + \varepsilon_{2q}} \bigg|_{\lambda=3650 \text{ \AA}}, \quad (8)$$

$$D_P = \lg \frac{\varepsilon_{ff} + \sum_{n=3}^{\infty} \varepsilon_n + \varepsilon_{2q}}{\varepsilon_{ff} + \sum_{n=4}^{\infty} \varepsilon_n + \varepsilon_{2q}} \bigg|_{\lambda=8208 \text{ \AA}}.$$

Эти величины приведены на фиг. 3.

ЛИНЕЙЧАТЫЙ СПЕКТР ВОДОРОДА

Теория рекомбинационного спектра водорода в работах Ситона [9, 10] приведена к виду, удобному для многих расчетов. Пользуясь формулами и таблицами этих статей, мы рассчитали наиболее употребительные параметры, необходимые для анализа линейчатого спектра, в широком диапазоне электронных температур.

В табл. 2 приведены коэффициенты рекомбинации на дискретные уровни водородного атома.

Таблица 3

	$T_e, ^\circ\text{K}$										
	1250	2500	5000	10 000	20 000	40 000	80 000	160 000	320 000	640 000	1 280 000
$\sum_{n=1}^{\infty} C_n$	172	108	67,3	41,2	24,8	14,6	8,34	4,61	2,44	1,23	0,592
$\sum_{n=2}^{\infty} C_n$	127	76,4	45,0	25,8	14,2	7,57	3,88	1,92	0,918	0,422	0,190
K_1	0,53	0,55	0,54	0,52	0,50	0,48	0,45	0,42	.38	.35	.35
K_2	.52	.50	.48	.45	.42	.38	.35	.33	.32	.33	.44

В табл. 3 даны суммарные коэффициенты рекомбинации на все уровни и на все возбужденные уровни, а также величины, определяющие среднюю энергию рекомбинирующего электрона в единицах средней тепловой энергии свободного электрона. Эти величины вычислены как отношения сумм параметров β_n , которые даны в [9], к $3/2$ суммарного коэффициента рекомбинации:

$$K_1 = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \beta_n}{\frac{3}{2} \sum_{n=1}^{\infty} C_n} \text{ и } K_2 = \frac{\sum_{n=2}^{\infty} \beta_n}{\frac{3}{2} \sum_{n=2}^{\infty} C_n}. \quad (9)$$

Величины K_1 удобны при расчете энергетического баланса свободных электронов в среде, прозрачной в лаймановском континууме; величины K_2 удобны при аналогичных расчетах для среды, оптическая толщина которой в лаймановском континууме велика.

В табл. 4 приведены параметры $b_n e^{x_n}$. В ходе вычислений этих параметров использовалось трехчленное разложение гаунтовских множителей $g_{nn'}$, приведенное в [12].

Таблица 4а

Параметр $b_n e^{x_n}$, случай А

n	T _e , °K										
	1250	2500	5000	10 000	20 000	40 000	80 000	160 000	320 000	640 000	1 280 000
2	0,0390	0,0690	0,119	0,202	0,330	0,517	0,771	1,09	1,48	1,92	2,39
3	.0456	.0794	.134	.219	.342	.505	.711	0,955	1,23	1,53	1,84
4	.0560	.0959	.157	.249	.372	.528	.715	.926	1,16	1,40	1,66
5	.0676	.113	.181	.277	.401	.552	.725	.917	1,12	1,34	1,53
6	.0794	.130	.204	.303	.426	.572	.736	.913	1,10	1,30	1,50
7	.0912	.146	.225	.326	.449	.590	.747	.915	1,09	1,27	1,46
8	.103	.163	.244	.346	.468	.605	.753	.917	1,08	1,23	1,43
9	.114	.177	.261	.364	.484	.619	.762	.918	1,08	1,24	1,41
10	.124	.191	.276	.380	.499	.630	.772	.920	1,07	1,23	1,39
11	.135	.204	.291	.394	.512	.640	.778	.922	1,07	1,22	1,37
12	.145	.216	.304	.403	.524	.649	.784	.923	1,07	1,21	1,36
13	.155	.227	.317	.420	.534	.656	.789	.925	1,06	1,21	1,35
14	.164	.238	.328	.431	.544	.666	.794	.926	1,06	1,20	1,34
15	.173	.248	.338	.441	.552	.673	.798	.928	1,06	1,20	1,33
16	.182	.258	.348	.450	.561	.679	.802	.929	1,06	1,19	1,32
17	.189	.267	.357	.458	.567	.685	.806	.931	1,06	1,19	1,32
18	.197	.276	.366	.467	.574	.691	.810	.932	1,06	1,18	1,31
19	.205	.284	.374	.474	.581	.696	.813	.934	1,06	1,18	1,31
20	.212	.291	.382	.482	.589	.701	.816	.935	1,06	1,18	1,30
21	.219	.299	.389	.488	.595	.705	.819	.936	1,06	1,18	1,30
22	.226	.306	.396	.494	.600	.709	.822	.938	1,06	1,18	1,30
23	.232	.313	.403	.501	.605	.713	.825	.939	1,06	1,17	1,29
24	.238	.319	.409	.505	.610	.717	.827	.940	1,06	1,17	1,29
25	.244	.325	.415	.510	.615	.721	.830	.941	1,06	1,17	1,29
26	.250	.331	.420	.516	.619	.724	.832	.943	1,06	1,17	1,28
27	.256	.337	.423	.521	.623	.728	.835	.944	1,06	1,17	1,28
28	.261	.342	.432	.527	.627	.731	.837	.945	1,06	1,17	1,28
29	.266	.348	.436	.532	.631	.734	.839	.946	1,06	1,17	1,28
30	.271	.353	.441	.536	.635	.737	.841	.947	1,06	1,17	1,28

Таблица 4б

Параметр $b_n e^{x_n}$, случай В

n	T _e , °K										
	1250	2500	5000	10 000	20 000	40 000	80 000	160 000	320 000	640 000	1 280 000
3	0,155	0,262	0,430	0,681	1,03	1,49	2,03	2,73	3,48	4,27	5,12
4	.132	.220	.352	.546	0,801	1,12	1,50	1,92	2,38	2,87	3,38
5	.135	.221	.347	.522	.745	1,01	1,32	1,66	2,02	2,40	2,79
6	.144	.232	.358	.523	.728	0,969	1,24	1,53	1,84	2,16	2,49
7	.155	.245	.371	.531	.726	.948	1,19	1,46	1,73	2,02	2,31
8	.167	.260	.386	.543	.728	.937	1,16	1,41	1,66	1,92	2,18
9	.179	.274	.399	.553	.732	.930	1,14	1,37	1,60	1,85	2,09
10	.190	.288	.413	.564	.737	.927	1,13	1,34	1,56	1,79	2,02
11	.202	.301	.426	.574	.742	.924	1,12	1,32	1,53	1,75	1,96
12	.213	.313	.438	.584	.747	.922	1,11	1,31	1,51	1,71	1,92

Таблица 4б (окончание)

n	T _e , °K										
	1200	2000	5000	10 000	20 000	40 000	80 000	160 000	320 000	640 000	1 280 000
13	.223	.325	.450	.593	.752	.921	1,10	1,29	1,48	1,63	1,88
14	.234	.336	.460	.602	.758	.925	1,10	1,28	1,47	1,66	1,85
15	.243	.347	.470	.610	.761	.925	1,10	1,27	1,45	1,63	1,82
16	.253	.357	.479	.617	.767	.926	1,09	1,26	1,44	1,62	1,79
17	.262	.366	.488	.624	.770	.927	1,09	1,26	1,43	1,60	1,77
18	.270	.375	.496	.631	.773	.929	1,09	1,25	1,42	1,59	1,76
19	.279	.384	.504	.637	.778	.930	1,03	1,24	1,41	1,57	1,74
20	.287	.392	.512	.643	.784	.931	1,03	1,24	1,40	1,56	1,72
21	.294	.399	.518	.648	.788	.932	1,08	1,24	1,39	1,55	1,71
22	.301	.407	.525	.653	.791	.934	1,08	1,23	1,39	1,54	1,70
23	.308	.414	.532	.659	.795	.935	1,03	1,23	1,38	1,53	1,69
24	.315	.420	.537	.662	.798	.937	1,08	1,23	1,37	1,52	1,68
25	.322	.427	.543	.667	.801	.938	1,08	1,22	1,37	1,52	1,67
26	.328	.433	.548	.671	.804	.939	1,08	1,22	1,36	1,51	1,66
27	.334	.439	.553	.676	.807	.941	1,08	1,22	1,35	1,51	1,65
28	.340	.445	.559	.682	.810	.942	1,08	1,22	1,36	1,50	1,64
29	.346	.450	.564	.686	.813	.943	1,08	1,21	1,35	1,49	1,64
30	.352	.456	.568	.690	.815	.945	1,08	1,21	1,35	1,49	1,63

Таблица 5а

Бальмеровский декремент, случай А

n	T _e , °K										
	1250	2500	5000	10 000	20 000	40 000	80 000	160 000	320 000	640 000	1 280 000
3	175	179	184	190	193	203	215	223	229	235	240
4	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
5	63,5	62,3	60,8	58,7	56,8	55,0	53,5	52,2	51,2	50,3	49,7
6	43,8	42,0	40,2	37,6	35,4	33,5	31,8	30,5	29,5	28,7	28,0
7	31,9	29,9	28,1	25,7	23,6	21,9	20,5	19,4	18,5	17,8	17,3
8	24,2	22,4	20,5	18,3	16,6	15,1	14,0	13,1	12,4	11,8	11,4
9	18,9	17,2	15,4	13,6	12,1	10,9	9,9	9,2	8,7	8,2	7,9
10	15,1	13,5	12,0	10,4	9,1	8,1	7,3	6,7	6,3	6,0	5,7
11	12,3	10,9	9,5	8,1	7,0	6,2	5,6	5,1	4,7	4,4	4,2
12	10,2	8,9	7,6	6,5	5,5	4,8	4,3	3,9	3,6	3,4	3,2
13	8,6	7,4	6,3	5,2	4,5	3,9	3,4	3,1	2,9	2,7	2,5
14	7,3	6,2	5,2	4,3	3,6	3,1	2,8	2,5	2,3	2,1	2,0
15	6,2	5,2	4,4	3,6	3,0	2,6	2,3	2,0	1,9	1,7	1,6
16	5,4	4,5	3,7	3,0	2,5	2,1	1,9	1,7	1,5	1,4	1,3
17	4,7	3,9	3,2	2,6	2,1	1,8	1,6	1,4	1,3	1,2	1,1
18	4,1	3,4	2,7	2,2	1,8	1,5	1,3	1,2	1,1	0,99	0,93
19	3,6	2,9	2,4	1,9	1,6	1,3	1,1	1,0	0,91	.84	.79
20	3,2	2,6	2,1	1,7	1,4	1,1	0,98	0,86	.78	.72	.67
21	2,9	2,3	1,8	1,4	1,2	0,99	.85	.75	.67	.62	.53
22	2,6	2,0	1,6	1,3	1,0	.86	.74	.65	.59	.54	.50
23	2,3	1,8	1,4	1,1	0,91	.76	.66	.57	.51	.47	.44
24	2,1	1,6	1,3	1,0	.81	.67	.57	.50	.45	.41	.39
25	1,9	1,5	1,2	0,90	.72	.60	.51	.44	.40	.37	.34
26	1,7	1,3	1,0	.81	.65	.53	.45	.40	.36	.32	.30
27	1,6	1,2	0,94	.73	.58	.48	.41	.35	.32	.29	.27
28	1,5	1,1	.86	.66	.53	.43	.37	.32	.28	.26	.24
29	1,3	1,0	.78	.60	.48	.39	.33	.29	.26	.23	.22
30	1,2	0,93	.71	.55	.43	.35	.30	.26	.23	.21	.20

Бальмеровский декремент, случай В

n	$T_e, ^\circ K$										
	12 0	2500	5000	10 000	20 000	40 000	80 000	160 000	320 000	640 000	1280 000
3	254	257	263	269	279	288	298	307	315	321	327
4	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
5	53,9	53,0	52,0	50,4	49,0	47,7	46,5	45,5	44,7	44,0	43,5
6	33,7	32,6	31,4	29,6	28,1	26,8	25,6	24,6	23,9	23,3	22,8
7	23,0	21,8	20,6	19,1	17,8	16,6	15,6	14,9	14,3	13,8	13,4
8	16,7	15,6	14,4	13,1	12,0	11,0	10,3	9,7	9,2	8,8	8,5
9	12,6	11,6	10,5	9,4	8,5	7,7	7,1	6,6	6,3	6,0	5,7
10	9,8	8,9	8,0	7,0	6,2	5,6	5,1	4,8	4,5	4,2	4,1
11	7,8	7,0	6,2	5,4	4,7	4,2	3,8	3,5	3,3	3,1	3,0
12	6,4	5,6	4,9	4,2	3,7	3,2	2,9	2,7	2,5	2,3	2,2
13	5,3	4,6	4,0	3,4	2,9	2,6	2,3	2,1	1,9	1,8	1,7
14	4,4	3,8	3,2	2,7	2,4	2,1	1,8	1,7	1,5	1,4	1,4
15	3,7	3,2	2,7	2,3	1,9	1,7	1,5	1,3	1,2	1,2	1,1
16	3,2	2,7	2,3	1,9	1,6	1,4	1,2	1,1	1,0	0,94	0,89
17	2,8	2,3	1,9	1,6	1,3	1,2	1,0	0,91	0,83	.77	.73
18	2,4	2,0	1,7	1,4	1,1	0,97	0,85	.76	.70	.65	.61
19	2,1	1,7	1,4	1,2	0,97	.83	.72	.65	.59	.55	.51
20	1,9	1,5	1,2	1,0	.84	.71	.62	.55	.50	.46	.44
21	1,6	1,3	1,1	0,88	.73	.61	.53	.47	.43	.40	.37
22	1,5	1,2	0,96	.77	.63	.54	.46	.41	.37	.34	.32
23	1,3	1,1	.85	.68	.56	.47	.41	.36	.33	.30	.28
24	1,2	0,94	.75	.60	.49	.41	.36	.32	.29	.26	.25
25	1,1	.85	.67	.53	.44	.37	.32	.28	.25	.23	.22
26	0,97	.77	.61	.48	.39	.33	.28	.25	.22	.20	.19
27	.88	.69	.55	.43	.35	.29	.25	.22	.20	.18	.17
28	.80	.63	.49	.39	.32	.26	.22	.20	.18	.16	.15
29	.74	.57	.45	.35	.28	.24	.20	.18	.16	.15	.14
30	.68	.52	.41	.32	.26	.21	.18	.16	.14	.13	.12

В табл. 5 дан бальмеровский декремент. Из-за использования множителей $g_{nn'}$, вычисленных по формуле Бёджесса [12], наши параметры $b_n e^{x_n}$ систематически на несколько процентов превышают соответствующие параметры, вычисленные в [10], но в декременте это отличие практически не сказывается.

При использовании приведенных данных следует иметь в виду, что, как и предыдущие расчеты, теория [9, 10] требует уточнений при малых плотностях, когда необходимо принимать во внимание азимутальное расщепление уровней водородного атома, и при больших плотностях, когда становятся существенны тройные рекомбинации и переходы между уровнями под действием электронных ударов.

Выражаем глубокую благодарность Э. А. Витриченко за изготовление иллюстраций и персоналу ЭВМ «Минск-1» за помощь в работе.

Декабрь 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 29, 291.
2. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер. Межзвездная среда. Физматгиз, 1963.
3. L. Spitzer, J. L. Greenstein. Astrophys. J., 1951, 114, 407.
4. M. J. Seaton. Reports on progress in physics, 1960, 23, 313.
5. H. P. Glasco, H. Zirin. Astrophys. J. Suppl., 1964, 9, N 90.
6. R. M. Pengelly. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1964, 127, 145.
7. M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1955, 115, 279.
8. R. M. Pengelly, M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1964, 127, 165.
9. M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1959, 119, 81.
10. M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1959, 119, 90.
11. E. R. Capriotti. Astrophys. J., 1964, 139, 225.
12. A. Burgess. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1958, 118, 477.

ФОТОГРАФИЧЕСКАЯ ФОТОМЕТРИЯ
В ГАЛАКТИКЕ NGC 628

И. И. Проник, Е. К. Чуваев

Галактика NGC 628 изучалась по снимкам, полученным с применением электронно-оптического преобразователя и семи фильтров, кривые реакции которых приведены на фиг. 1.

Область ядра галактики NGC 628 излучает однородный по спектральному составу свет в области диаметром ~ 400 пс. Это наиболее плотная часть галактики, в которой излучение падает с расстоянием по экспоненте. Вне этой области излучение почти на порядок слабее, в нем увеличивается доля ультрафиолетового излучения, и оно значительно более плавно меняется с расстоянием от центра.

На расстоянии от 1 до 7 кпс от центра галактики было отмечено 60 H II областей, в которых излучение в фильтре H_{α} значительно превышает излучение во всех других фильтрах. Массы диффузных туманностей, светящихся в линии H_{α} , меняются от 10^4 до $10^6 M_{\odot}$. По числу и массам наиболее крупных диффузных туманностей NGC 628 похожа на M 33. В большинстве случаев в местах свечения водорода в линии H_{α} наблюдается повышенная плотность звезд по сравнению с соседними областями.

PHOTOGRAPHIC PHOTOMETRY IN NGC 628, by I. I. Pronik, K. K. Chuvaev. — NGC 628 has been investigated from photographs, which were obtained using an image converter tube and 7 filters, curves reactions of which are given on fig. 1.

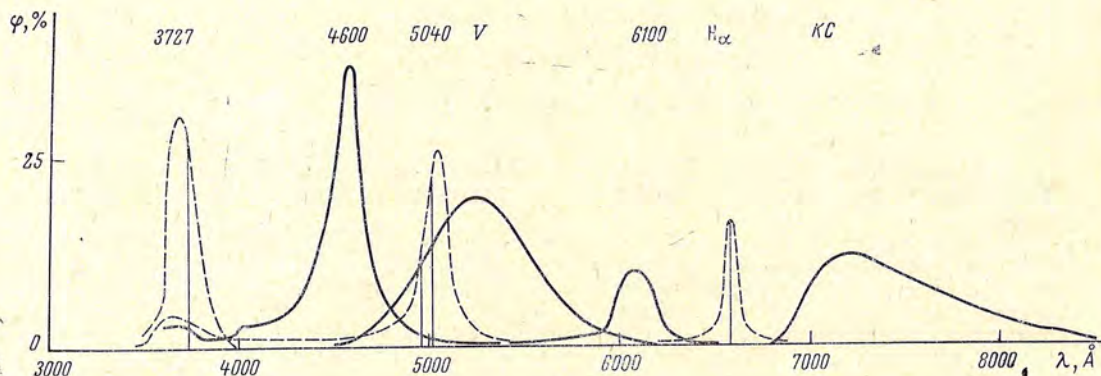
The region of a nucleus of NGC 628 radiates the light, homogeneous by its spectral composition, in the diameter of ~ 400 ps. It is the most dense part of the Galaxy, in the region of which the radiation fall with the distance on exponent. Outside this region the radiation is less intensive almost by one order, and a part of the ultra-violet radiation increases in it. The radiation in this region changes considerably more smoothly with the distance from the center.

60 H II regions, in which the radiation in H_{α} filter exceeds considerably the radiation in all other filters, are noted at the distance from 1 to 7 kps from the galactic center. Masses of diffuse nebulae luminous in H_{α} line, change from 10^4 to $10^6 M_{\odot}$. The number and masses of the largest diffuse nebulae NGC 628 is the same order as in M 33. In the most cases in places of hydrogen emission in H_{α} line the stellar density is higher then in the neighbouring regions.

Опыт применения электронно-оптического преобразователя (ЭОП) для фотографирования галактик с фильтрами в прямом фокусе 2,6-м рефлектора им. акад. Г. А. Шайна (ЗТШ) описан в [1]. В дальнейшем была сделана попытка использования имеющегося наблюдательного материала для получения некоторых количественных характеристик галактик. Мы приводим результаты исследования одной из наиболее близких галактик — NGC 628 (тип ScI, спектральный класс F5 (по Моргану fg), размер $10',6 \times 9',0$, интегральная $m_{pg} = 9^m,74$, модуль расстояния по красному смещению $29^m,2$, красное смещение $v = +687$ км/сек). Данные о галактике взяты из [2,3].

Галактика NGC 628 удобно ориентирована относительно луча зрения (см. фиг. 2) и содержит большое количество областей H II, что свидетельствует об ее относительной молодости.

Наибольшую информацию для изучения эволюции галактических систем дают их ядра и области Н II. Результаты исследования спектрального распределения энергии в ядрах неактивных галактик противоречивы. Фотоэлектрические измерения ядер нескольких десятков таких галактик с диафрагмой $\geq 20''$ [4,5] показывают, что ядра их красные и основную долю света ядер дают гиганты типов К и М. С другой стороны, исследование показателей цвета в ядрах спиральных галактик с перемычками в Бюраканской обсерватории показывает, что многие ядра размером до $4''$ — голубые. Так, из 16 галактик для 10 был получен показатель цвета ядра в интернациональной системе $IC \leq 0^m,5$ [6, 7].



Фиг. 1. Кривые реакции фильтров (пропускание фильтров $\times$ чувствительность фотокатода электронно-оптического преобразователя)

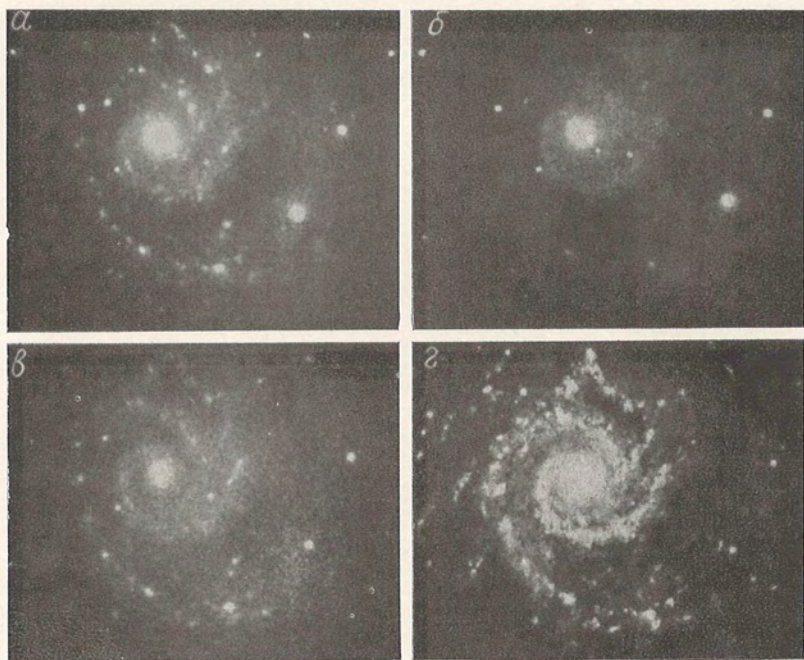
Вверху для каждого фильтра приведено его название. Кривые для фильтров, в которых возможно излучение водорода или кислорода, проведены штриховой линией. Вертикальные прямые показывают положение линий 3727, 4959, 5007 Å и H_{α} в галактике NGC 628 с учетом красного смещения

Для получения надежных физических характеристик ядер и Н II областей галактик необходимы тонкие спектральные исследования, позволяющие судить об изменении спектрального состава света на расстояниях нескольких секунд дуги при малых световых потоках. При таких исследованиях узкополосная фотометрия с применением ЭОПа имеет существенные преимущества. Для исследования нескольких десятков слабых деталей галактик со светосильными спектрографами число фотографий должно быть равно по крайней мере числу деталей. В нашем случае достаточно иметь число фотографий, равное числу фильтров. При этом применение ЭОПа сильно сокращает время наблюдений, не снижая сильно пространственного разрешения. В нашем случае разрешение было $\sim 2''$.

1. Наблюдения. В отличие от [1] наши наблюдения выполнялись с большим числом фильтров. Кривые реакции прибора с использованными фильтрами приведены на фиг. 1.

Фотометрическая стандартизация снимков осуществлялась впечатыванием на пленку ступенчатого ослабителя, а для абсолютной калибровки снимков галактики фотографировались внефокальные изображения звезд из скопления Плеяды. Звезды сравнения и NGC 628 наблюдались на близких зенитных расстояниях. Данные о звездах сравнения, взятые из [8], содержатся в табл. 1.

В табл. 2 приведены данные о наблюдениях NGC 628 и звезд сравнения, которые были выбраны для обработки из всего имеющегося материала. Время экспозиций в фильтрах было подобрано так, чтобы звезды класса G0 давали приблизительно одинаковые почернения на снимках во всех



50''

Фиг. 2. Фотографии NGC 628

α — в фильтре H_{α} ; β — в фильтре $6100 \text{ \AA}$; γ — в фильтре $3727 \text{ \AA}$; ζ — из атласа Хаббла

Таблица 1

Н мер II [8]	V	B - V	U - B	Sp
910	6 ^m 59	-0 ^m 028	-0 ^m 12	A0 V
436	6,80	+0,025	-0,07	B9 V
520	7,26	+0,035	+0,05	A0
736	10,02	+0,556	+0,09	F9

фильтрах, а область ядра еще не была передержана. Для иллюстрации на фиг. 2 приведены рабочие фотографии NGC 628 в трех фильтрах: H α , 6100 Å и 3727 Å. Здесь же приведена репродукция ее из атласа Хаббла (2).

Таблица 2

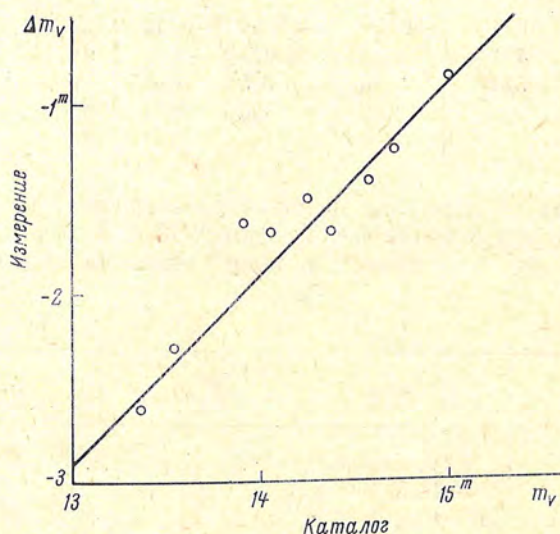
Объект	Дата	Число фотографий	Экспозиция
NGC 628	2.X 1965 г.	6	От 40 ^s до 10 ^m 30 ^s
NGC 628	15—16.X 1966 г.	21	От 8 ^s до 3 ^m 20 ^s
Звезда 910	15—16.X 1966 г.	14	От 8 ^s до 1 ^m 40 ^s
Звезда 436	15—16.X 1966 г.	14	От 8 ^s до 1 ^m 40 ^s
NGC 628	19—20.X 1966 г.	21	От 8 ^s до 3 ^m 20 ^s
Звезда 436	19—20.X 1966 г.	7	От 13 ^s до 1 ^m 45 ^s
Звезда 520	19—20.X 1966 г.	7	От 13 ^s до 1 ^m 45 ^s
Звезда 736	19—20.X 1966 г.	8	От 32 ^s до 3 ^m 40 ^s

2. О б р а б о т к а. Все негативы промерены на микрофотометрах МФ-2 и МФ-6 с круглой диафрагмой, которая вырезает на негативе кружок диаметром 2" (что соответствует диаметру изображений наиболее слабых звезд). Яркость деталей, заподозренных из сравнения снимков в фильтрах H α и 6100 Å как водородные, выражалась в единицах яркости наиболее плотной области ядра. В центральной области галактики были сделаны непрерывные измерения через каждые 2" на площадке 20" × 20", а также два фотометрических разреза длиной 40" через ядро (см. фиг. 7). При фотометрии H II областей учитывался фон соседних областей. Поскольку в центре галактики изучалась наиболее яркая область (на негативе $\frac{\text{отброс на детали}}{\text{отброс на фоне}} < 0,4$), фон мало влиял на результаты измерения и в этом случае не учитывался.

Для выяснения возможных ошибок, связанных с применением ЭОПа, были оценены яркости звезд в скоплении NGC 1342 по внефокальным снимкам в фильтре V. На фиг. 3 сравнены полученные относительные яркости с приведенными в [9]. Из фиг. 3 видно, что точность каждого измерения порядка 0^m,1, хотя случайные отклонения могут достигать 0^m,3.

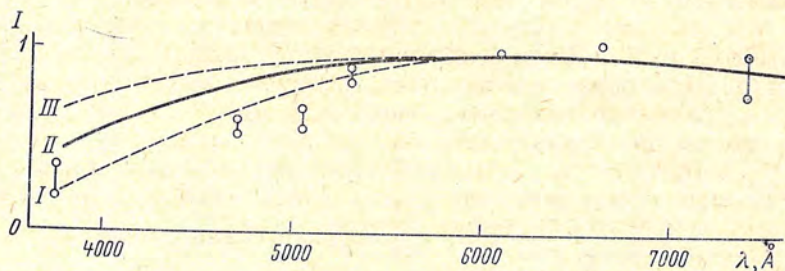
3. Р а с п р е д е л е н и е энергии в центральной области галактики NGC 628 было найдено из фотометрической привязки этой области к звездам сравнения в каждом фильтре. Распределение энергии в спектрах звезд сравнения было взято из [10]. При этом оказалось, что самая яркая область размером ~2" и окружающая ее область диаметром в 10" мало отличаются по характеру распределения энергии в спектре. На фиг. 4 представлены результаты наших измерений ядра NGC 628, осредненные в кружке диаметром 10". Там же для сравнения приведены фотоэлектрические измерения с диафрагмой 20" ядер

галактик Sc близких с NGC 628 спектральных типов [4]. При этом были выбраны данные для самого голубого, самого красного и среднего по цвету ядра такого типа галактик. Из фиг. 4 видно, что наши измерения ложатся на более или менее плавную кривую. Заметное отклонение от плавной



Фиг. 3. Сравнение блеска звезд скопления NGC 1342 по внефокальным снимкам и калибровочной шкале с каталожными значениями [9]

кривой наблюдается в фильтрах 4600 и 5040 Å. Полосы пропускания этих фильтров имеют длинные фиолетовые «крылья», учет которых при вычислениях очень затруднен. Несмотря на это, по-видимому, можно считать, что центральная область галактики NGC 628 является одной из наиболее красных из ядер известных галактик рассматриваемого типа. Учитывая

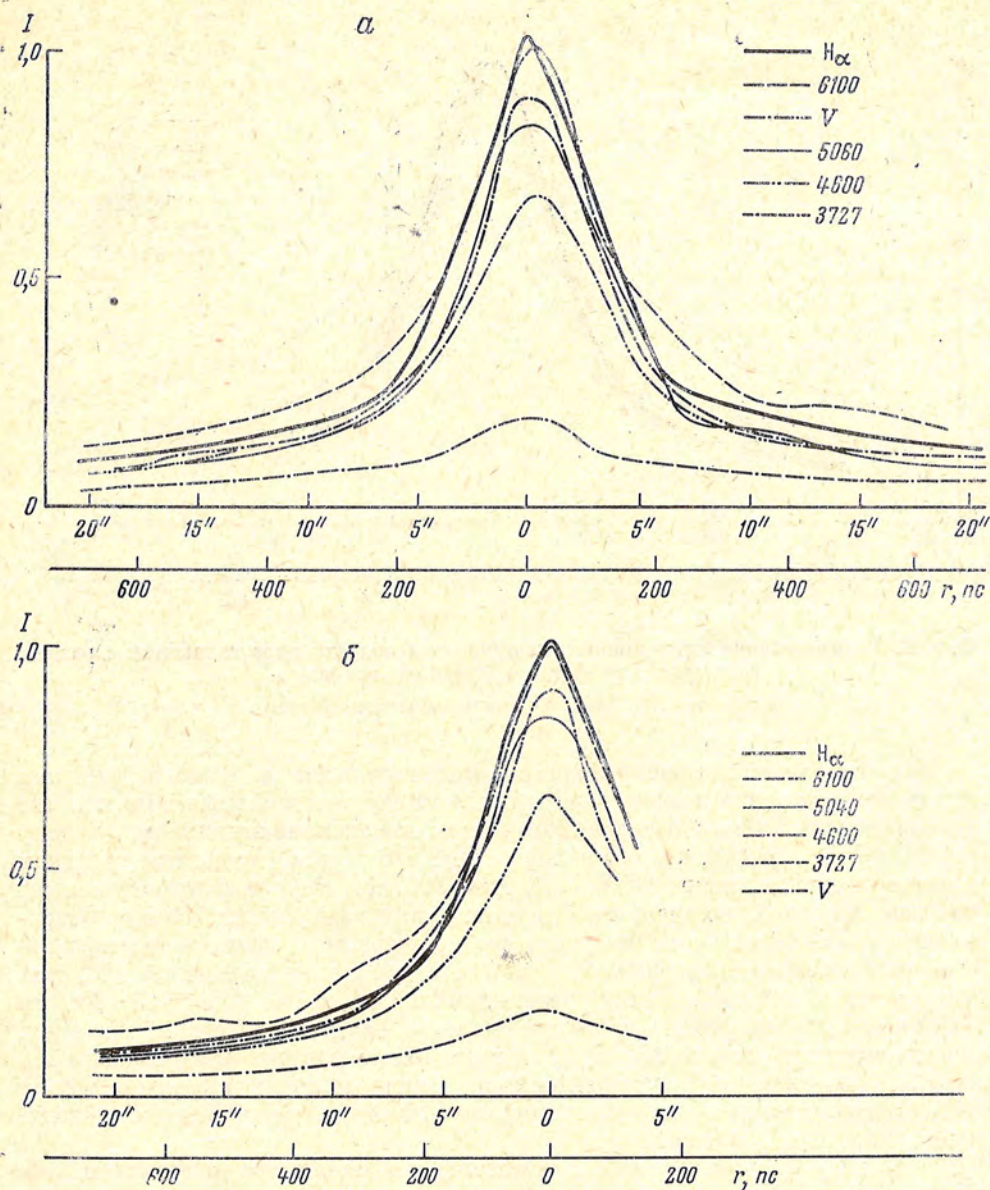


Фиг. 4. Распределение энергии в спектре центральной области NGC 628 диаметром 10" (кружки)

Для каждого фильтра приведены наименьшее и наибольшее из полученных значений интенсивности. Линиями показаны распределения энергии в спектрах галактик; I — NGC 4501, II — NGC 3810 и III — NGC 2903 согласно [4]

замечание, сделанное относительно фильтров 4600 и 5040 Å, для дальнейшей работы мы приняли, что распределение энергии в спектре ядра NGC 628 совпадает с данными [4] для ядра NGC 4501. Таким образом, мы получили возможность прокалибровать все наши измерения центральной области и H II-областей во всех фильтрах в одной шкале интенсивностей. В дальнейшем за единицу интенсивности была принята интенсивность излучения ядра NGC 628 в фильтре 6100 Å.

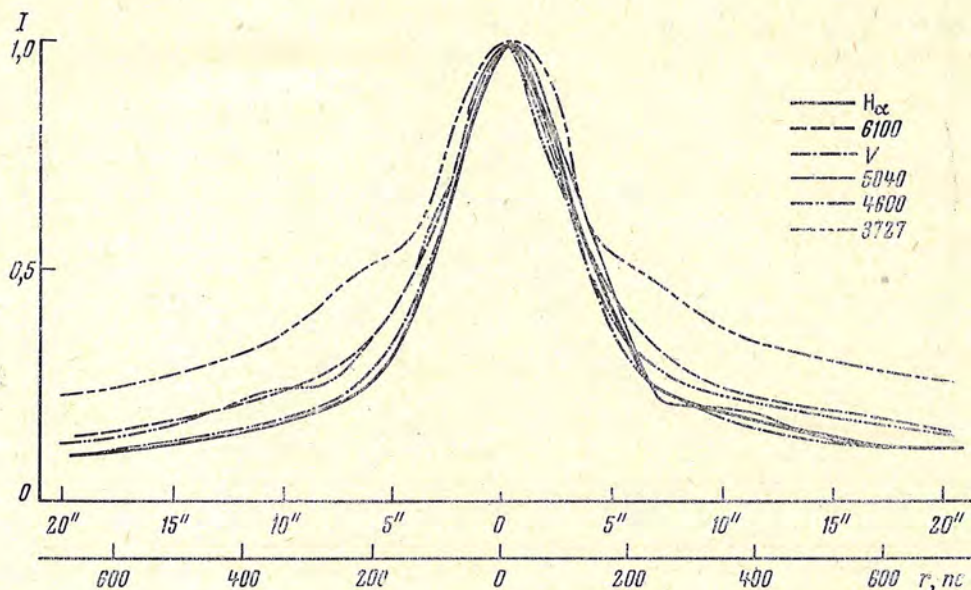
Исследование распределения энергии в области ядра NGC 628 проводилось путем сравнения фотометрических разрезов через ядро в разных



Фиг. 5. Распределение интенсивности излучения в центральной области галактики в разных фильтрах в двух фотометрических разрезах a , b (см. фиг. 7)

На фиг. b правое «крыло» искажено лежащей в этом районе звездой

направлениях на фотографиях, полученных в разные даты. Оказалось, что для отдельных дат в области диаметром $\sim 15''$ фотометрические разрезы в каждом фильтре совпадают с фотографической точностью. Результаты для разных дат зависят от качества изображения. При плохих изображениях ядро становится менее «острым», а «крылья» более яркими. Распределение энергии в центральной области галактики с расстоянием от центра в разных фильтрах для 2.X 1965 г. показано на фиг. 5. Направления разрезов a и b показаны на фиг. 7; 2.X 1965 г. диаметры наиболее слабых звезд были $\sim 2''$.



Фиг. 6. Распределение интенсивности излучения в области ядра галактики в разных фильтрах для фотометрического разреза *a*

[Интенсивности в каждом фильтре нормированы к максимальным (см. фиг. 7)]

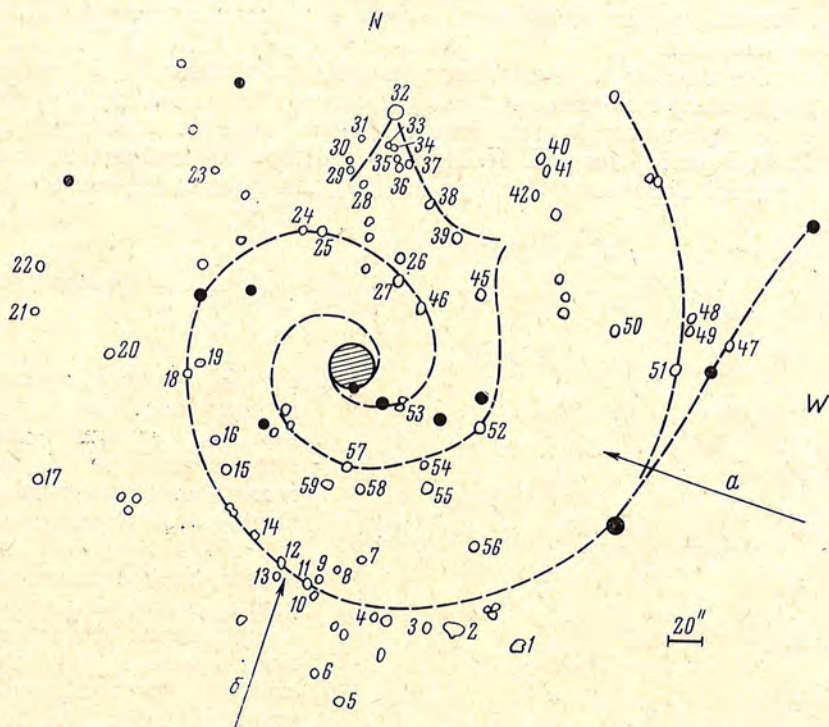
Из исследований распределения интенсивности в фотографических лучах известно, что многие галактики S имеют центральные области, где интенсивность света с расстоянием падает по экспоненциальному закону [11]. Из фиг. 5 видно, что эта область NGC 628 по исследованным участкам спектра имеет диаметр около $12''$, или 400 нс . Другие фотометрические разрезы, не совпадающие с *a* и *б*, дают такой же результат. На фиг. 6 приведены данные фиг. 5, *a*, при этом везде за единицу приняты максимальные интенсивности. Из фиг. 6 видно, что в области диаметром $10''$, или 350 нс , спектральный состав света ядра не меняется. Вне этой области увеличивается излучение в ультрафиолете. Таким образом, в областях, расположенных дальше 350 нс от центра, вклад ранних звезд в общее излучение, по-видимому, увеличивается. Вклад излучения газа в линии $3727 \text{ \AA}$ здесь, видимо, не существен, поскольку мы не наблюдаем увеличения излучения в линии H_α .

4. Яркость ядра. Фотометрическое сравнение центральной области NGC 628 и звезд сравнения позволило определить яркость ядра галактики. Для центральной области диаметром $10''$ средняя яркость в фильтре *V* оказалась $m_V = 19^m,30 \pm 0^m,03$ с квадратной секунды. По Б. А. Воронцову-Вельяминову [12], средняя в кружке диаметром $10''$ поверхностная яркость с квадратной секунды в ядре этой туманности в известной системе *B* $m_B = 19^m,2$. По нашему определению, в фильтре $4600 \text{ \AA}$, как наиболее близком из всех наших фильтров по $\lambda_{\text{эфф}}$ к системе *B*, $m_{4600} = 20^m,16 \pm 0^m,02$. Это расхождение велико, и мы его объяснить не могли.

5. Водородные образования. H II -области в галактике NGC 628 выделялись из сравнения негативов в фильтрах H_α и $6100 \text{ \AA}$ (см. фиг. 2, *a*, *б*). Было обнаружено 60 туманностей. Они показаны на схеме фиг. 7. Интенсивность деталей после учета интенсивности в соседних областях определялась в общей шкале интенсивностей, как сказано ранее. На фиг. 8 показаны распределения энергии в четырех самых ярких деталях, а также в трех слабых. Распределение энергии по спектру в деталях № 25, 24, 26, 37, 38, 55, 54, 43, 44, 51 аналогично детали

№ 29. Для всех этих деталей $0,1 < I_{H_{\alpha}} < 0,2$. Распределение энергии в остальных деталях аналогично деталям № 41 либо № 49, где $I_{H_{\alpha}} \leq 0,1$, а интенсивность в остальных фильтрах слаба либо равна нулю.

Из фиг. 8 следует, что максимальная интенсивность во всех деталях приходится на область линии H_{α} . В то время как по излучению в остальных фильтрах можно построить более или менее плавный ход интенсивности с длиной волны, в районе H_{α} она резко увеличивается. Мы считаем,



Фиг. 7. Схема распределения $H II$ -областей в галактике NGC 628 (светлые кружки, размеры их не соответствуют размерам туманностей)

Стрелками показаны направления фотометрических разрезов, приведенных на фиг. 5 и 6. Темными кружками обозначены звезды. Штриховой линией намечены спиральные ветви согласно фиг. 2,2

что это несомненное свидетельство свечения водорода в указанных деталях в линии H_{α} . В линиях кислорода 3727 Å, а также 4959 и 5007 Å все туманности, за исключением № 2, светятся слабо.

В детали № 2 яркость в линии H_{α} почти равна яркости ядра в фильтре 6100 Å. Это, по-видимому, самая мощная диффузная туманность в NGC 628. Известно, что и в нашей Галактике линии кислорода светятся только в наиболее плотных диффузных туманностях с более высокими степенями ионизации, таких как туманность Ориона, Лагуна, Омега [13]. Возможно, что в NGC 628 есть и другие мощные туманности, но размеры их значительно меньше предела разрешения нашей аппаратуры ($\sim 2''$), который соответствует на расстоянии галактики ~ 70 пс. В таких туманностях мы могли обнаружить только свечение в линии H_{α} .

Из фиг. 8 также следует, что во всех фильтрах, кроме H_{α} , интенсивность всех деталей имеет плавный ход с длиной волны. Детали излучают, кроме H_{α} , непрерывный спектр. Судя по интенсивности в линии H_{α} , доля газовой составляющей в непрерывном спектре должна быть мала [14]. Таким образом, в областях, где светится водород в линии H_{α} , в большинстве

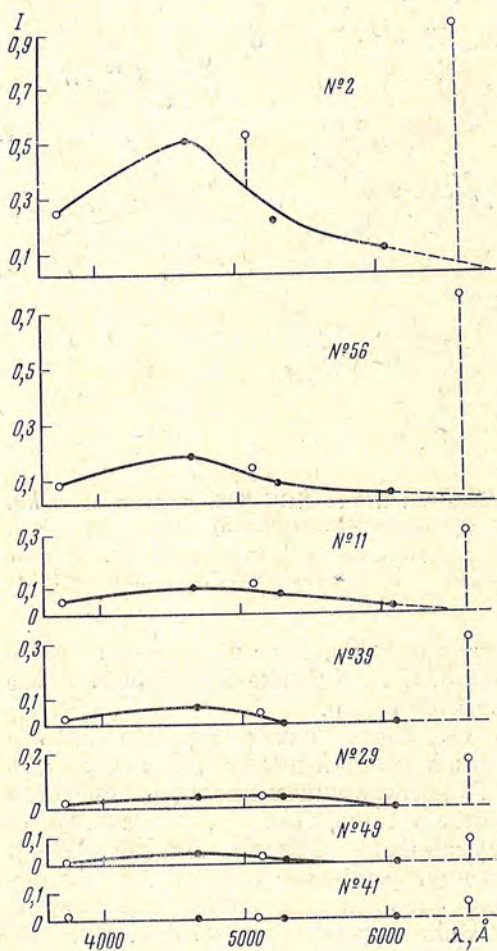
деталей наблюдается увеличение плотности звезд по сравнению с соседними областями. Судя по распределению энергии в непрерывном спектре деталей (фиг. 8), основная масса звезд в уплотнениях имеет спектральный класс $\sim G$. Таким образом, ранних звезд, которые возбуждают свечение туманностей в H_α , мы не наблюдали. Если исходить из размеров и интенсивности в H_α самой яркой туманности № 2, оказывается, что для ее возбуждения достаточно 2—3 звезды 05 [15]. В остальных туманностях их, видимо, не больше. Ясно, что мы на расстоянии с $m - M = 29^m$, 2 заметить следов их свечения даже в ультрафиолетовой области спектра не сможем.

Сведения об интенсивностях излучения в линии H_α , а также о размерах диффузных туманностей позволяют судить о их массах. Для определения масс туманностей мы пользовались методом, который применялся Р. Е. Гершбергом и Л. П. Метик в [16] при определении масс туманностей в нашей Галактике. Исходя из [16] для нашего случая можно получить формулу

$$\frac{M}{M_\odot} = 2,1 \cdot 10^4 I^{0,5} (\omega'')^{2,5},$$

где M — масса туманности, I — интенсивность ее излучения в линии H_α в единицах интенсивности ядра в фильтре H_α , ω'' — размер туманности в секундах дуги. При выводе этой формулы было принято, что в линии H_α и в соседней линии азота туманности излучают равное количество энергии. В табл. 3 приведены результаты определения масс и размеров туманностей. В первом столбце таблицы указаны номера туманностей согласно фиг. 7, в строке а приведены данные для туманностей с $0,1 < I_{H_\alpha} < 0,2$, а в строке б — с $I_{H_\alpha} \leq 0,1$.

В работе [17] Г. А. Шайн и В. Ф. Газе привели оценки масс диффузных туманностей в галактике М 33. Там было обнаружено две туманности с $M/M_\odot \sim 10^3$ и однанадцать туманностей с $M/M_\odot \sim 10^4$. Более мелкие туманности не исследовались. В работе Г. А. Шайна и В. Ф. Газе расстояние до М 33 принималось равным 240 кпс. По более поздним данным (атлас Хаббла) расстояние до нее ~ 800 кпс. Если учесть поправку за расстояние, то массы, полученные в [17], следует увеличить $\sim$ в 16 раз. Тогда оказывается, что массы наиболее плотных диффузных туманностей в галактиках NGC 628 и М 33 одного порядка.



Фиг. 8. Распределение энергии в спектрах некоторых деталей, светящихся в лучах H_α

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

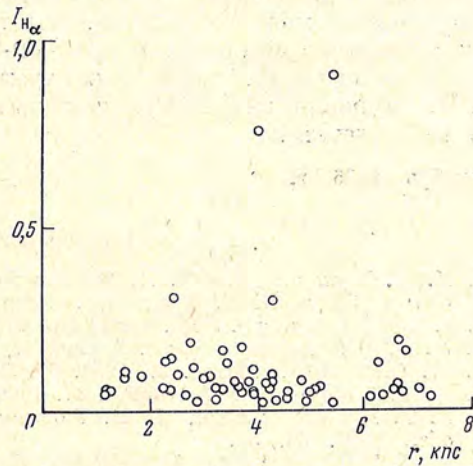
Таблица 3

Номер туманности	ω''	ω , пс	$10^{-4} \cdot M/M_{\odot}$
2	8	250	1,5
11	6	200	0,5
39	4,5	160	0,2
56	4,5	160	0,4
a	От 2 до 4,5	От 70 до 160	От 0,02 до 0,20
b	От 2 до 5,0	От 70 до 180	От 0,02 до 0,20

Необходимо отметить, что нами и в [17] определялся верхний предел масс туманностей, так как не учитывался эффект скважности — доля объема всей туманности, занятая светящимся газом. В разных случаях этот эффект может быть различным. Мы оценили массу диффузной туманности NGC 604 (член М 33), которая имеет размер $60'' \times 50''$, двумя способами. Оказалось, что масса, полученная по средней интенсивности в линии H_{α} и всему объему, в 15 раз больше массы, оцененной по светящимся волокнам. Можно ожидать, что аналогично могут быть завышены и массы туманностей в нашей табл. 3 и в [17].

Принимая во внимание эффект завышения масс вследствие учета скважности туманностей, мы можем сравнить полученные результаты с оценками масс туманностей в нашей Галактике. Р. Е. Гершберг и Л. П. Метик [16] привели результаты определения масс диффузных туманностей в окрестностях Солнца в радиусе ~ 3 кпс. В их списке содержится 159 туманностей, из них только одна имеет массу $\sim 10^4 M_{\odot}$ и девять $\sim 10^3 M_{\odot}$. Нет ни одной туманности с $M = 10^5 M_{\odot}$. По-видимому, такие туманности в нашей Галактике столь же редко встречаются, как и в М 33 и в NGC 628.

На фиг. 9 мы привели распределение по расстоянию от центра диффузных туманностей в NGC 628 и их интенсивности. На фиг. 9 видно, что области Н II в этой галактике наблюдаются почти непрерывно с расстояния 1 до 7 кпс с небольшим минимумом около 6 кпс от центра. Самые яркие туманности располагаются в области от 2 до 5 кпс от центра галактики.



Фиг. 9. Распределение Н II-областей в NGC 628

По оси абсцисс отложены расстояния от центра галактики, по оси ординат — интенсивности диффузных туманностей

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1) Наши результаты показывают, что применение электронно-оптических преобразователей при исследовании спектрального излучения многих десятков слабо светящихся деталей в галактиках позволяет получать надежный фотометрический материал при сокращении времени наблюдений.

2) Исследование спектрального распределения света в центральной области галактики NGC 628 показало, что в пределах ~ 400 пс от центра эта область излучает, как одно из самых красных ядер галактик аналогичного морфологического типа и спектрального класса [4]. В пределах этой области спектральный состав излучения ядра не меняется. Вне этой области возрастает доля ультрафиолетового излучения, что свидетельствует о возрастании количества ранних звезд с удалением от ядра. Центральная область диаметром ~ 400 пс самая плотная в галактике, в ее пределах излучение с расстоянием от ядра падает по экспоненциальному закону, вне ее — значительно более плавно.

3) Исследование масс 60 диффузных туманностей галактики NGC 628 показало, что наиболее мощная туманность имеет массу $\sim 1,5 \cdot 10^6 M_{\odot}$, кроме того, в галактике имеется около 10 туманностей с $M \sim 10^5 M_{\odot}$. Такие оценки масс близки к распределению масс в наиболее крупных диффузных туманностях галактики М 33 [17]. Остальные туманности имеют массы $10^4 M_{\odot}$. В большинстве случаев в местах свечения водорода в линии H_{α} наблюдается повышенная плотность звезд по сравнению с соседними областями.

Мы благодарны В. Б. Никонову, так как в настоящей работе частично использованы фотографии, полученные в ходе выполнения более широкой программы наблюдений внегалактических туманностей, проводимой в обсерватории при его участии. Мы также благодарны Э. А. Дибая за предоставление микрофотометра МФ-6, В. И. Пронику за обсуждение вопросов свечения диффузных туманностей, а также А. И. Брунс и А. И. Леушиной за большую помощь при выполнении работы и подготовке ее к печати.

Декабрь 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. М. М. Бутслов, И. М. Копылов, В. Б. Никонов, А. Б. Северный и К. К. Чуваев. Астрон. ж., 1962, 39, 315.
2. S. van den Bergh. Publ. David Dunlap Obs., 1960, 11, № 6, 159.
3. M. L. Humason et al. Astron. J., 1956, 61, 97.
4. W. G. Tifft. Astron. J., 1961, 66, 390; 1963, 68, 302.
5. H. L. Johnson. Astrophys. J., 1966, 143, 187.
6. А. Т. Каллоглян, Г. М. Товмасян. Сообщ. Бюраканской астрофиз. obs., 1964, 36, 31.
7. Г. М. Товмасян. Астрофизика, 1965, 1, 197.
8. H. L. Johnson, W. W. Morgan. Astrophys. J., 1953, 117, 313.
9. A. A. Noag, H. L. Johnson et al. Publ. Naval Obs., Ser. 2, 1961, 17.
10. Д. И. Гринстейн. Звездные атмосферы. ИЛ, 1963, стр. 97.
11. Ж. Вокулер. Стрoение звездных систем. ИЛ, 1962, стр. 386.
12. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Астрон. ж., 1965, 42, 1168.
13. H. L. Johnson. Astrophys. J., 1953, 118, 370.
14. В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 23, 3.
15. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер. Межзвездная среда, 1963, стр. 16.
16. Р. Е. Гершберг, Л. П. Метик. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 24, 148.
17. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1952, 9, 13.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ТУРБУЛЕНТНОСТИ
В ПРИМЕНЕНИИ К ЗВЕЗДНЫМ АТМОСФЕРАМ

О. П. Голландский, А. Т. Чуб

Здесь публикуются II и III части работы, I часть которой опубликована ранее. Во II части исследуется численными методами нелинейное дифференциальное уравнение, к которому приводится спектральное уравнение стационарной изотропной турбулентности с членом переноса энергии в форме Гейзенберга, учитывающее диссипацию энергии ударных волн. Получены численные решения при различных функциях ζ , входящих в это уравнение. Показано, что для тех функций ζ , производная которых $\zeta' \ll \zeta$, спектральная функция монотонно убывает во всей области определения. Для тех функций ζ , у которых в некотором интервале значений аргумента ζ' одного порядка величины с ζ или меньше ее, спектральная функция имеет относительный минимум. Стационарность такого рода спектра подвергается сомнению из физических соображений. В III части исследуется спектральное уравнение стационарной изотропной турбулентности с членом переноса энергии в форме Обухова, учитывающее диссипацию энергии ударных волн. Показано, что в области малых волновых чисел спектр

имеет вид $E(k) \sim k^{-\frac{3}{2}}$. В окрестности нуля $E(k) \sim k$.

THE INVESTIGATION OF THE SPECTRUM OF TURBULENCE IN THE APPLICATION FOR STELLAR ATMOSPHERES, by O. P. Gollandsky, A. T. Chub. — The 2nd and 3rd parts of the paper are published here. The first one is published earlier. In the second part the non-linear differential equation is investigated by numerical methods. To this equation the spectral one of the stationary isotropic turbulence with the energy transfer term in Heisenberg's form, taking into account the energy dissipation of shock waves, is reduced. Numerical solutions with different functions ζ , being a member of the equation, are obtained. It is shown, that for those functions, the derivative of which $\zeta' \ll \zeta$, the spectral function decreases monotonously all over the region of the determination. For those functions ζ , whose ζ' (in a certain interval of values of independent variable) is of the same order of magnitude as ζ itself, the spectral function has a relative minimum. The stationarity of such a kind of spectrum is found to be questionable from physical considerations. In the third part there is an investigation of the spectral equation of the stationary isotropic turbulence with the energy transfer term in Obukhov's form, taking into account the energy dissipation of shock waves. It is shown that in the region of small wave-numbers the spectrum has a form of $E(k) \sim k^{-\frac{3}{2}}$, in the vicinity of zero — $E(k) \sim k$.

ЧАСТЬ II. АНАЛИЗ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ
СПЕКТРАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ В «ПРОМЕЖУТОЧНОЙ
ОБЛАСТИ»

ВВЕДЕНИЕ

Эта часть работы по изучению спектра турбулентности в атмосферах горячих сверхгигантов тесно связана с I частью, опубликованной в [1]. Здесь продолжается исследование решения спектрального уравнения стационарной изотропной турбулентности при наличии диссипации энер-

гии ударных волн с членом переноса энергии в форме Гейзенберга [2].

$$\varepsilon = 2 \left(v + \kappa \int_k^\infty [E(k) k^{-3}]^{\frac{1}{2}} dk \right) \int_0^k E(k) k^2 dk + 2 \int_0^k \xi(k) [E(k) k]^{\frac{3}{2}} dk, \quad (1)$$

значения параметров которого берутся в применении к условиям в атмосферах указанных звезд.

Уравнение (1) приводится к дифференциальному уравнению

$$\frac{df}{dy} = \frac{4v + 4\kappa y + 2(2\xi - \kappa)f - \xi' f^2}{v + \kappa y + 2\xi f} \quad (2)$$

путем замены переменных [3]

$$y = \int_0^\infty \sqrt{\frac{E(k)}{k^3}} dk, \quad f = \sqrt{\frac{E(k)}{k}} \quad (3)$$

и с учетом того, что

$$\frac{d}{dk} = -\frac{f}{k} \frac{d}{dy}. \quad (4)$$

Величины y и f имеют размерность коэффициента кинематической вязкости ν , который для атмосфер ранних сверхгигантов порядка $10^5 \text{ см}^2/\text{сек}$ [4]; κ — некоторая безразмерная постоянная порядка единицы; $\xi = \xi(y)$ — безразмерная функция, монотонно возрастающая от нуля до единицы при y , изменяющемся от нуля до бесконечности. Эта функция определяет интенсивность диссипации энергии ударных волн в интервале $(y, y + dy)$ или соответственно $(k, k + dk)$; ξ' — производная ξ по y .

В [4] было получено аналитическое решение (2) в двух крайних случаях.

1) В области достаточно малых y , при которых можно полагать $\xi = \xi' = 0$. Решение в этом случае имеет вид

$$f(y) = \frac{4}{3} \left[y + \frac{\nu}{\kappa} - \frac{\nu^3}{\kappa(\nu + \kappa y)^2} \right]. \quad (5)$$

Непосредственная проверка показывает [4], что (5) справедливо и для значений $y \gg \nu$ (y порядка $10^{10} \text{ см}^2/\text{сек}$). Поэтому для таких y с большой степенью точности можно полагать

$$f(y) = \frac{4}{3} y, \quad (6)$$

чему соответствует согласно (3) и (4) колмогоровский спектр

$$E(k) \sim k^{-\frac{5}{3}}.$$

2) В области достаточно больших y , при которых можно полагать $\xi = \text{const}$ порядка единицы, а $\xi' = 0$, получается решение в виде выражения f как неявной функции y . Это выражение асимптотически распадается на две прямые:

$$f = A \left(y + \frac{\nu}{\kappa} \right) \approx Ay \quad (A > 0), \quad (7a)$$

$$f = B \left(y + \frac{\nu}{\kappa} \right) \approx By \quad (B < 0), \quad (7b)$$

из которых только (7a) совместимо с принятым нами аналитическим выражением для функции $\xi(y)$ (см. ниже). Прямой (7a) соответствует согласно (3) и (4) спектральная функция

$$E(k) \sim k^{-\sigma},$$

где

$$\sigma = 1 - 2A \text{ и } \frac{5}{3} < \sigma < 3.$$

В промежуточной области значений y [будем в дальнейшем называть эту область промежуточной областью, как для уравнения (1), так и для уравнения (2)] искать аналитическое решение (2), по-видимому, безнадежно. Поэтому приходится применять численные методы, чему и посвящена II часть работы.

Поведение решения уравнения (2) в промежуточной области представляет больший интерес по сравнению с рассмотренными крайними случаями, потому что именно в этой области спектр, получаемый из (1), начинает уклоняться от спектра, получаемого из уравнения Гейзенберга [5] (спектр, получаемый из (5), ведет себя подобно спектру последнего).

Что касается асимптотического решения (7а), то соответствующая ему спектральная функция неограниченно возрастает при $k \rightarrow 0$, тогда как реальный спектр турбулентности должен иметь максимум (в области энергосодержащих вихрей). Поэтому уравнение (1) можно считать приемлемым для не очень малых волновых чисел, в отношении которых есть уверенность в том, что соответствующие им вихри значительно меньше энергосодержащих.

1. ВЫБОР ВЫРАЖЕНИЙ ДЛЯ ФУНКЦИИ $\zeta(y)$

В [1] из физических соображений показано, что функция $\zeta(y)$ может быть представлена выражением

$$\zeta(y) = \frac{\beta y^{\delta \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right)}}{a + y^{\delta \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right)}}, \quad (8)$$

где α, β, δ, a — некоторые параметры:

$$0 < \beta < 1; \quad 1 \leq \delta \leq 5; \quad \frac{4}{3} \leq \alpha \leq 2. \quad (9)$$

К сожалению, в [1] приведены неверные выражения (14) для параметра a (при $\alpha = \alpha_{\text{макс}}$ и $\alpha = \alpha_{\text{мин}}$), размерность которых не равна размерности $y^{\delta \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right)}$. Эта ошибка не повлияла на дальнейшие результаты, так как все последующие рассуждения не зависели от структуры параметра a .

Правильное выражение для параметра a в рассматриваемых условиях должно быть таким:

$$a = \frac{1}{M^{\frac{\delta}{\alpha}}} \left(\frac{Hc}{\pi \alpha} \right)^{\delta \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right)}, \quad (10)$$

где M — число Маха основного масштаба движений, за который принята высота однородной атмосферы $H = RT/\mu g$; c — скорость звука в атмосфере звезды.

Из [4, 6] следует, что можно принять

$$M = 2; \quad H = 10^9 \text{ см}; \quad c = 2 \cdot 10^6 \text{ см/сек.}$$

Подставив эти значения в (10), получим

$$a = \frac{1}{2^{\frac{\delta}{\alpha}}} \left(\frac{2 \cdot 10^{15} \text{ см}^2/\text{сек}}{\pi \alpha} \right)^{\delta \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right)}. \quad (10')$$

Выражение (8) при различных значениях параметров α , β , δ , удовлетворяющих условиям (9), определяет целый класс допустимых функций ζ . Выбрав определенные значения этих параметров, можно получить частный вид функции ζ , удобный для вычислений. К таким функциям можно отнести

$$\zeta(y) = \frac{y}{10^{12} + y}, \quad (11)$$

$$\zeta(y) = \frac{y^2}{10^{24} + y^2}. \quad (12)$$

Первая из них получается при $\alpha = \delta = 2$, но при уменьшенном на два порядка соответствующем значении параметра a (10^4). Вторая получается при $\alpha = 2$, $\delta = 4$, но при a , уменьшенном на четыре порядка. Согласно рассуждениям, приведенным в [1, § 5], такое изменение величины параметра a приводит только к смещению промежуточной области на два порядка влево. Это можно непосредственно проверить, сравнивая (11) и (12) с их видоизменениями при $a = 10^{14}$ и $a = 10^{28}$ соответственно. Такое смещение не влияет на ход решения, так как коэффициент кинематической вязкости $\nu \approx 10^5 \text{ см}^2/\text{сек}$ по-прежнему остается на много порядков меньше тех значений y , которым соответствует смещенная промежуточная область.

Функции (11) и (12) вместе с тем являются типичными представителями функций класса (8). Это следует понимать в том смысле, что свойства функций класса (8), получаемых при других значениях α , β , δ , удовлетворяющих условиям (9), как показывает анализ, близки свойствам одной из функций (11) или (12). Однако мы не будем останавливаться на этом вопросе, поскольку он представляет чисто математический интерес.

2. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ (2)

Для численного решения (2) удобно перейти к безразмерным переменным

$$x = \frac{y}{\nu}, \quad \varphi = \frac{f}{\nu}, \quad (13)$$

которых мы будем вести все дальнейшее исследование. Из (13) следует, что $\frac{d\varphi}{dx} = \frac{df}{dy}$, т. е. ход функции $\varphi(x)$ подобен ходу функции $f(y)$.

В новых переменных (2) принимает вид [с учетом того, что $\zeta'(y) = 1/\nu \zeta'(x)$]

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{4 + 4\kappa x + 2(2\zeta - \kappa)\varphi - \zeta'\varphi^2}{1 + \kappa x + 2\zeta\varphi}, \quad (2')$$

где штрих обозначает теперь дифференцирование по x . Функции (11) и (12) в новых переменных принимают вид

$$\zeta(x) = \frac{x}{10^7 + x}, \quad (11')$$

$$\zeta(x) = \frac{x^2}{10^{14} + x^2}. \quad (12')$$

При вычислениях примем $\kappa = 1/2$, что физически допустимо, как показали исследования Праудмена [7].

Сделанные оценки показывают, что с точностью не менее 1% можно принять за нижнюю границу промежуточной области для (11') и (12') (при $\nu = 10^5 \text{ см}^2/\text{сек}$) $x_0 = 10^5$ и начать вычисления от этого значения x . Соответствующее значение $\varphi_0 = \varphi(10^5) = 4/3 \cdot 10^5$ находится по (6).

Решение проводилось методом Адамса — Крылова [8] по формуле

$$\varphi_{n+1} = \varphi_n + h \left(\Phi_n + \frac{1}{2} \Delta \Phi_n + \frac{5}{12} \Delta^2 \Phi_n \right),$$

где φ_n, φ_{n+1} — значения неизвестной функции при $x = x_n, x = x_{n+1}$ соответственно; Φ_n — правая часть (2') при $x = x_n$; $\Delta\Phi_n = \Phi_n - \Phi_{n-1}$; $\Delta^2\Phi_n = \Delta\Phi_n - \Delta\Phi_{n-1}$; $h = x_n - x_{n-1}$ — шаг решения, который был переменным в зависимости от скорости изменения Φ с x .

Результаты решения с функцией (11') приведены с некоторым сокращением (опущен ряд точек, между которыми φ_n и Φ_n изменяются незначительно) в первых трех столбцах табл. 1. Данные двух последних столбцов и их получение будут рассмотрены в п. 5 (это относится и к двум последующим таблицам.)

Таблица 1

x_n	φ_n	Φ_n	$\lg l_n$	$\lg E(h_n)$	x_n	φ_n	Φ_n	$\lg l_n$	$\lg E(h_n)$
$1 \cdot 10^5$	$1,333 \cdot 10^5$	1,334	0		6	9,630	1,715	-1,48	3,60
5	6,673	1,338	-0,26	0,42	7	11,380	1,726	-1,52	3,72
$1 \cdot 10^6$	$1,338 \cdot 10^6$	1,346	-0,42	0,71	8	13,111	1,735	-1,56	3,84
2	2,685	1,374	-0,58	1,02	9	14,850	1,742	-1,58	3,94
3	4,083	1,388	-0,69	1,22	$1 \cdot 10^8$	$1,659 \cdot 10^8$	1,748	-1,61	4,02
4	5,472	1,415	-0,77	1,41	2	3,410	1,777	-1,74	4,43
5	6,905	1,433	-0,83	1,55	3	5,211	1,785	-1,82	4,68
6	8,344	1,453	-0,88	1,69	4	6,991	1,790	-1,88	4,86
7	9,806	1,470	-0,93	1,80	5	8,782	1,793	-1,93	4,99
8	11,283	1,486	-0,97	1,91	6	10,576	1,795	-1,97	5,11
9	12,777	1,500	-1,00	2,00	7	12,372	1,7965	-2,01	5,21
$1 \cdot 10^7$	$1,428 \cdot 10^7$	1,513	-1,03	2,09	8	14,170	1,7976	-2,04	5,29
1,4	2,031	1,561	-1,12	2,37	9	15,968	1,7983	-2,07	5,37
2,0	2,969	1,607	-1,21	2,67	$1 \cdot 10^9$	$1,777 \cdot 10^9$	1,7990	-2,09	5,42
2,5	3,784	1,631	-1,26	2,86	3	5,380	1,8027	-2,25	5,86
3,0	4,601	1,652	-1,31	3,02	5	8,986	1,8034	-2,35	6,12
3,5	5,423	1,669	-1,35	3,16	7	12,592	1,8037	-2,42	6,30
4,0	6,260	1,681	-1,38	3,27	9	16,200	1,80381	-2,47	6,44
5,0	7,945	1,701	-1,44	3,46	$1 \cdot 10^{10}$	$1,800 \cdot 10^{10}$	1,80386	-2,50	6,51

Из табл. 1 видно, что в местах изменения шага несколько нарушается равномерность хода решения, что связано с особенностями самого метода. В общем же $\Phi_n = \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)_n$ монотонно возрастает от значения $4/3 = 1,333$, соответствующего колмогоровскому спектру, до $A = 1,80425$, соответствующего асимптотическому решению (7а) уравнения (2') при $x \rightarrow \infty$ для $\beta = 1, \kappa = 0,5$ [см. [1] формулу (27)].

Таким образом, при $\zeta(x)$ вида (11') переход от спектра, соответствующего колмогоровскому (в представлении функции $\varphi(x)$), к асимптотическому происходит с постоянным возрастанием крутизны в интервале x приблизительно от 10^6 до 10^9 .

Решение уравнения (2') с функцией (12') проводилось на ЭВМ «Минск-1» в интервале значений x от 10^5 до $9 \cdot 10^8$ с постоянным шагом $h = 10^5$. Из полученных 9 тыс. значений φ_n и Φ_n в табл. 2 приведен ряд значений этих величин, достаточно хорошо показывающий их изменение с x . Из табл. 2 видно, что Φ_n , в отличие от случая функции (11'), сначала убывает от значения 1,333 при $x = 10^5$ до 1,221 при $x = 4 \cdot 10^6$. После этого Φ_n возрастает до 1,808 (что только на 0,004 больше асимптотического) при $x = 2 \cdot 10^8$, а затем очень медленно убывает до асимптотического значения. Ввиду того что Φ_n везде положительно, функция $\varphi(x)$ и в этом случае возрастает монотонно с x .

Таблица 2

x_n	φ_n	Φ_n	$\lg k_n$	$\lg E(k_n)$	x_n	φ_n	Φ_n	$\lg k_n$	$\lg E(k_n)$
$1 \cdot 10^5$	$1,333 \cdot 10^5$	1,333	— 0	0	$1 \cdot 10^7$	$1,280 \cdot 10^7$	1,383	—1,13	2,00
5	6,660	1,327	—0,26	0,43	1,1	1,419	1,417	—1,16	2,13
$1 \cdot 10^6$	$1,328 \cdot 10^6$	1,342	—0,42	0,69	1,2	1,532	1,449	—1,19	2,26
1,5	1,981	1,292	—0,53	0,85	1,3	1,709	1,479	—1,22	2,38
2,0	2,623	1,270	—0,62	0,95	1,4	1,858	1,503	—1,24	2,49
2,5	3,255	1,250	—0,68	1,03	1,5	2,009	1,531	—1,26	2,63
3,0	3,878	1,235	—0,74	1,09	$1,68 \cdot 10^7$	$2,288 \cdot 10^7$	1,571	—1,30	2,78
3,5	4,494	1,225	—0,79	1,14	2	2,799	1,625	—1,35	3,03
4,0	5,105	1,221	—0,83	1,20	3	4,478	1,720	—1,44	3,52
4,5	5,716	1,222	—0,87	1,25	4	6,220	1,760	—1,51	3,81
5,0	6,327	1,227	—0,90	1,31	5	7,990	1,780	—1,57	4,01
5,5	6,942	1,236	—0,93	1,37	6	9,776	1,791	—1,61	4,16
6,0	7,562	1,247	—0,96	1,44	7	11,551	1,797	—1,65	4,28
6,5	8,187	1,261	—0,99	1,51	8	13,368	1,801	—1,68	4,38
7,0	8,820	1,277	—1,01	1,58	9	15,170	1,803	—1,71	4,45
7,5	9,461	1,294	—1,04	1,65	$1 \cdot 10^8$	$1,697 \cdot 10^8$	1,805	—1,74	4,53
8,0	10,011	1,311	—1,06	1,72	2	3,505	1,808	—1,86	4,86
8,5	10,768	1,329	—1,08	1,79	3	5,312	1,807	—1,94	5,07
9,0	11,436	1,347	—1,10	1,86	5	8,926	1,803	—2,04	5,32
9,6	12,248	1,369	—1,12	1,94	7	12,538	1,8058	—2,11	5,51
					9	16,149	1,8054	—2,16	5,64

3. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ (2') С БЫСТРО ИЗМЕНЯЮЩИМИСЯ ФУНКЦИЯМИ ζ

В [1] при выводе выражения (8) для функций $\zeta(y)$ предполагалось, что процесс нарастания диссипации энергии в области малых волновых чисел протекает относительно медленно, в интервале, где k меняется на много порядков. В соответствии с этим функции ζ класса (8) являются медленно изменяющимися функциями.

Мы вправе сделать и иное предположение, а именно, что нарастание диссипации энергии в области малых волновых чисел происходит быстро, в малом интервале k . Поэтому представляется интересным рассмотреть поведение решения уравнения (2), или, что то же, (2'), при сравнительно быстро изменяющихся функциях ζ , которые будем задавать как функции безразмерного переменного x .

В качестве таких функций, например, можно взять

$$\zeta(x) = \frac{e^x}{a + e^x} (a > 0), \quad (14a)$$

$$\zeta(x) = \begin{cases} 0; & x < 2n\pi, \\ \sin x; & 2n\pi \leq x \leq 2n\pi + \frac{\pi}{2}, \\ 1; & x > 2n\pi + \frac{\pi}{2}, \end{cases} \quad (14б)$$

$$\zeta(x) = \begin{cases} 0; & x < d, \\ b(x - d); & d \leq x \leq d + \frac{1}{b} (b > 0), \\ 1; & x > d + \frac{1}{b} \end{cases} \quad (14в)$$

и выбрать значения параметров a, n, b, d так, чтобы существовали значения x , при которых с заданной степенью точности выполнялось бы (6) (в переменных x и φ) и вместе с тем ξ и ξ' были настолько малы, чтобы членами уравнения (2'), содержащими их, можно было пренебречь.

Принимая это во внимание, возьмем для численного решения (2') функцию (14a) в виде

$$\xi(x) = \frac{e^x}{e^{30} + e^x}. \quad (15)$$

Тогда при этой функции и $\kappa = 1/2$ (2') принимает вид

$$\frac{d\varphi}{dx} = 4 - \frac{4e^{2x}(e^{30-x} + 1) + e^{2x}(e^{30-x} + 1)^2 + \varphi e^{30+x}}{e^{2x}\left(1 + \frac{1}{2}x\right)(e^{30-x} + 1)^2 + 2\varphi e^{2x}(e^{30-x} + 1)}. \quad (16)$$

Значение $x = 20$ можно принять с достаточной для нас точностью за нижнюю границу промежуточной области, так как согласно (15) $\xi(20) = \xi'(20) = 0,00045$. Кроме того, значение $d\varphi/dx$ при $x = 20$, вычисленное по (16) путем подстановки $\varphi(20)$ из (5), только на 0,22% меньше вычисленного по (5) значения производной $\varphi'(20)$. Между этими двумя значениями заключено значение $d\varphi/dx$, соответствующее колмогоровскому спектру.

Таким образом, можно считать, что численное решение с функцией (15), если его начать от $x_0 = 20$, практически непрерывно сопрягается с аналитическим решением уравнения (2') в области относительно малых значений y .

Результаты вычислений с функцией (15) по методу Адамса — Крылова представлены в табл. 3, по поводу данных которой необходимо сделать следующие замечания. Хотя между $x = 24$ и $x = 35$ шаг решения $h = 1$ оказался слишком большим (это следует из того, что разности $\Delta\Phi_n$ и $\Delta^2\Phi_n$ в этом промежутке одного порядка величины с Φ_n), качественно это не повлияло на ход решения. Третий знак после запятой не сохранен там, где точность решения снижена.

Из табл. 3 видно, что ход решения в промежуточной области в случае $\xi(x)$ вида (15) резко отличается от хода решения в случае $\xi(x)$ вида (11') или (12'): функция $\varphi(x)$ имеет относительный минимум в окрестности точки $x = 30$, после чего идет ее монотонное неограниченное возрастание.

Это различие в поведении $\varphi(x)$ связано с различием соотношений между ξ и ξ' в случаях функций (11'), (12') и функции (15) в промежуточной области. Действительно, в первом случае имеем

$$\frac{\xi}{\xi'} = \frac{x}{n} \left[1 + \left(\frac{x}{10^7} \right)^n \right] \gg 1 \quad (n = 1; 2) \quad (17)$$

не менее чем на пять порядков. В случае же функции (15)¹

$$\frac{\xi}{\xi'} = 1 + \frac{e^x}{e^{30}}, \quad (18)$$

откуда видно, что между значениями $x = 20$ и $x = 32$ ξ и ξ' — величины одного порядка. Кроме того, из (15) видно, что $\xi(30) = 1/2$. Следовательно, в промежуточной области ξ и ξ' принимают значения, близкие к единице. Поэтому влияние ξ' на ход решения сильно сказывается в этой области. Можно утверждать и обратное: если функция ξ такова, что при некоторых значениях в промежуточной области ξ и ξ' вместе принимают значения, близкие к единице, то правая часть (2') отрицательна при этих значениях x . Действительно, рассмотрим правую часть (2'). Знаменатель ее положительен, поэтому знак определяется числителем

$$4 + 4\kappa x + 4\xi\varphi - 2\kappa\varphi - \xi'\varphi^2. \quad (19)$$

¹ Условия (17) и (18) в случае аргумента y отличаются тем, что ξ' умножается на v , так как $\xi(y)$ безразмерна, а $\xi'(y)$ имеет размерность $1/v$.

Таблица 3

x_n	φ_n	Φ_n	$\lg k_n$	$\lg E(k_n)$	x_n	φ_n	Φ_n	$\lg k_n$	$\lg E(k_n)$
20	29,31	1,335	0	0	37	35,43	2,03	-0,24	0,73
21	30,65	1,326	-0,014	0,023	38	37,45	2,02	-0,25	0,75
22	31,97	1,309	-0,028	0,045	39	39,46	2,01	-0,26	0,78
23	33,29	1,260	-0,041	0,062	40	41,47	2,00	-0,27	0,81
24	34,51	1,13	-0,053	0,067	42	45,46	1,99	-0,29	0,86
25	35,55	0,79	-0,066	0,038	44	49,42	1,97	-0,31	0,90
26	36,07	-0,03	-0,078	-0,083	45	51,39	1,965	-0,32	0,92
27	35,44	-1,54	-0,090	-0,37	55	71,00	1,918	-0,38	1,07
28	32,87	-2,58	-0,103	-0,63	65	89,78	1,893	-0,42	1,18
29	29,96	-3,55	-0,118	-0,96	70	108,12	1,876	-0,45	1,22
30	25,95	-1,87	-0,134	-0,64	80	135,96	1,827	-0,48	1,26
31	26,03	-0,32	-0,151	-0,25	100	172,69	1,822	-0,53	1,39
32	26,44	+0,96	-0,167	+0,15	200	354,22	1,812	-0,65	1,70
33	27,93	1,60	-0,183	0,40	400	716,16	1,808	-0,77	2,02
34	29,58	1,88	-0,198	0,55	600	1077,6	1,806	-0,85	2,22
35	31,45	1,99	-0,211	0,63	1000	1799,9	1,8054	-0,95	2,47
36	33,42	2,02	-0,224	0,68	2000	3605,0	1,8048	-1,07	2,79

Здесь первый член в промежуточной области намного меньше остальных членов. Второй и четвертый члены — величины одного порядка [1] и приблизительно компенсируют друг друга. Если ξ и ξ' близки к единице, то последний член намного больше по абсолютной величине, чем третий и первый члены. Следовательно, все выражение (19) отрицательно.

Численные решения уравнения (2') для случаев функций (14б) и (14в) показывают, что поведение $\varphi(x)$ при этом вполне аналогично тому, которое имеет место для функции (15) (поэтому таблицы этих решений не приводятся). Это обстоятельство можно подтвердить и качественными соображениями. В самом деле, в случае функции (14б)

$$\xi(2n\pi + \varepsilon) \approx \varepsilon \text{ и } \xi'(2n\pi + \varepsilon) \approx 1,$$

где ε — сколь угодно малое число. Следовательно, $\xi \ll \xi'$, так что влияние последнего отрицательного члена в (19) еще больше, чем в случае функции (14а). В середине интервала $(2n\pi, 2n\pi + \pi/2)$ ξ и ξ' становятся величинами одного и того же порядка, и только у правого конца этого интервала $\xi \gg \xi'$. Именно у правого конца интервала и начинается монотонное возрастание $\varphi(x)$ и регулярное приближение Φ к своему асимптотическому значению.

В случае (14в) выполняется

$$\xi(d + \varepsilon) = b\varepsilon \ll \xi'(d + \varepsilon) = b,$$

и, следовательно, (19) будет отрицательным, если a не настолько мало, что $|\xi'\varphi^2|$ будет сравнимо с 4.

4. СВЯЗЬ МЕЖДУ ПОВЕДЕНИЕМ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ (2) И РЕШЕНИЕМ УРАВНЕНИЯ (1)

Теперь можно сделать выводы о поведении решения интегрального уравнения (1), спектральной функции $E(k)$, на основании поведения функции $\varphi(x)$, которая подобна функции $f(y)$.

В области больших волновых чисел, где второй член в правой части (1) исчезающе мал [в силу исчезающей малости $\xi(k)$], решение (1) совпа-

дает с решением уравнения Гейзенберга, полученным Чандрасекаром [5]. Эта область содержит инерционную подобласть с колмогоровским спектром $E(k) \sim k^{-5/3}$. В примыкающей к ней промежуточной области, где второй член в правой части (1) уже проявляет себя, а в соответствующем уравнении (3) нельзя пренебречь членами, содержащими ζ и ζ' , спектральную функцию нельзя представить степенной функцией k .

Чтобы описать поведение $E(k)$ в промежуточной области, представим ее на основании (3) и (4) как кусочно-степенную функцию

$$E(k) \sim k^{1-2\alpha_n}, \quad (20)$$

где

$$\alpha_n = \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)_n = \Phi_n,$$

а число кусков и их длина соответствуют числу и длине шагов численного решения уравнения (2').

На основании (20) можно утверждать следующее. Если $\frac{d\varphi}{dx} > \frac{1}{2}$ во всей промежуточной области (это условие тем более выполняется при выполнении условия (17) для ζ и ζ'), то $E(k)$ является монотонно убывающей функцией, асимптотически приближающейся при малых k к степенной функции

$$E(k) \sim k^{1-2A} \quad (A = 1,804250). \quad (21)$$

Если, кроме того, $d\varphi/dx$ монотонно возрастает в промежуточной области, стремясь к асимптотическому значению A , то крутизна спада $E(k)$ постоянно увеличивается с уменьшением k .

Если $\frac{d\varphi}{dx} < \frac{1}{2}$ при некоторых значениях x в промежуточной области [это условие тем более выполняется при выполнении условия (18)], то $E(k)$ имеет относительный минимум в промежуточной области. После минимума (в сторону малых k) $E(k)$ становится снова монотонно убывающей и приближающейся при малых k к функции (21). Однако спектр такого рода едва ли может быть стационарным, т. е. не противоречащим условиям справедливости уравнения (1). В самом деле, трудно себе представить, как при наличии выравнивающего действия сил инерции могут стационарно существовать вихри, несущие меньше энергии, чем в прилежащем более коротковолновом участке спектра. С этой точки зрения быстро изменяющиеся функции ζ типа (14а — в) представляются нам физически неоправданными.

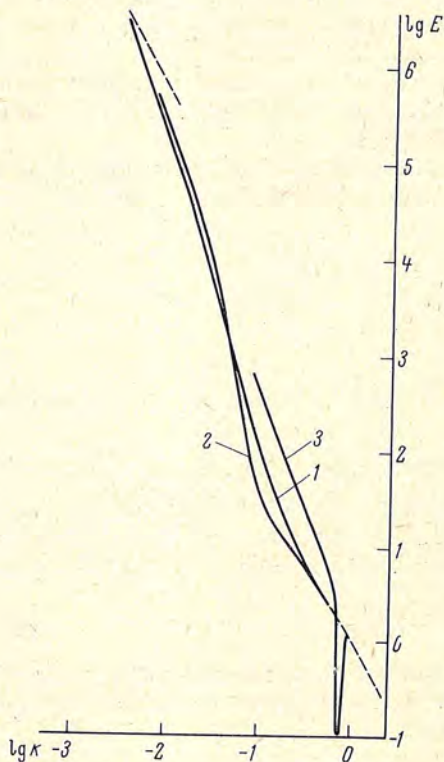
В заключение этого раздела отметим, что функции вида (11), (12), (14а — в) являются типичными представителями множества функций ζ , дифференцируемых, монотонно возрастающих от нуля до единицы при изменении аргумента от нуля до бесконечности. Спектры, получаемые с другими видами функции этого множества, не могут существенно отличаться от полученных нами. Например, они не могут иметь больше одного относительного минимума.

Для наглядного сравнения хода спектра в промежуточной области в случаях функций ζ вида (11), (12) и (15) были построены графики $E(k)$.

Для этой цели на основании (4) вычислены $\lg k$, соответствующие каждому значению x и y из табл. 1—3, по формуле

$$\lg \frac{k_n}{k_0} = -\lg e \int_{x_0}^{x_n} \frac{dx}{\varphi(x)} \approx -\lg e \sum_{i=1}^n \frac{\Delta x_i}{\varphi_i}, \quad (22)$$

где за x_0 было принято значение x в первой строке каждой из трех таблиц, $\Delta x_i = x_i - x_{i-1} = h$, φ_i — значение $\varphi(x)$ на правом конце отрезка



Фиг. 1. Сравнение спектров турбулентности, полученных с функциями ξ (11'), (12') и (15)

рения табл. 1 и 2 видно, что угловые коэффициенты [согласно (24)] кривых 1 и 2 имеют наибольшее различие в точке $x = 5 \cdot 10^6$, и оно составляет 28%. Условия различения этих спектров в звездных атмосферах могут быть еще хуже благодаря тому, что один спектр может непрерывно переходить в другой с изменением глубины в атмосфере (так как в выражении (8) δ должно зависеть от глубины [1]).

5. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Поскольку в [1] были сделаны общие выводы о характере спектра, даваемого уравнением (1), подчеркнем здесь только следующее обстоятельство.

В атмосферах сверхгигантов только самые крупномасштабные турбулентные вихри, имеющие размер, близкий к высоте однородной атмосферы H , могут иметь сверхзвуковые скорости [4]. Но такие вихри должны относиться уже к области энергосодержащих вихрей. Их движения не могут быть изотропными, так как на них должна существенно влиять сила тяжести, и они должны зависеть от механизма, порождающего турбулентность. Как было указано во «введении», на область таких вихрей решение уравнения (1) не распространяется. Но известно что в виде микро-турбулентности (в астрофизическом смысле) проявляют себя вихри, масштабы которых в среднем намного меньше H . Энергетический спектр таких вихрей в среднем лежит в промежуточной области (или правее ее) и должен быть близким к колмогоровскому.

Δx_i . Так как нас интересует относительный ход спектров в промежуточной области, то для простоты было принято $k_0 = k(x_0) = 1$.

Затем на основании (20) были вычислены соответствующие каждому значению k_n $\lg E(k_n)$ по формуле

$$\lg E(k_n) - \lg E(k_0) = (1 - 2\Phi_n) \lg k_n - (1 - 2\Phi_0) \lg k_0, \quad (23)$$

где Φ_n было взято согласно (22) для соответствующего x_n из таблицы. Для простоты было также принято $E(k_0) = 1$, так что (23) свелось к

$$\lg E(k_n) = (1 - 2\Phi_n) \lg k_n. \quad (24)$$

Вычисленные таким путем $\lg k$ и $\lg E(k)$ приведены в двух последних столбцах табл. 1—3, и по ним построены графики на фиг. 1. Цифры 1—3 относятся к кривым, соответствующим табл. 1—3. Штриховыми линиями обозначено направление колмогоровского спектра $\lg E(k) = -5/3 \lg k$. На фиг. 1 хорошо видно, что все три кривые имеют одно и то же асимптотическое направление с угловым коэффициентом $1 - 2 \cdot 1,804 \approx -2,6$.

Следует отметить, что спектры турбулентности 1 и 2 трудно отличить один от другого в астрофизических условиях. Действительно, из рассмотр-

ЧАСТЬ III. ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ОБЛАСТИ МАЛЫХ ВОЛНОВЫХ ЧИСЕЛ

Части I и II настоящей работы были посвящены исследованию уравнения (1). Это уравнение было получено С. А. Капланом путем присоединения члена диссипации энергии ударных волн к уравнению Гейзенберга. Но как уже говорилось в п. 1 части I, спектр, даваемый уравнением (1), будучи неограниченным при $k \rightarrow 0$, теряет физический смысл в области малых волновых чисел, соответствующих энергосодержащим вихрям.

С другой стороны, было показано [9], что член переноса энергии в форме Обухова более приемлем в области малых волновых чисел, чем член в форме Гейзенберга. Спектральное уравнение стационарной турбулентности с нелинейным членом в видоизмененной форме Обухова рассмотрено в [10]: оно имеет вид

$$\varepsilon = -2\bar{\alpha} \int_k^\infty \int_0^k [yE(y)]^{1/2} E(x) dx dy, \quad (25)$$

где ε — приток энергии в единицу времени на единицу массы ($\varepsilon = \text{const}$), $\bar{\alpha} = 0,11 \pm 0,01$ — безразмерная постоянная, $E(k)$ — спектральная функция.

Уравнение (25) дает спектр, имеющий максимум в области энергосодержащих вихрей, хорошо согласующийся с экспериментом. Естественно предположить, что при присоединении члена диссипации энергии ударных волн к уравнению (25) получается спектральное уравнение, более пригодное в области малых k , чем уравнение, полученное Капланом. Предлагаемое нами уравнение имеет вид

$$\bar{\varepsilon} = -2\alpha \int_k^\infty \int_0^k [yE(y)]^{1/2} E(x) dx dy + 2 \int_0^k \zeta(x) [E(x)x]^{3/2} dx, \quad (26)$$

где $\bar{\varepsilon} = -\varepsilon$, $\alpha = -\bar{\alpha}$, $\zeta(k)$ — некоторая безразмерная монотонно убывающая функция k , удовлетворяющая условиям

$$\lim_{k \rightarrow \infty} \zeta(k) = 0, \quad \lim_{k \rightarrow 0} \zeta(k) = 1.$$

Предполагая, что второй член сравнительно мал, (26) подстановкой

$$I(k) = \int_k^\infty E(x) dx \quad (27)$$

(физический смысл (27) — количество кинетической энергии на единицу массы, заключенной в вихрях с волновыми числами больше k) можно привести к дифференциальному уравнению первого порядка второй степени:

$$4\zeta^2 k^3 I^2 \left(\frac{dI}{dk} \right)^2 + (8\alpha \zeta k^2 I^3 + \varepsilon^2) \frac{dI}{dk} + 4\alpha^2 k I^4 = 0, \quad (28)$$

переходящее при $\zeta(k) \equiv 0$ в уравнение

$$\varepsilon^2 \frac{dI}{dk} + 4\alpha^2 k I^4 = 0,$$

получаемое из (25) той же подстановкой (27).

Уравнение (28) при некоторых частных видах функции $\zeta(k)$ допускает сравнительно простое решение, что дает возможность получить представление о спектре $E(k)$ в области малых k .

Как было показано в [1], для функции $\zeta(k)$ допустимо представление в виде

$$\zeta(k) = \frac{\beta}{1 + a^{\delta} k^{\delta(\alpha-1)}}, \quad (29)$$

где $\beta = \text{const}$ порядка единицы, но не превышает единицы, $1 \leq \delta \leq 5$, $\frac{4}{3} \leq \alpha \leq 2$, $a = M^{-1} k_0^{1-\alpha} = \frac{1}{M} \left(\frac{\pi}{H} \right)^{1-\alpha}$; $M \approx 2$ — число Маха движений основного масштаба, за который принята высота однородной атмосферы $H = \frac{RT}{\mu g} \approx 10^9$ см.

Выражение (29) определяет целый класс функций, частный вид которых можно получить при различных комбинациях β , α и δ . Наиболее простыми и типичными функциями класса (29) являются функции

$$\zeta_1(k) = \frac{1}{1 + ak}; \quad \zeta_2(k) = \frac{1}{1 + a^2 k^2}, \quad (30)$$

которыми с любой степенью точности можно аппроксимировать любую функцию (29) в достаточно малом интервале значений k . Поэтому в уравнении (28) будем подразумевать для определенности функции ζ_1 или ζ_2 (30).

Легко видеть, что в достаточно малом интервале k эти функции можно аппроксимировать с хорошей степенью точности постоянной величиной. Так, например, в интервале $7/a < k < 10/a$ с точностью порядка 1% для ζ_1 и в интервале $2,5/a < k < 3,5/a$ с точностью порядка 3% для ζ_2 можно считать $\zeta(k) \equiv |\alpha| = 0,11$. При этом волновые числа в указанных интервалах становятся меньше 10^{-7} см⁻¹ (так как $a \approx 1,6 \cdot 10^3$)¹. Следовательно, при таких k для ограниченных функций $I(k)$ с ограниченной производной, которые только и имеют физический смысл, уравнение (28) можно приближенно заменить более простым:

$$(8\alpha^2 k^2 I^3 + \epsilon^2) \frac{dI}{dk} + 4\alpha^2 k I^4 = 0. \quad (31)$$

Нетрудно видеть, что уравнение (31) есть дифференциальное уравнение в полных дифференциалах и, следовательно, легко интегрируется. Его общим интегралом является выражение

$$2\alpha^2 k^2 I^4 + \epsilon^2 I + C = 0, \quad (32)$$

которое в интервале $(7/a; 10/a)$ для ζ_1 , в интервале $(2,5/a; 3,5/a)$ для ζ_2 или в соответствующем образом выбранном интервале для любой из функций (29) можно считать приближенным решением дифференциального уравнения (28). Для ограниченных в точке $k = 0$ решений (31) интеграл (32) можно записать следующим образом:

$$2\alpha^2 k^4 I^4 + \epsilon^2 (I - I(0)) = 0, \quad (33)$$

где согласно (27)²

$$I(0) = \int_0^\infty E(x) dx = \frac{3u'^2}{2},$$

а u' — среднеквадратичная скорость турбулентных пульсаций.

Функцию $I(k)$ можно явно выразить через k , используя (32) или (33). С помощью (33) находим, что

$$I(k) = -\frac{\sqrt{2X}}{2} - \sqrt{\frac{\epsilon^2}{8\alpha^2 k^2 \sqrt{X}} - \frac{X}{2}}, \quad (34)$$

¹ Волновые числа такого порядка величины характерны для турбулентности в атмосферах ранних сверхгигантов [4].

² Здесь, как и в (26), точнее брать нижним пределом k_0 — малую величину ($< 10^{-10}$ см⁻¹ для атмосферы раннего сверхгиганта), но это не влияет на результаты.

где

$$X = \sqrt[3]{\frac{\varepsilon^4}{64\alpha^4 k^4}} + \sqrt{\frac{\varepsilon^8}{64^2 \alpha^8 k^8} - \frac{C^3}{216 \alpha^6 k^6}} + \sqrt[3]{\frac{\varepsilon^4}{64\alpha^4 k^4} - \sqrt{\frac{\varepsilon^8}{64^2 \alpha^8 k^8} - \frac{C^3}{216 \alpha^6 k^6}}}.$$

Из (34) можно усмотреть, что зависимость I от k имеет вид $I(k) \sim k^{-2/3}$, откуда согласно (27) для спектра получаем зависимость $E(k) \sim k^{-5/3}$, т. е. при указанных выше предположениях спектр турбулентности оказывается спектром колмогоровского типа.

Оценим теперь абсолютное отклонение Δ решения уравнения (31) от решения уравнения (28) при $\xi = \alpha$. Из уравнения (31) находим, что

$$\left| \frac{dI}{dk} \right| = \left| \frac{4\alpha^2 k I^4}{8\alpha^2 k^3 I^3 + \varepsilon^2} \right|.$$

Так как $\varepsilon^2 > 0$, то

$$\left| \frac{dI}{dk} \right| < \frac{\alpha I(k)}{2k}.$$

Но $I(k) < I(0) = \frac{3u'^2}{2}$, так как $I(k)$, как это легко усматривается из уравнения (31), — убывающая функция от k . Поэтому

$$\left| \frac{dI}{dk} \right| < \frac{3}{4} \alpha \frac{u'^2}{k}.$$

Учитывая это, получим в интервале $(0, k)$ такую оценку¹

$$\Delta = 4\alpha^2 k^3 I^2 \left(\frac{dI}{dk} \right)^2 < \frac{81}{16} \alpha^4 u'^8 k,$$

откуда видно, что $\Delta \rightarrow 0$ при $k \rightarrow 0$.

Таким образом, решение уравнения (31) аппроксимирует решение уравнения (28) при $\xi \equiv \alpha$ в интервале $(0, k_1)$, где k_1 (порядка 10^{-7} см^{-1}) таково, что правая часть выражения (29) равна α . Поэтому можно считать интеграл (33) первым приближением к решению уравнения (28) во всем интервале $(0, k_1)$.

Положим в уравнении (28) $\xi(k) \equiv \alpha$ и решим его относительно dI/dk , оставив тот корень, который остается ограниченным при $k \rightarrow 0$. Будем иметь

$$\frac{dI}{dk} = \frac{-(8\alpha^2 k^3 I^3 + \varepsilon^2) \pm \sqrt{16\alpha^2 k^2 I^3 + \varepsilon^2}}{8\alpha^2 k^3 I^2}. \quad (35)$$

Легко видеть, что правая часть уравнения (35) дифференцируема по k всюду в замкнутом интервале $[\delta, k_1 - \delta]$, где δ — сколь угодно малое положительное число. Следовательно, правая часть (35) в этом интервале удовлетворяет условию Липшица, и поэтому пикаровский процесс последовательных приближений оказывается для уравнения (35) сходящимся в каждом достаточно малом замкнутом интервале, заключающем внутренние точки $[\delta, k_1 - \delta]$.

Найдем k^2 из (33) и подставим в числитель правой части (35), что позволит разделить переменные в этом уравнении. В самом деле, после указанной подстановки приходим к уравнению

$$\frac{1}{\varepsilon^2} \frac{dI}{d\varepsilon} = \frac{3I - A + \sqrt{2AI - I^2}}{8\alpha^2 k^3 I^3}, \quad (36)$$

где

$$A = 4I(0),$$

¹ При $\xi \neq \alpha$ характер стремления правой части этого неравенства к нулю остается тем же, так как $\xi(k) \rightarrow 1$ при $k \rightarrow 0$.

допускающему, очевидно, разделение переменных

$$\frac{8\alpha^2 I^3 dI}{3I - A + \sqrt{2AI - 7I^2}} = \varepsilon^2 \frac{dk}{k^3}.$$

Выполнив интегрирование, находим общий интеграл уравнения (36):

$$\frac{1}{4A} I^3 (\sqrt{2AI - 7I^2} + I) + \frac{1}{12} I^2 \sqrt{2AI - 7I^2} + \frac{5A}{168} I \sqrt{2AI - 7I^2} + \\ + \frac{5A^2}{784} \sqrt{2AI - 7I^2} + \frac{5A^3}{196 \sqrt{7}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{2AI - 7I^2}}{I \sqrt{7}} = \frac{\varepsilon^2}{16 \alpha^2 k^2} + C. \quad (37)$$

Функцию $I(k)$, определяемую равенством (37), можно считать в соответствии со сказанным выше достаточно хорошим приближением к решению уравнения (35). Если учесть, что в последнем члене в левой части (37) arctg по модулю не превышает $\pi/2$, то приходим к следующему выводу. Уравнение (37), а потому и дифференциальное уравнение (36) устанавливают между I и k зависимость $I(k) \sim (1/k^2 + \text{const})^{1/4}$. Учитывая (27) и то, что в рассматриваемом интервале $k \ll 1$, находим для соответствующего спектра $E(k) \sim k^{-3/2}$. Этот спектр близок к колмогоровскому, но несколько более пологий.

Вычисление следующего приближения к решению уравнения (35) по этому методу ввиду сложности выражения (37) представляет большие математические трудности.

Выясним теперь характер спектра в малой окрестности нуля [что не усматривается из (37)]. Уже при $k < 10^{-9} \text{ см}^{-1}$ функции ξ_1 и ξ_2 из (30) можно с точностью более 10% считать равными единице. В общем случае (29) при значениях k такого же порядка малости мы также можем считать $\xi(k) = 1$. Тогда в достаточно малой окрестности нуля в уравнении (28) можно пренебречь членами 3-го и 2-го порядка относительно k , и оно сводится к уравнению

$$\varepsilon^2 \frac{dI}{dk} + 4\alpha^2 k I^4 = 0, \quad (38)$$

совпадающему с уравнением, рассматривавшимся в [10]. Решением (38) является функция

$$I(k) = \left[\frac{6\alpha^2}{\varepsilon^2} k^2 + I(0)^{-3} \right]^{-1/3},$$

откуда получаем спектр

$$E(k) = -\frac{dI}{dk} = \frac{\frac{4\alpha^2}{\varepsilon^2} k}{\left[\frac{6\alpha^2}{\varepsilon^2} k^2 + I(0)^{-3} \right]^{4/3}}. \quad (39)$$

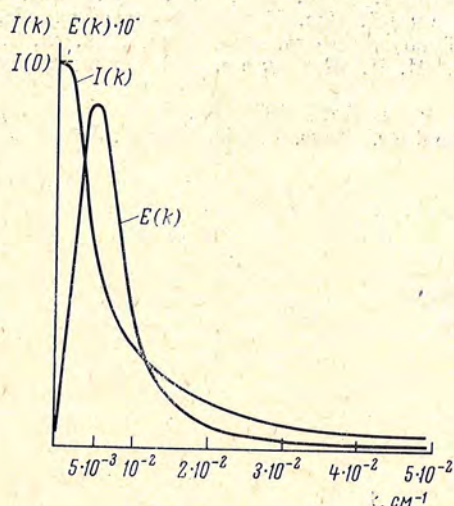
Из (39) и сказанного выше следует, что в достаточно малой окрестности нуля спектр, даваемый уравнением (26), имеет вид

$$E(k) \sim k,$$

и $E(0) = 0$. Кроме того, поскольку согласно (35) $E(k)$ ограничена в замкнутом интервале $[\delta, k_1]$ (где $\delta > 0$ — сколь угодно малое число), на левом конце этого интервала она возрастает, а на правом убывает, то внутри этого интервала $E(k)$ имеет максимум.

Заметим еще, что при достаточно больших k члены уравнения (28), содержащие $\xi(k)$, становятся исчезающе малыми и асимптотическим уравнением для (28) становится опять уравнение (38). Спектр, соответствующий этому уравнению согласно (39), при больших k переходит в колмогоровский. Следовательно, асимптотическим решением уравнения (26) является колмогоровский спектр.

Чтобы проиллюстрировать поведение решения уравнения (28), функции $I(k)$, и решения соответствующего ему уравнения (26), спектральной функции $E(k)$, мы провели численное интегрирование уравнения (35) по методу Эйлера при $\varphi = 0,11$ и выбранном произвольно значении $I(0)$. График полученной таким методом функции $I(k)$ приведен на фиг. 2. Здесь же приведен график функции $E(k)$, полученной графическим дифференцированием $I(k)$. Для удобства изображения взяты различные масштабы по осям, и значения $E(k)$ уменьшены в 10^3 раз по отношению к соответствующим значениям $I(k)$. Графики полностью подтверждают сделанные аналитически выводы о поведении функций $I(k)$ и $E(k)$.



Фиг. 2. Графики функции $I(k)$ решения уравнения (35) и соответствующей спектральной функции

Так как для турбулентности в атмосферах ранних сверхгигантов характерен диапазон волновых чисел $10^{10} \div 10^3 \text{ см}^{-1}$ [4], из полученных здесь результатов следует, что в этом диапазоне значений k спектр можно считать в среднем близким к колмогоровскому. Этот вывод находится в хорошем согласии с выводом, сделанным во II части.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование уравнений (1) и (26) показало, что спектры турбулентности, получаемые из этих уравнений, дополняют друг друга, охватывая диапазон волновых чисел от области энергосодержащих вихрей до области, где преобладают силы вязкости. Для обоих уравнений существует область с колмогоровским спектром. Однако в силу того, что численное решение уравнения (26) проведено очень приближенно, мы не могли во всех деталях сравнить спектры уравнений (1) и (26). Мы не можем, например, ничего сказать о том, как согласуются между собой спектры в области, которая для (1) названа промежуточной, как влияет вид функции ζ на поведение спектра уравнения (26).

В дальнейшем мы имеем в виду провести численное решение (26) более точными методами и сопоставить между собой спектры (1) и (26).

В заключение приносим глубокую благодарность профессору С. А. Каплану за ряд ценных советов. Мы также признательны Р. Е. Гершбергу:

и Э. Е. Дубову за существенные замечания при обсуждении некоторых вопросов и Н. В. Годовникову за выполнение части вычислений на ЭВМ «Минск-1».

Май 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. О. П. Голландский, А. Т. Чуб. Изв. Крымский астрофиз. obs., 1965, 35, 34.
2. W. Heisenberg. Zs. Phys., 1948, 124, 628.
3. С. А. Каплан. ЖЭТФ, 1954, 27, 699.
4. О. П. Голландский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 33, 266.
5. S. Chandrasekhar. Proc. Roy. Soc., 1949, A200, 20.
6. О. П. Голландский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 127.
7. И. О. Хинце. Турбулентность. Физматгиз, 1963, гл. 3, стр. 239.
8. И. С. Березин, М. П. Жидков. Методы вычислений, т. II. Физматгиз, 1959.
9. T. Chau-mou. Phys. Rev., 1954, 93, 4.
10. A. Q. Eshenroeder. Phys. Fluids, 1965, 8, 598.



Фиг. 1. Полосы в хвосте кометы. Фотография И. Р. Бейтришвили в Абастуманской астрофизической обсерватории 1.XI 1965 г.

**«СИНХРОННЫЕ» ОБРАЗОВАНИЯ
В ХВОСТЕ КОМЕТЫ ИКЕЙА-СЕКИ***Н. С. Черных*

Исследуется ориентация и движение полос в хвосте кометы Икейа-Секи. Показано, что полосы не совпадают с теоретическими синхронами. В пределах ошибок измерений движение средних и концевых точек полос относительно Солнца оказалось прямолинейным и равномерным. Резкие отличия свойств полос от свойств классических синхрон свидетельствует о том, что описываемые образования в хвосте кометы Икейа-Секи не могли возникнуть в результате кратковременных выбросов вещества из ядра.

«SYNCHRONOUS» FORMATIONS IN THE TAIL OF THE COMET IKEIA-SEKI, by *N. S. Chernykh*. — The orientation and motion of belts in the tail of the comet Ikeia-Seki are investigated. It is shown that belts do not coincide with theoretical synchrones. Within the limits of errors of measurements the motion of middle and end points of belts relative to the Sun is found to be rectilinear and uniform. Sharp distinctions of belt properties from that of classical synchrones testify that the described formations in the tail of the comet Ikeia-Seki could not be the result of short-term matter ejections from the nucleus.

Во время наибольшей активности кометы Икейа-Секи в ее хвосте можно было видеть полосы, в соответствии с классификацией кометных форм являющиеся концевыми синхронами, т. е. образованиями, возникшими в результате единовременного выброса из ядра. Особенно хорошо они заметны на снимках кометы с 26.X по 1.XI (фиг. 1).

Прежде всего обращают на себя внимание две почти параллельные полосы, пересекающие хвост от одной границы до другой и придающие хвосту сходство с закрученной веревкой. Две другие полосы, более короткие, идут примерно от оси хвоста к его западной границе. Средние части полос более или менее прямолинейны, а концы изгибаются так, что полосы плавно сливаются с границами хвоста и напоминают знак интеграла. Формой и расположением полосы кометы Икейа-Секи заметно отличаются от синхрон известных комет 1910 I, 1957 d и 1962 c. В то время как синхроны этих комет прямолинейны, напоминают лучи полярных сияний или полосы светящегося газа в газоразрядных трубках и находятся на слабосветящемся пылевом фоне, заполняющем некоторое пространство сзади хвоста, полосы кометы Икейа-Секи создают впечатление «более вещественных» образований, находятся внутри коноида хвоста и напоминают структуры, наблюдающиеся иногда в тонких перистых облаках.

Важной характеристикой синхроны является величина отталкивающего ускорения $1 + \mu$ отдельных ее точек.

Для выяснения обстоятельств движения образований в комете Икейа-Секи были использованы фотографии, данные о которых приведены в табл. 1. По первым двум снимкам положение середин и концов полос определялось измерением расстояний их от ближайших звезд. С остальных снимков

Данные о фотографиях

Дата, 1965 г., UT	Автор	Источник
Октябрь 26,50	Деннис Милон	[1]
27,51	Самнер и Стриттматтер	[1]
28,50	Минтон	[2]
29,546	Евг. Харлан	[2]
31,50}	Бредфорд Смит	[2]
Ноябрь 1,50}	и Томи Смит	[2]
1,533	Мак-Клюр	[2]
5,130	Н. Черных	—

вначале изготовлены увеличенные репродукции, затем по звездам на них построена координатная сетка и по ней определены сферические координаты точек полос. На каждой длинной полосе измерено по 10 точек, на каждой короткой — по 5.

Точность измерения координат по первым двум снимкам — примерно $5'-10'$, по остальным — $1'-3'$, но положения середин и концов полос и здесь определяются не точнее $5'$.

Известным методом [3] по экваториальным координатам точек были вычислены гелиоцентрические полярные координаты R и V и кометоцентрические прямоугольные координаты ξ и η , и наблюдаемая картина полос перенесена на плоскость кометной орбиты. Условия проектирования были вполне приемлемыми — угол S между лучом зрения и нормалью к плоскости орбиты для дат наблюдения был от $115,0$ до $118^\circ,6$. Координаты средних и концевых точек полос приведены в табл. 2, 3, 4.

Общий вид полос с 28.X по 1.XI на плоскости кометной орбиты показан на фиг. 2, где, кроме того, изображены теоретические синхроны и синдинама $1 + \mu = 1$, представляющая собой геометрическое место точек с одинаковыми отталкивательными ускорениями $1 + \mu$, в данном случае равными ускорению тяготения Солнца.

В соответствии с воззрениями механической теории кометных форм [4], соответствующие синхроны образованы одновременно выброшенными из ядра пылевыми частицами, для которых отталкивательные ускорения лежат в пределах от $1 + \mu = 0,5$ до $1 + \mu = 2,5$, так что синдинама $1 + \mu = 1$ проходит через середины синхрон; продолжения синхрон пересекают ось ξ вблизи ядра, причем чем больше возраст синхроны, тем дальше смещается точка пересечения от ядра в сторону положительных ξ .

Из анализа чертежа (фиг. 2) следует, что для «синхрон» кометы Икейа-Секи эти свойства классических синхрон не соблюдаются. Во-первых, «синхроны» лежат в стороне от синдинамы $1 + \mu = 1$. Для середины «синхрон» отталкивательное ускорение $1 + \mu$ равно не 1, как требует механическая теория, а имеет значения примерно от 0,5 до 0,8. Границы хвоста не совпадают с синдинами.

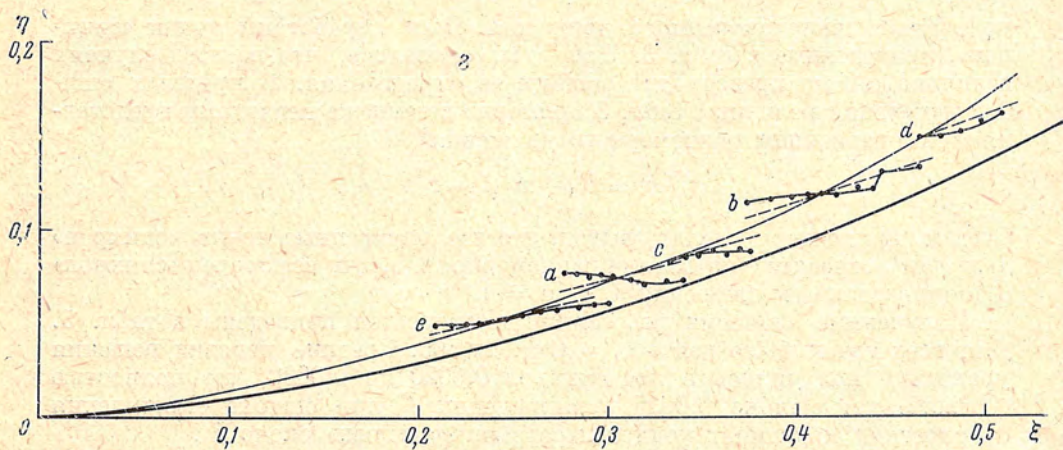
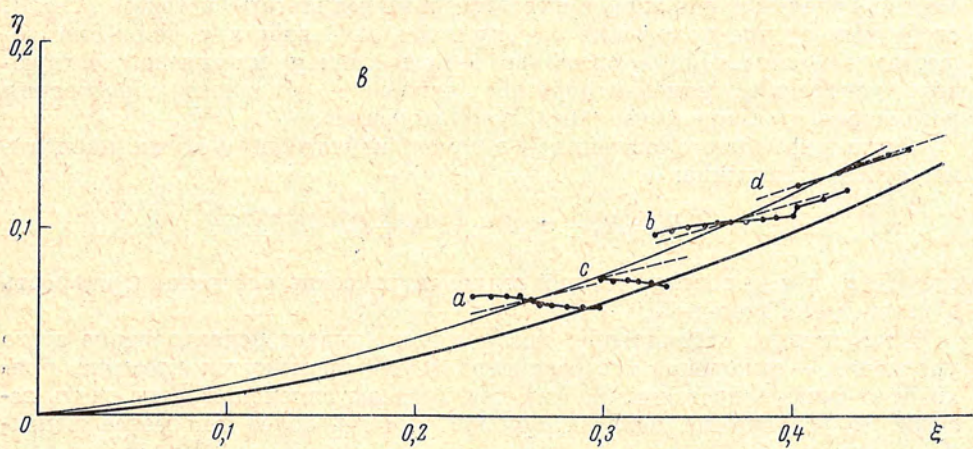
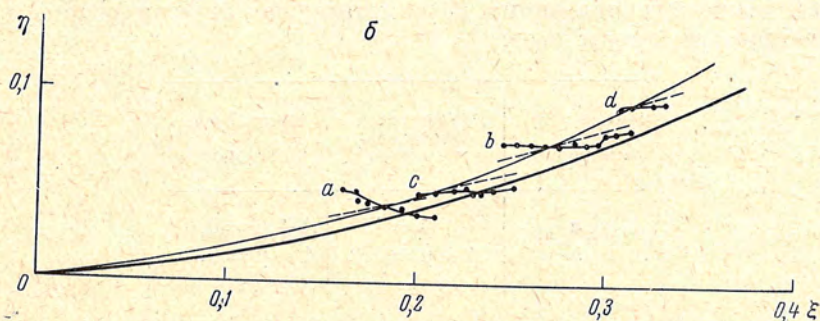
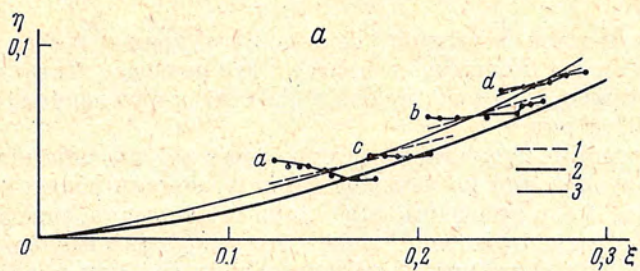
Во-вторых, полосы не совпадают с теоретическими синхронами. Углы между наблюдаемыми полосами и теоретическими синхронами изменяются с течением времени систематическим образом, достигая на первых снимках 25° и уменьшаясь в дальнейшем до нескольких градусов. Одно из интересных свойств «синхрон» кометы Икейа-Секи состоит в том, что у них отклонение от теоретических синхрон обратное по сравнению с синхронами других ярких комет.

Кроме этого, для полос не соблюдается условие синхронности: возрасты отдельных точек полосы оказываются неодинаковыми. Например, в полосе a

Таблица 4

Кометоцентрические координаты точек

Точки пояса	Октябрь 28, 50		27, 51		28, 50		29, 546		Октябрь 31, 50		Ноябрь 1, 533		5, 130	
	ξ	η	ξ	η	ξ	η	ξ	η	ξ	η	ξ	η	ξ	η
вост.	—	—	0, 1065	0, 0303	0, 1254	0, 0399	0, 1616	0, 0485	0, 2329	0, 0670	0, 2785	0, 0771	—	—
a средн.	0, 0933	0, 0203	0, 1237	0, 0272	0, 1497	0, 0336	0, 1838	0, 0406	0, 2604	0, 0638	0, 3030	0, 0740	0, 4646	0, 1135
зап.	—	—	0, 1367	0, 0233	0, 1779	0, 0307	0, 2114	0, 0355	0, 2975	0, 0604	0, 3400	0, 0728	—	—
вост.	0, 1289	0, 0462	0, 1542	0, 0502	0, 2065	0, 0636	0, 2465	0, 0740	0, 3266	0, 0932	0, 3630	0, 1114	—	—
b средн.	0, 1467	0, 0445	0, 1791	0, 0555	0, 2289	0, 0629	0, 2676	0, 0735	0, 3665	0, 1053	0, 4121	0, 1188	—	—
зап.	0, 1667	0, 0413	0, 2145	0, 0553	0, 2532	0, 0652	0, 2972	0, 0755	0, 3985	0, 1093	0, 4406	0, 1229	—	—
c средн.	—	—	—	—	0, 1747	0, 0420	0, 2106	0, 0479	0, 2980	0, 0752	0, 3421	0, 0865	—	—
зап.	—	—	—	—	0, 2071	0, 0442	0, 2513	0, 0512	0, 3323	0, 0722	0, 3762	0, 0877	—	—
d средн.	—	—	—	—	0, 2560	0, 0779	0, 3080	0, 0929	0, 4025	0, 1256	0, 4657	0, 1492	—	—
зап.	—	—	—	—	0, 2885	0, 0863	0, 3321	0, 0964	0, 4592	0, 1451	0, 5035	0, 1622	—	—



Фиг. 2. Полосы (a, b, c, d), теоретические синхроны (1), синдианама $1 + \mu = 1$ (2) и ось хвоста (3) в плоскости кометной орбиты

a — 28,50 октябрь 1965 г.; б — октябрь 29,546; в — октябрь 31,50; г — ноябрь 1,533

разность возрастов восточного и западного концов составляет $0^d,7$ и меняется от снимка к снимку, в полосе b эта разность достигает $0^d,2$. (Необходимо пояснить, что речь идет о возрастах, вычисленных с помощью механической теории.)

Разработанные в кометной астрономии методы определения отталкивательных ускорений по измеренным положениям облачных образований в хвосте [4] мало пригодны для анализа движения синхрон, так как в случае небольших ускорений дают большие относительные ошибки, и, кроме того, они основаны на использовании тех или иных зависимостей, выведенных в механической теории и оправдывающихся обычно лишь с известными ограничениями. Применительно к «синхронам» кометы Икейа-Секи эти методы дают:

Середина «синхроны»	По скорости относительного ядра	По орбитальной скорости
a	$1 + \mu = 1,7$	$1 + \mu = 0,8$
b	$1 + \mu = 2,2$	$1 + \mu = 0,8$

Можно надеяться получить более уверенные результаты методом [4, § 3], свободным от предположения об определенных свойствах движения вещества в кометах. Чисто формально, безотносительно к природе действующих ускорений, гелиоцентрическое движение облачного образования рассматривается при этом как равноускоренное.

Тогда для каждого значения R в момент наблюдения t можно написать известное уравнение:

$$R = R_0 + v_0(t - t_0) + \frac{a}{2}(t - t_0)^2,$$

где R_0 , v_0 и a — соответственно гелиоцентрические расстояния, скорость и ускорение в момент t_0 .

Единственное ограничение, которое накладывает использование этого уравнения — ускорение a в рассматриваемый промежуток времени, приходится считать постоянным. Так как пределы изменения R не очень велики, то условие постоянства a можно считать более или менее выполнимым. Когда найдено a , то $1 + \mu$ получается из $a = \frac{k^2\mu}{R_0^2}$. С помощью уравнения равноускоренного движения были обработаны точки «синхрон», приведенные в табл. 3. При этом оказалось, что во всех случаях величина $a/2$ не превосходит ошибки ее определения. В пределах ошибок измерений величины табл. 3 примерно с теми же невязками представляются уравнением равномерного движения

$$R = R_0 + v_0(t - t_0).$$

Отсюда приходится сделать вывод, что все измеренные точки «синхрон» двигались относительно Солнца равномерно, т. е. для всех точек «синхрон» отталкивательные ускорения $1 + \mu = 1$.

Полученные значения расстояний и скоростей приведены в табл. 5. Для всех точек было взято $t_0 = \text{Окт. 29,500}$. Средние невязки решения уравнений получились в пределах от 0,0020 до 0,0030, что полностью соответствует ошибке 0,0025 в вычислении R при ошибке определения сферических координат концов и середин «синхрон» около $5'$.

Несоответствие концевых синхрон механическим представлениям наблюдалось ранее для целого ряда комет [3,5].

О ПРИМЕНЕНИИ ТЕЛЕВИДЕНИЯ ДЛЯ ПОИСКА СВЕРХНОВЫХ

А. Н. Абраменко, В. В. Прокофьева

Предложена методика телевизионного патруля сверхновых в избранных галактиках. Указывается на возможность оперативного обнаружения ярких сверхновых по изображению галактики на телевизионном экране. Описан метод, позволяющий регистрировать с помощью телевизионной системы сравнительно слабые источники света в непосредственной близости от ярких объектов.

ON THE APPLICATION OF TV FOR THE SEARCH OF SUPERNOVAE, by *A. N. Abramenko, V. V. Prokofieva*.— The method of TV patrol of supernovae in the selected galaxies is proposed. It is possible to see bright supernovae on the TV screen. The modification of read-out, which allows to see a faint source near a bright one, is described.

Использование в астрономии телевизионных методов в ряде случаев имеет преимущества перед обычной фотографией [1—4]. Это позволяет уже сейчас пересмотреть методику некоторых астрономических наблюдений, а иногда и поставить новые задачи.

Здесь рассматривается возможность организации патруля избранных галактик [5] с целью обнаружения вспышек сверхновых. При этом предлагается использовать преимущество телевизионного метода, состоящее в большом сокращении экспозиции и в возможности визуальных наблюдений слабых объектов.

Программа наблюдений галактик, составленная для телевизионного патруля сверхновых, должна учитывать специфику аппаратуры и применяемого метода: короткие экспозиции при фотографировании слабых звезд, но небольшое рабочее поле. Предлагаемая методика должна не заменять, а дополнять успешно используемые сейчас методы поиска сверхновых с помощью широкоугольных телескопов [6]. Поэтому основное внимание должно быть уделено просмотру галактик, не входящих в скопления и обычно не включающихся в программу фотографической службы сверхновых (при сравнительно больших экспозициях трудно обеспечить наблюдения многих одиночных галактик).

В связи с тем, что большой интерес представляет спектроскопическое исследование сверхновых вблизи максимума и на восходящей ветви кривой их блеска, основной задачей телевизионного патруля можно считать обнаружение ярких сверхновых. Около 70% открытых сверхновых, блеск которых ярче 15^m [7], находится в ярких галактиках (ярче 14^m). Поэтому, видимо, целесообразно для телевизионных наблюдений отбирать только такие галактики. Чтобы увеличить вероятность обнаружения сверхновых, можно в первую очередь наблюдать галактики тех типов, в которых частота вспышек велика. (Например, по данным Б. В. Кукаркина [5] и В. А. Амбарцумяна [8], частота вспышек сверхновых в спиральных галактиках высокой светимости типов Sc, SBc достигает одной вспышки за 20 лет.)

Всехсвятский [3] выдвинул предположение об электромагнитной природе синхронных образований. Добровольский [6] показал, что влияние сопротивления межпланетной среды не может полностью объяснить наблюдавшегося смещения синхрон кометы Мркоса 1957d.

Таблица 5

Точки	R_0	v_0	v_0 , км/сек
вост.	0,6178	0,07393	128
<i>a</i> средн.	0,6450	7297	126
зап.	0,6708	7728	134
вост.	0,7000	7810	135
<i>b</i> средн.	0,7300	8306	144
зап.	0,7592	8362	145
средн.	0,6701	7864	136
<i>c</i> зап.	0,7057	7826	135
средн.	0,7661	8863	153
<i>d</i> зап.	0,8006	0,09420	163

Разработанная Нотни [6] электромагнитная теория концевых синхрон объясняет систематические отклонения наблюдающихся в кометах синхрон от теоретических тем, что пылевые частицы головы, ионизированные под действием ультрафиолетового и корпускулярного излучения Солнца, ускоряются в плазме хвоста и вылетают из головы со скоростью порядка 10 км/сек в направлении вдоль потока плазмы.

Однако и эта теория, как и чисто механическая, неспособна описать поведение системы полос кометы Икейа-Секи.

По-видимому, своеобразие движения «синхронных» образований в комете Икейа-Секи связано со специфичностью процессов выброса вещества из ядра, активизированного близким прохождением около Солнца.

30 ноября 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. Sky and telescope, 1966, 31, 1.
2. Sky und telescope, 1965, 30, 6.
3. С. К. Всехсвятский. Астрон. ж., 1959, 36, 3.
4. С. В. Орлов. Кометы, ГТТИ, 1935.
5. А. А. Деменко. Исследование комет по программам МГСС. Киев, 1964.
6. О. В. Добровольский. Кометы. Изд-во «Наука», 1966.

Пробные телевизионные наблюдения галактик были проведены нами весной и летом 1966 г. на телескопе АЗТ-7 ($D = 20$ см; $F = 2$ м). Труба телескопа и приемная телевизионная головка [2] крепились к общей плате, которая была установлена на параллактическом штативе АППШ-5. Фокусировка производилась по укрепленным на плате направляющим. Вся телевизионная система (блоки разверток, усилители, видеоконтрольные устройства и т. д.) располагалась в помещении на расстоянии около 30 м от телескопа. В приемной головке было применено небольшое электронно-оптическое увеличение, в результате чего эквивалентное фокусное расстояние телескопа составило около 5 м.

Фотографирование с экрана кинескопа производилось аппаратом «Зенит» с объективом «Юпитер-9». Использовалась мелкозернистая пленка типа «Микрат-200». Рабочее поле системы ($20' \times 20'$) на пленке имело размер 25×25 мм. Разрешающая способность системы (по измерениям на пленке) была 10 *штрихов/мм*, т. е. около $5''$.

Экспозиция на фотопленке задавалась флажковым затвором, установленным перед объективом фотоаппарата, и составляла 30–60 сек¹. Яркость свечения экрана кинескопа во всех случаях подбиралась такой, чтобы плотность фона на снимках была около 0,3.

Для визуальных наблюдений использовался кинескоп с длительным послесвечением. Это обеспечивало удобное рассмотрение галактик и звезд и давало возможность сравнивать изображения галактик с фотографиями, полученными ранее с экрана этой установки.

Проницающая способность аппаратуры определялась в тех же режимах работы суперортикона, в которых наблюдались галактики. Это делалось по снимкам скопления М 3, полученным в те же ночи. При фотографировании с экрана кинескопа с экспозицией 30 сек. на снимках, полученных в режиме непрерывного считывания (см. ниже), уверенно обнаруживаются звезды $15^m,5$, а в режиме накопления (см. ниже) — $16^m,5$ – $17^m,0$. Визуально на экране кинескопа в этом режиме хорошо видны звезды до $15^m,5$. Отметим, что указанная проницающая способность на 1^m – 2^m ниже приводившейся ранее [3]. Это связано с тем, что при наблюдениях галактик для увеличения широты системы приходится снижать потенциал сетки мишени суперортикона на 1–2 в по сравнению с обычным режимом.

В опытных наблюдениях галактик участвовало два человека. Один находился около телескопа, другой — в помещении у телевизионной стойки. Первый наводил телескоп по координатам на область галактики, второй разыскивал галактику в поле зрения, выводил ее в центр поля и фотографировал. За время экспонирования он рассматривал изображение галактики на экране кинескопа, сравнивая его со снимком, полученным ранее.

Установка АППШ-5 позволяла наводить телескоп на нужную область с точностью около $10'$, так что в большинстве случаев галактика сразу обнаруживалась в поле зрения телевизионной системы. Практические наблюдения показали, что в среднем для получения снимков галактики с учетом времени на просмотр изображения на выносном мониторе и времени на перевод телескопа на другую область необходимо 4–5 мин. Таким образом, за 8 час. наблюдений можно просмотреть и получить фотографии около 100 галактик. Возможность визуального наблюдения на втором мониторе обеспечивает оперативность такого патруля сверхновых. Галактика, в которой наблюдателем заподозрена сверхновая, может быть рассмотрена и сфотографирована несколько раз в течение этой же ночи.

Для уменьшения потери времени на установку телескопа на область

¹ Отметим, что изменение экспозиции при фотографировании с экрана кинескопа в пределах 30–60 сек практически не изменяет проницающей способности системы [3].

галактики, а также для сокращения числа наблюдателей до одного человека, чрезвычайно важно наличие телескопа с автоматическим или хотя бы полуавтоматическим наведением по координатам. Точность установки телескопа по заданным координатам достаточна $\pm 2-3'$.

II

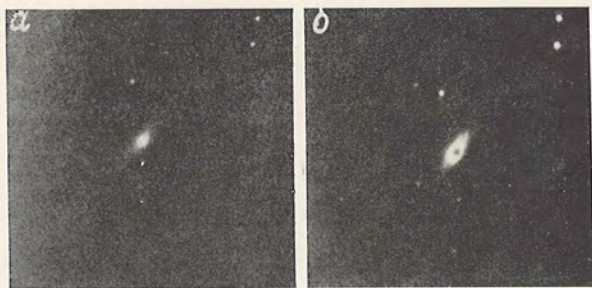
Наблюдения галактик с помощью телевизионной системы встречаются ряд специфических трудностей. Известно, что световой диапазон, одновременно регистрируемый суперортиконом, невелик, а галактики — объекты с большим перепадом яркости. Кроме того, особенностью телевизионной аппаратуры является увеличение размеров изображений звезд с увеличением их блеска [9]. Естественно, что сильное увеличение диаметра изображения яркой области ядра галактики исключает из рассмотрения близкие к ней объекты. Небольшое увеличение фотометрической широты системы, как отмечалось выше, достигалось тем, что на сетку мишени суперортикона подавался больший отрицательный потенциал. Ток луча, считывающего потенциальный рельеф с мишени суперортикона, также слегка увеличивался. Однако, несмотря на такие изменения, фотометрическая широта телевизионной системы все же оставалась недостаточной. Чтобы обойти этот недостаток, была опробована методика фотографирования галактик в двух режимах. Первый режим — непрерывное считывание информации с мишени суперортикона. В этом режиме при экспозиции на фотопленке $t = 30$ сек., на снимке суммировалась информация 375 телевизионных кадров. Второй режим работы — накопление потенциального рельефа на мишени суперортикона (при «запертом» токе считывающего луча) и последующее его считывание в течение одного кадра [2]. Он применялся для регистрации более слабых периферийных областей галактик. В этом случае, при времени накопления $\tau_n = 0,64$ сек. и экспозиции $t = 30$ сек. на фотопленке суммировалось только 47 кадров, что приводило к несколько меньшему осреднению шумов. Кроме того, разрешение на этих снимках несколько хуже из-за растекания заряда на мишени передающей трубки (охлаждение не применялось).

В процессе отработки этой методики наблюдений были получены снимки 30 галактик типов Sb и Sc. Некоторые из них приведены на фиг. 1—5. На снимке галактики NGC 7331 (фиг. 1, а), полученном в режиме непрерывного считывания, ядро галактики небольшое и четко выраженное, периферийные области слабы; в режиме накопления (фиг. 1, б) хорошо видны периферийные области, зато изображение ядра получилось увеличенным и с темным пятном посередине (явление «пересветки»). У NGC 5194—5195 (фиг. 2) области ядер настолько яркие, что в обоих режимах они получились в «пересветке», однако диаметры их в режиме непрерывного считывания существенно меньше. В некоторых случаях яркость центральных областей галактик мала и снимки в режиме накопления получаются достаточно хорошими (без «пересветки»). Это видно на фиг. 3, 4. В других случаях (например, фиг. 5), наоборот, более приемлемы снимки в режиме непрерывного считывания.

Таким образом, для поиска сверхновых с помощью телевизионной аппаратуры можно проводить наблюдения галактик в двух режимах, отличающихся друг от друга по чувствительности. Переход с одного режима на другой несложен и занимает несколько секунд. По выбору наблюдателя каждая галактика фотографируется либо в обоих режимах, либо в том из них, который, по мнению наблюдателя, является наиболее подходящим.

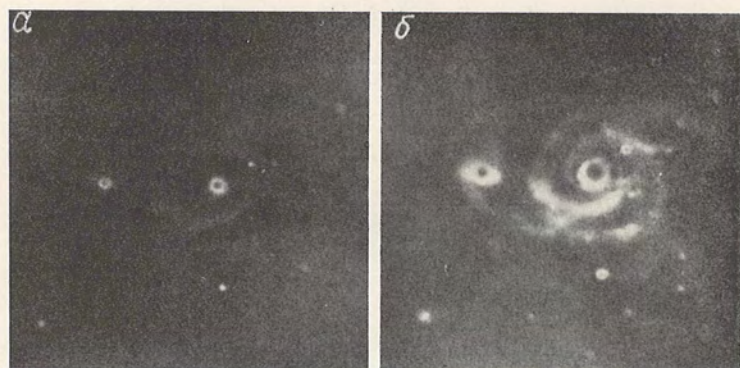
III

Предложенная выше регистрация галактик путем их двукратного фотографирования не дает возможности разрешить слабые звезды в непосредственной близости от яркой области ядра и, кроме того, часто тре-



Фиг. 1. NGC 7331

a — непрерывный режим ($t = 30$ сек); *б* — режим накопления
($\tau_H = 1,2$ сек, $t = 30$ сек)



Фиг. 2. NGC 5194—5195 (M 51)

a — непрерывный режим ($t = 60$ сек); *б* — режим накопления
($\tau_H = 0,6$ сек, $t = 60$ сек)



Фиг. 3. NGC 5457 (M 101)

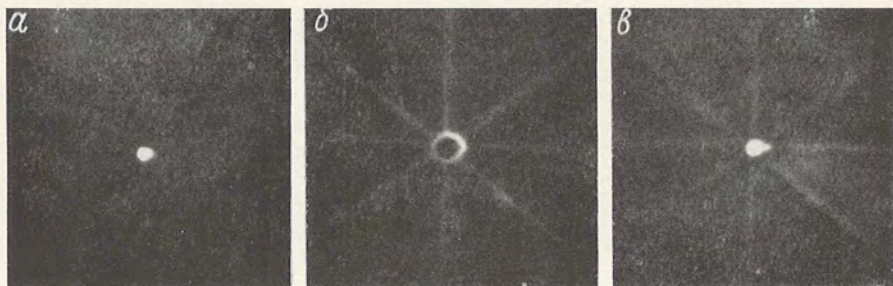
Режим накопления ($\tau_H = 0,6$ сек, $t = 60$ сек)



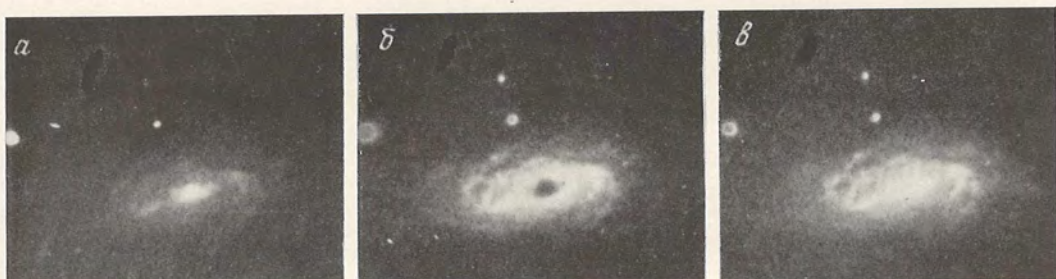
Фиг. 4. NGC 5676
Режим накопления ($\tau_{\text{H}} = 0,6$ сек, $t = 30$ сек)



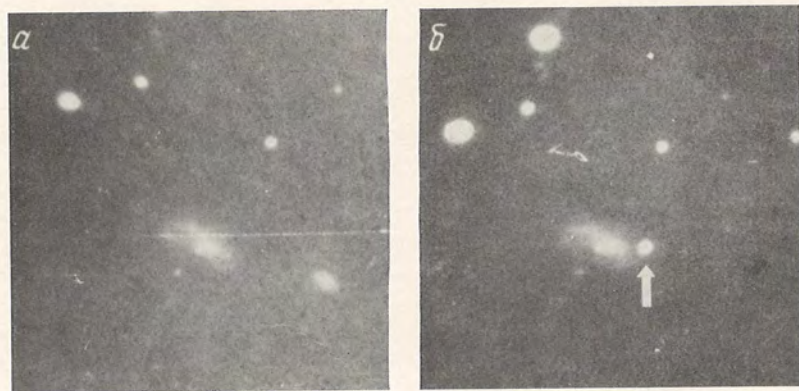
Фиг. 5. NGC 5907
Непрерывный режим ($t = 60$ сек)



Фиг. 7. Телевизионные снимки теста в различных режимах ($t = 30$ сек)
 a — непрерывный режим; b — режим накопления ($\tau_H = 2,5$ сек); v — режим комбинированного считывания ($\tau_H = 2,5$ сек)



Фиг. 8. Телевизионные снимки галактики NGC 2903 в различных режимах ($t = 30$ сек;
 на телескопе MTM-500, $D = 500$ мм, $f_{\text{экв}} = 4$ м)
 a — непрерывный режим; b — режим накопления ($\tau_H = 0,6$ сек); v — режим комбинированного считывания ($\tau_H = 0,6$ сек)



Фиг. 9. Снимки галактики NGC 3389 ($t = 30$ сек; режим комбинированного считывания, $\tau_H = 0,7$ сек)
 a — снимок получен 2.II 1967 г.; b — снимок получен 5.III 1967 г. Стрелкой указана сверхновая, вспыхнувшая в конце февраля 1967 г.

бует двух фотографий при разных режимах работы суперортикона. Ниже описывается метод «комбинированного» считывания потенциального рельефа мишени, позволяющий в известной мере устранить эти недостатки. Он состоит в том, что применяется различное время накопления для регистрации ярких и слабых объектов. Потенциальный рельеф от ярких объектов накапливается в течение одного кадра (непрерывное считывание), а от слабых — в течение нескольких (многих) кадров. Таким образом, производится как бы нивелирование (выравнивание) потенциального рельефа от слабых и от ярких объектов¹.

Осуществление этого метода достигается следующим образом. На сетку мишени суперортикона подается отрицательное напряжение, при котором происходит непрерывное считывание потенциального рельефа, образованного более яркими объектами. Через некоторые промежутки времени (τ_n) напряжение на сетке мишени увеличивается (на время одного телевизионного кадра) и происходит считывание потенциального рельефа и от слабых и от ярких объектов. Таким образом, описываемый метод комбинированного считывания приводит к искусственному уменьшению перепада (разницы) величины потенциального рельефа от ярких и от слабых объектов, увеличивая диапазон яркостей, одновременно регистрируемых суперортиконом.

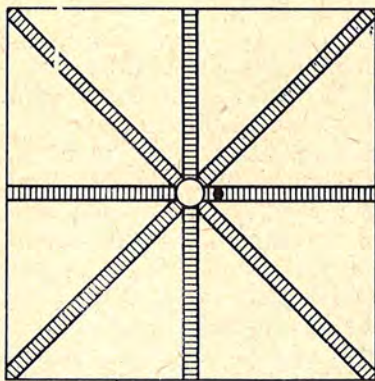
Устройство, обеспечивающее такой комбинированный режим работы суперортикона, позволяет: а) регулировать и точно измерять напряжения сетки мишени; б) изменять длительность накопления информации (τ_n) от более слабых объектов в пределах 1—1000 телевизионных кадров; в) изменять длительность импульсного повышения напряжения на сетке мишени от 1 до 3 кадров (лучший результат получается при длительности импульса в один кадр); г) «запирать» кинескоп на время накопления информации от более слабых объектов и осуществлять его «подсветку» на время импульсного повышения напряжения на сетке мишени. Это дает возможность проводить фотографирование экрана только тогда, когда на нем одновременно видны и слабые и яркие объекты. Для осреднения шумов можно, оставив затвор фотоаппарата открытым на время t , суммировать любое количество телевизионных кадров.

Описываемая методика была проверена в лабораторных условиях по снимкам специально изготовленной испытательной таблицы (теста) (фиг. 6). Центральный овал теста имел размер $0,4 \times 0,3$ мм и пропускание $p_1 = 100\%$; кружок диаметром 0,1 мм, расположенный на расстоянии 0,2 мм от края овала, имел пропускание $p_2 = 10\%$. Для полос пропускание $p_3 = 1\%$. Тест равномерно освещался лампочкой, и его изображение проектировалось на фотокатод суперортикона в масштабе 1 : 1.

На фиг. 7 приведены три телевизионных снимка теста. На фотографии теста в обычном режиме непрерывного считывания (фиг. 7, а) линий не видно; слабая точка едва намечается. На снимке теста в режиме накопления потенциального рельефа на мишени, осуществляемого запирающим тока луча суперортикона ($\tau_n = 2,4$ сек), линии видны хорошо; изображение же центрального овала расплылось («пересветка») и закрыло собой более слабую точку (фиг. 7, б). В режиме комбинированного считывания ($\tau_n = 2,4$ сек) хорошо видны линии и точка вблизи яркого центрального овала (фиг. 7, в). Размеры центрального овала намного меньше, чем на снимке, полученном в режиме накопления (фиг. 7, б).

Предлагаемая методика, увеличивая диапазон яркостей, одновременно регистрируемых суперортиконом, дает возможность регистрировать в непосредственной близости от яркого объекта значительно более слабые (в 100 раз по интегральной яркости) точечные объекты.

¹ Способы изменения диапазона яркостей, одновременно регистрируемых суперортиконом, описаны Ливингстоном [10], а также Пауэрсом и Айкенсом [11].



Фиг. 6. Испытательный тест.
Масштаб 10 : 1

При этом, конечно, истинное распределение интенсивностей в изображении объекта несколько искажается, однако в применении к патрулю сверхновых, где достаточны приближенные оценки яркости и важен факт обнаружения сверхновой, метод комбинированного считывания представляется приемлемым (см. фиг. 8, 9).

Еще большую эффективность описанного метода можно ожидать при применении охлаждения суперорбитона. Дело в том, что при обычной эксплуатационной температуре мишени суперорбитона ($+30 \div +60^\circ$) заряд, образующий потенциальный рельеф, быстро растекается. Это не дает возможности увеличить отношение

времени накопления информации от слабых объектов ко времени накопления от ярких источников. Можно, конечно, уменьшить длительность телевизионного кадра, но это потребует расширения полосы видеотракта, что трудно выполнимо. Требования к охлаждению делаются особенно обязательными при длительных наблюдениях летом, когда время эффективного накопления на мишени уменьшается до долей секунды. Проведенные нами эксперименты по охлаждению суперорбитона типа ЛИ-211 показали, что при охлаждении области мишени до $0 \div -3^\circ$ возможно накопление до 60—80 сек.

Резюмируя изложенное, можно сделать следующие выводы.

1. Телевизионный патруль сверхновых в избранных галактиках можно осуществлять на небольшом телескопе ($D = 20 \div 30$ см) с фокусным расстоянием 4—5 м.

2. В телевизионной системе желательно применение комбинированного считывания и охлаждения суперорбитона (его мишени) хотя бы до температуры окружающего воздуха.

3. Возможность визуального просмотра наблюдаемых областей для обнаружения сверхновых значительно повышает оперативность работы и вероятность регистрации начала вспышки (восходящая ветвь кривой блеска).

4. Для успешной организации работ (просмотр 100—200 галактик за ночь и их фотографирование) желательно иметь автоматическое или полуавтоматическое наведение телескопа по заданным координатам.

В заключение авторы выражают благодарность Г. А. Столбову за помощь в конструкторских работах и в подготовке аппаратуры к наблюдениям.

17 декабря 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. Ф. Купревич. Изв. ГАО, 1960, 21, вып. 4, № 163, 133.
2. Е. С. Агапов и др. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 3.
3. А. Н. Абраменко и др. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 33, 313.
4. J. A. Hupik, J. R. Dunlap. Sky and Telescope, 1964, 28, № 3, 2.
5. Б. В. Кукаркин. Астрофизика, 1966, 1, вып. 465.
6. F. Zwicky. Stellar structure. Chicago—London. Univ. Chicago press, 1965, 367.
7. F. Zwicky. List of supernovae, discovered since, 1964, 1885.
8. В. А. Амбарцумян. Астрофизика, 1966, 1, вып. 4, 473.
9. А. Н. Абраменко, В. В. Прокофьева. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 36, 289.
10. W. C. Livingston. Advances in electronics, 1962, 16, 431.
11. W. T. Powers, R. S. Aikens. Appl. optics, 1963, 2, № 2, 157.

ЛИНЕЙНОСТЬ СВЕТОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ
ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СЧЕТА ФОТОНОВ

Э. И. Терез

С точностью не хуже $\pm 1\%$ построены световые характеристики фотоумножителей ЕМІ 6256В, ЕМІ 9502В, ФЭУ-64 и ФЭУ-79. Изучена нелинейность световых характеристик при работе на плато счетной характеристики ФЭУ и при различной степени дискриминации. Исследована возможность увеличения динамического диапазона измеряемого светового потока путем применения дискриминации. Показано, что такое увеличение динамического диапазона возможно до 40 раз для ЕМІ 6256В, ЕМІ 9502В, до 20 раз для ФЭУ-64 и до 15 раз для ФЭУ-79.

A LINEARITY OF LUMINOUS CHARACTERISTICS OF PHOTOELECTRON MULTIPLIERS IN THE CASE OF THE USE OF PHOTON ACCOUNTS, by E. I. Teres. — The luminous characteristics of photomultipliers ЕМІ 6256В, ЕМІ 9502В, ФЭУ-64 and ФЭУ-79 are constructed with precision no less than $\pm 1\%$. The nonlinearity of luminous characteristics in the case of the work at a plateau of account characteristic of a photomultiplier and with different degree of discrimination is investigated. The possibility of the increase of dynamic diapason of the measuring luminous flux by means of the use of discrimination is investigated. It is shown that such an increase of dynamic diapason is possible up to 40 times as much for ЕМІ 6256В, ЕМІ 9502В, and that is up to 20 times as much for ФЭУ-64, and for ФЭУ-79 — up to 15 times as much.

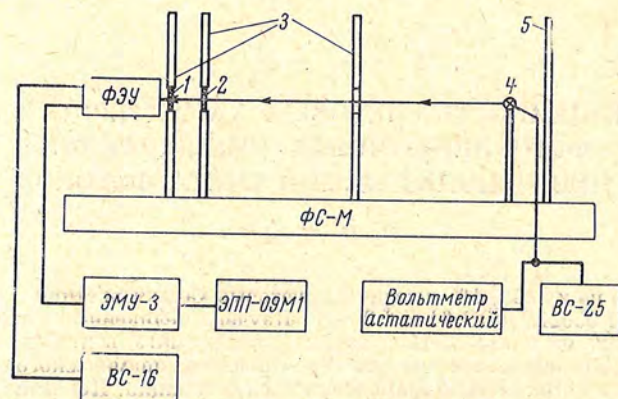
При измерении световых потоков большое значение имеет линейность световых характеристик¹ фотоумножителей, используемых совместно с последующей регистрирующей аппаратурой. В ряде работ [1, 2] показано, что характеристики ФЭУ при измерениях на постоянном токе линейны в широком диапазоне освещенностей. В последнее время при регистрации малых световых потоков все чаще используется счет фотонов. Поэтому очень важно исследовать линейность световых характеристик фотоумножителей и в этом случае.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЙ

Самым точным прибором для исследования линейности световых характеристик является фотометрическая скамья, которая может обеспечить точность эксперимента в десятые доли процента. Однако при измерениях очень слабых световых потоков (порядка 10^{-11} — 10^{-13} лм) эта точность практически недостижима из-за влияния посторонних засветок. Поэтому при исследовании линейности фотоумножителей измеряемый поток света ослаблялся нейтральными палладиевыми светофильтрами, имеющими постоянный коэффициент пропускания в широком спектральном интервале. Коэффициент пропускания светофильтров был измерен следующим

¹ Напомним, что световой характеристикой ФЭУ называется зависимость выходного сигнала, т. е. количества импульсов в секунду, от величины падающего на фотокатод светового потока.

способом. На фотометрической скамье ФС-М (фиг. 1) была установлена матовая лампочка 4 с напряжением накала 6,3 в, питаемая от стабилизированного выпрямителя ВС-25, и исследуемый фотоумножитель, сигнал которого после электрометрического усилителя ЭМУ-3 регистрировался самописцем ЭПП-09М1. Напряжение накала лампочки контролировалось аstaticким вольтметром класса 0,5. Чтобы исключить влияние изменения спектральной характеристики излучения лампочки от напряжения накала и некоторое изменение спектральных характеристик ФЭУ



Фиг. 1. Блок-схема измерения коэффициента пропускания нейтральных светофильтров

1 — интерференционный светофильтр; 2 — исследуемый нейтральный светофильтр; 3 — диафрагмы; 4 — лампочка накала; 5 — экран

при изменении напряжения на нем [3], все измерения проводились в узкой полосе, пропускаемой интерференционным светофильтром 1 с $\lambda_{\text{макс}} = 4240 \text{ \AA}$ и полушириной $110 \text{ \AA}$. Этот светофильтр устанавливался непосредственно перед фотокатодом фотоумножителя, что одновременно значительно снижало возможность посторонних засветок.

Далее, при напряжении накала лампочки, обеспечивающем средний световой поток ($\sim 10^{-8} \text{ лм}$), была промерена линейность фотометрической скамьи и всего регистрирующего тракта ФЭУ — ЭМУ-3 — ЭПП-09М1. При этом нейтральный светофильтр 2 был снят, лампочка 4 устанавливалась на трех разных расстояниях от фотоумножителя (60, 120 и 240 см), и на самописце был снят отсчет (соответственно 16, 4 и 1 условная единица). Оказалось, что вся система в данном диапазоне света дает линейность с точностью до 0,5%.

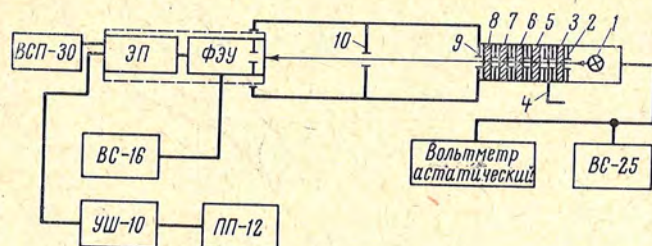
Затем лампочка была установлена на расстоянии 60 см от ФЭУ, и снимался отсчет по самописцу без нейтрального светофильтра 2 и с ним. Такие измерения были проделаны со всеми типами исследуемых пороговых фотоумножителей [4]. Полученные коэффициенты пропускания светофильтров приведены в табл. 1.

Таблица 1

Тип ФЭУ	Светофильтр № 1	Светофильтр № 2
ЕМ1 6256В	$26,2 \pm 0,13\%$	$8,47 \pm 0,042\%$
ЕМ1 9502В	$26,2 \pm 0,13\%$	$8,47 \pm 0,042\%$
ФЭУ-64	$26,4 \pm 0,13\%$	$8,54 \pm 0,042\%$
ФЭУ-79	$26,4 \pm 0,13\%$	$8,54 \pm 0,042\%$

Различие коэффициентов пропускания нейтральных светофильтров для ФЭУ-64 и ФЭУ-79 и английских фотоумножителей объясняется отличием их спектральных характеристик вблизи $\lambda = 4240 \text{ \AA}$ [4].

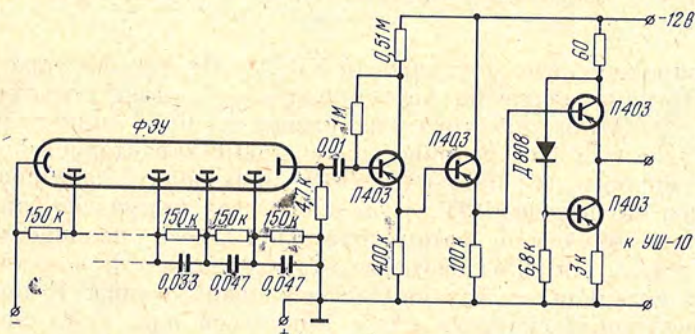
Снятие линейности световых характеристик фотоумножителей проводилось на установке, блок-схема которой изображена на фиг. 2. Свет от



Фиг. 2. Блок-схема установки для снятия световых характеристик фотоумножителей

1 — лампочка накаливания; 2 — диафрагма; 3 — интерференционный светофильтр; 4 — заслонка; 5—8 — нейтральные светофильтры 9, 10 — диафрагмы

матовой лампочки 1 через диафрагму 2 интерференционный светофильтр 3, нейтральные светофильтры 5—8 и диафрагмы 9, 10 в виде достаточно узкого пучка ($\varnothing 3 \text{ мм}$) попадал на фотокатод исследуемого ФЭУ. Сигналы с нагрузки фотоумножителя через эмиттерный повторитель ЭП и широкополосный усилитель УШ-10 поступали на пересчетный прибор ПП-12.



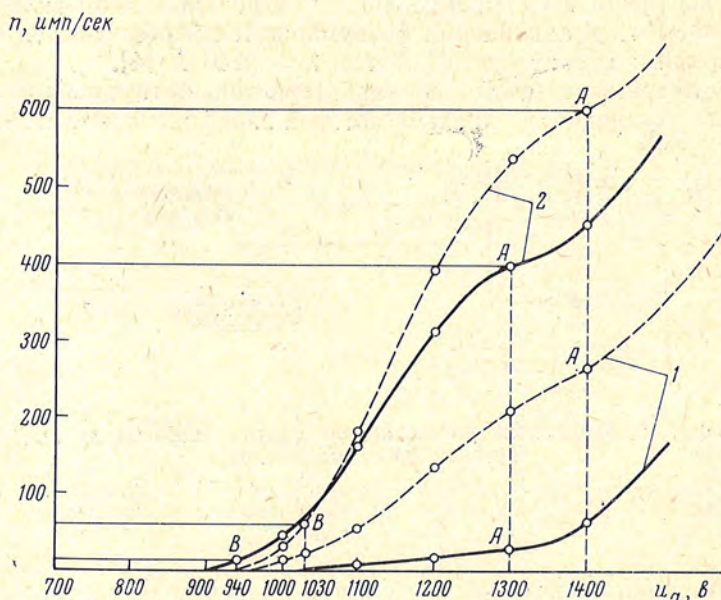
Фиг. 3. Схема выходных цепей фотоумножителя и эмиттерного повторителя

Источником высоковольтного питания ФЭУ был стабилизированный выпрямитель ВС-16. Изменение светового потока осуществлялось регулировкой напряжения питания лампочки 1 и различной комбинацией нейтральных светофильтров 5—8. Исследуемый фотоумножитель вместе с эмиттерным повторителем помещался в массивный стальной экран. Напряжение на диоды ФЭУ снималось с равномерного делителя. Схема эмиттерного повторителя, описанная в [5], и делителя дана на фиг. 3.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Были исследованы световые характеристики указанных выше типов фотоумножителей по два экземпляра каждого типа при комнатной температуре ($+20^\circ \text{ C}$).

1. Вначале снималась счетная характеристика ФЭУ для темнового тока и какого-то слабого светового потока при определенном коэффициенте



Фиг. 4. Типичные счетные характеристики фотоумножителей при температуре $+20^{\circ}\text{C}$

Сплошная кривая — ЕМІ 6256 В (№ 9995), штриховая — ФЭУ-79 (№ 13—5);
1 — счетные характеристики для темнового тока, 2 — счетные характеристики для света

усиления широкополосного усилителя УШ-10. По счетной характеристике определялось напряжение на фотоумножителе, соответствующее середине плато (фиг. 4). Затем для этого напряжения на ФЭУ снималась световая характеристика. На фиг. 5 приведены световые характеристики для двух типов фотоумножителей: ФЭУ-64 и ФЭУ-79. В табл. 2 дана скорость счета импульсов на выходе ФЭУ, т. е. число всех импульсов, при котором световые характеристики фотоумножителей имеют нелинейность соответственно в 1, 2, 5 и 10%. Световые характеристики несколько различны для разных экземпляров фотоумножителей одного типа. В табл. 2 приведены усредненные скорости счета импульсов для двух экземпляров ФЭУ одного типа.

Таблица 2

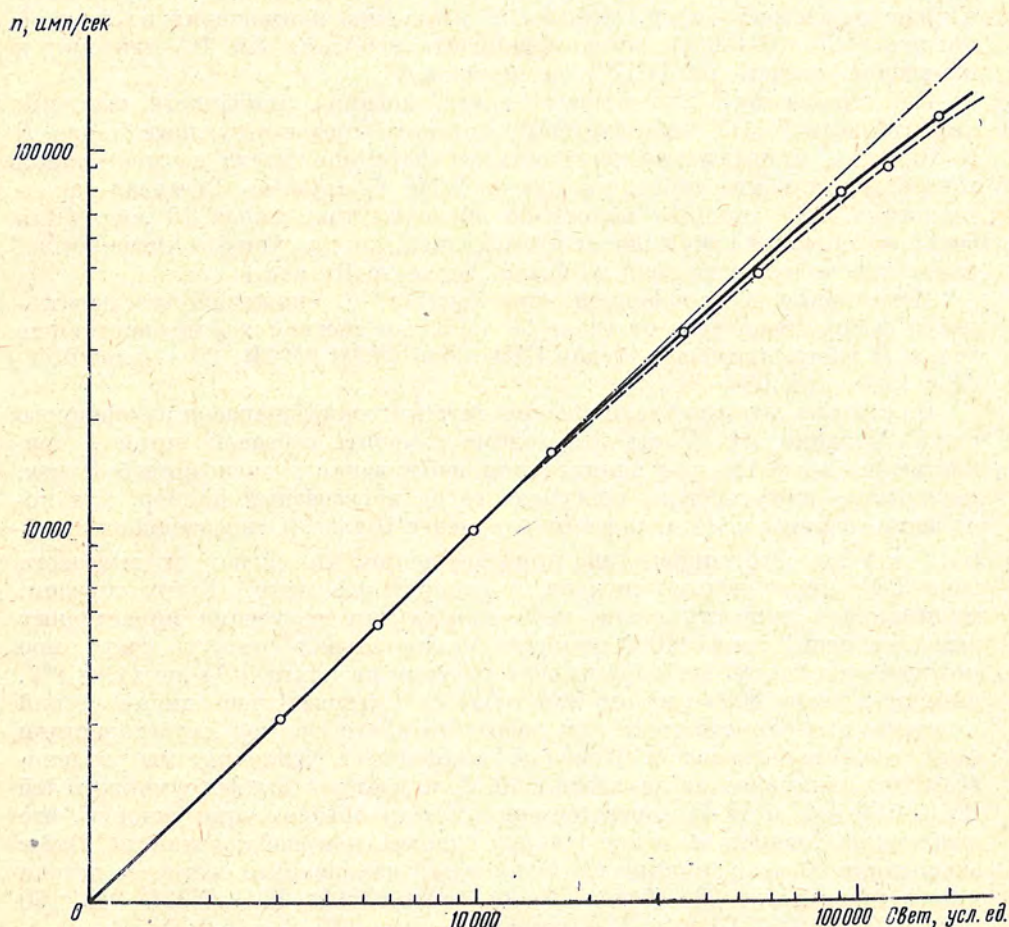
Тип ФЭУ	Нелинейность, %			
	1	2	5	10
ЕМІ 6256В	8430	12340	23000	62000
ЕМІ 9502В	8100	11900	22200	60000
ФЭУ-64	8340	12050	28000	68000
ФЭУ-79	8050	11600	26000	65000

Нелинейность световых характеристик фотоумножителей объясняется наличием «мертвого» времени всего регистрирующего тракта [6], т. е. такого минимального интервала времени, при котором два соседних импульса регистрируются аппаратурой как один. Общее «мертвое» время всего регистрирующего тракта состоит из «мертвого» времени отдельных «звеньев» аппаратуры, т. е. самого фотоумножителя (вместе с сопротивлением

нагрузки и эмиттерным повторителем), широкополосного усилителя УШ-10 и пересчетного прибора ПП-12. Пересчетный прибор ПП-12 имеет «мертвое» время, равное примерно 0,95 мксек (измерялось по генератору парных импульсов Г 5—8). Фотоумножители вместе с эмиттерными повторителями имеют ширину собственного импульса порядка 0,25 мксек (измерено по осциллографу С 1-8). Таким образом, «мертвое» время самого ФЭУ равно 0,25 мксек, что существенно меньше «мертвого» времени пересчетного прибора. Влияние «мертвого» времени широкополосного усилителя УШ-10 оценивалось экспериментально. Ниже приведены значения нелинейности световых характеристик ФЭУ в зависимости от времени нарастания импульса в самом усилителе УШ-10, которое пропорционально «мертвому» времени усилителя. Световой поток при этом изменялся так, чтобы на пересчетном приборе отсчет составлял от 1500 до 5000 импульсов в секунду.

Время нарастания импульса в УШ-10, мксек	0,04	0,13	0,4	1,3
Нелинейность световой характеристики, %	0,5	0,5	1	5

2. Далее общий коэффициент усиления регистрирующего тракта уменьшался либо снижением напряжения на ФЭУ, либо уменьшением



Фиг. 5. Типичные световые характеристики фотоумножителей

Сплошная кривая — ФЭУ-64, штриховая — ФЭУ-79

коэффициента усиления УШ-10. Оба эти способа снижения коэффициента усиления равноценны. Поясним это. Фотоумножитель, работающий на счете фотонов, можно представить как фотоэлемент (участок фотокатод — 1-й диод) и последующий внутренний усилитель — диодная система, имеющий коэффициент усиления K_1 , зависящий от приложенного напряжения. К ФЭУ подключается внешний широкополосный усилитель, имеющий коэффициент усиления K_2 . Таким образом, «общий» коэффициент усиления всего регистрирующего тракта от «фотоэлемента» до пересчетного прибора равен $K = K_1 K_2$. Точка плато счетной характеристики ФЭУ соответствует именно такому общему усилению K , при котором пересчетный прибор регистрирует каждый электрон, попавший на вход «общего» усилителя, т. е. на 1-й диод.

При новом коэффициенте усиления снова снималась световая характеристика фотоумножителя. Применяя ряд последовательных снижений «общего» коэффициента усиления и каждый раз снимая световую характеристику ФЭУ, мы дошли до некоторой критической точки B на счетной характеристике (см. фиг. 4). Световая характеристика фотоумножителя ниже ее сильно нелинейна, причем нелинейность эта противоположна по знаку нелинейности световой характеристики, снятой на плато при больших количествах импульсов, поступающих на пересчетный прибор. Нелинейность быстро возрастает при увеличении светового потока. Следует отметить также, что режим работы ФЭУ на счете фотонов в точке B и ниже очень нестабилен. Небольшое изменение напряжения на фотоумножителе (на 10—20 в) или коэффициента усиления УШ-10 приводит к изменению отсчета на ПП-12 на порядок.

Для сравнения было проведено исследование линейности световых характеристик ФЭУ при световых потоках, соответствующих точке B ($\sim 10^{-8}$ лм), и разных напряжениях на фотоумножителе на постоянном токе. Здесь никаких «критических» точек не обнаружено. Световая характеристика ФЭУ линейна вплоть до значений тока анода 10 мка. (Для больших значений измерение не проводилось, так как при фотометрических работах используются токи до 1 мка, редко до 10 мка.)

Максимальный коэффициент перехода, т. е. снижение чувствительности фотоумножителя, от точки A на плато счетной характеристики до точки B равен примерно 40 для ЕМ1 6256В, ЕМ1 9502В, 20 — для ФЭУ-64 и 15 — для ФЭУ-79.

Во столько же раз увеличивается динамический диапазон измеряемого света. Поясним это. Пусть необходимо измерить световой поток с точностью не хуже 1% при однократном наблюдении с экспозицией 10 сек. Количество импульсов n , поступающее на пересчетный прибор, для получения точности в 1% должно быть не менее 10 000. (Относительная ошибка $\sigma = \sqrt{n}/n$. Это справедливо при допущении, что сигнал от темнового тока ФЭУ много меньше сигнала от измеряемого света.) Таким образом, минимальная скорость счета, необходимая для получения приведенных выше условий, равна 1000 имп/сек. Максимальная скорость счета, при которой линейность световой характеристики на плато ФЭУ не хуже 1%, примерно равна 8000 имп/сек (см. табл. 3). Следовательно, динамический диапазон измеряемого света при работе на плато счетной характеристики фотоумножителя равен 8. Изменяя коэффициент усиления, мы увеличиваем этот динамический диапазон в 40, 20 или 15 раз для фотоумножителей ЕМ1, ФЭУ-64, ФЭУ-79 соответственно. Таким образом, при условии, что необходима точность не хуже 1% при однократном наблюдении за время экспозиции 10 сек., динамический диапазон измеряемого светового потока может достигать до 320 (более 6^m) для ЕМ1 6256В, ЕМ1 9502В, до 160 ($5^m, 5$) — для ФЭУ-64 и до 120 (немного больше 5^m) — для ФЭУ-79.

ВЫВОДЫ

Использование метода счета фотонов, как известно, более эффективное для малых световых потоков (сравнительно с измерениями на постоянном токе), возможно использовать и для больших световых потоков, применяя дискриминацию, т. е. уменьшая общий коэффициент усиления всего регистрирующего тракта. Перепад освещенностей измеряемого светового потока при точности в 1% достигает, при длительности одного наблюдения 10—30 сек., $5-7^m$, что все же много меньше, чем при измерении на постоянном токе.

В заключение автор приносит благодарность Н. А. Димову за постоянное внимание к работе.

Ноябрь 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. N. Mamoru, K. Takeo. Japan. J. Appl. Phys., 1963, 2, № 12, 785.
2. P. J. Baker, C. L. Wyatt. Appl. Opt., 1964, 3, 89.
3. W. M. Irvine, C. Pikoos, J. Charon, G. Lecomte. Astrophys. J., 1964, 140, № 4, 1629.
4. Б. М. Глуховской, Э. И. Терез. Изв. Крымской астрофиз. об., 1965, 36, 294.
5. О. М. Безменов, О. В. Лебедев, В. П. Шамов. ПТЭ, 1960, № 6, 56.
6. В. И. Гольданский, А. В. Куценко, М. И. Подгорецкий. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. Физматгиз, 1959, стр. 166.

СПЕКТР МЕРЦАНИЯ ЗВЕЗД
В ОБЛАСТИ ИНФРАНИЗКИХ ЧАСТОТ
НА 122-см ТЕЛЕСКОПЕ*Л. В. Ксанфомалити*

(Абастуманская астрофизическая обсерватория АН ГрузССР),

Н. М. Шаховской

(Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР)

В ходе проектирования аппаратуры к телескопу АЗТ-11 оказалось необходимым измерить спектр мерцаний в области 0,5 — 100 гц с 122-см рефлектором Крымской астрофизической обсерватории. Для анализа спектра был использован прибор оригинальной конструкции. Спектр в безветренную ночь оказался монотонно падающим с ростом частоты.

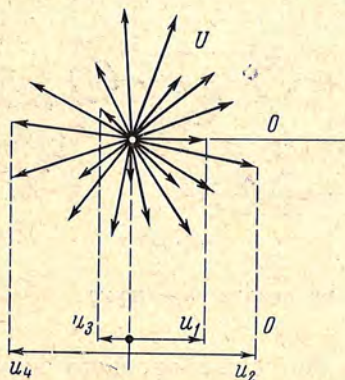
THE SPECTRUM OF STAR SCINTILLATIONS IN INFRA-LOW FREQUENCIES REGION WITH THE 122-cm TELESCOPE, by *L. V. Ksanfomaliti, N. M. Shakhovskoy*. — In the process of the projection of apparatus to AZT-11 telescope it turned to be necessary to measure the spectrum of scintillations in the region of 0,5—100 c/sec with the 122-cm reflector of the Crimean astrophysical observatory. A device of original construction was used for the analysis of the spectrum. In a windless night the spectrum was found to be monotonously falling with the frequency increase.

При проектировании аппаратуры для поляризационных измерений на строящемся 125-см телескопе АЗТ-11 было необходимо выбрать оптимальную частоту модуляции поляризованной составляющей светового потока. Этот выбор определяется частотным спектром мерцания звезд, так как остальные источники шумов (дробовой эффект и темновой ток) не зависят от частоты. Подавляющее большинство выполненных до настоящего времени исследований частотного спектра мерцаний звезд [1—5] проводилось на телескопах малых размеров (10—50 см). Неясно, в какой степени результаты этих исследований могут быть применены к телескопу значительно большего диаметра. В особенности это относится к инфранизким частотам, где из-за технических трудностей мерцания звезд исследованы меньше, чем в области более высоких частот. Поэтому возникла необходимость измерить частотный спектр мерцаний в диапазоне 0,5—100 гц на 122-см телескопе Крымской астрофизической обсерватории, размеры которого близки к размерам АЗТ-11.

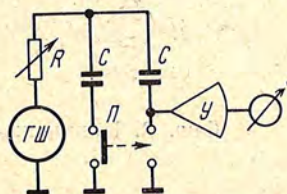
Известные установки для исследования мерцаний обычно используют либо узкополосные анализаторы спектра [5], например АСЧХ-1, либо набор узкополосных фильтров [4]. Анализаторы спектра на диапазон инфранизких частот отсутствуют. С другой стороны, изготовление большого числа узкополосных фильтров с идентичными полосами пропускания и разными частотами настройки является весьма трудным. Это побудило обратиться к гомодинному принципу. Известно, что в обычных схе-

мах синхронных (фазовых) детекторов полоса пропускания определяется только параметрами выходной цепи и не зависит от частоты детектируемого и опорного сигналов. Этот принцип положен в основу весьма легко перестраиваемого фильтра, входным сигналом для которого являются шумы мерцания небесного светила.

На фиг. 1 изображены положения вектора шума (т. е. мгновенные значения его амплитуды и фазы относительно выбранной системы отсчета) на заданной частоте для некоторого отрезка времени. Если такой сигнал поступает на коммутатор, работающий от какого-то опорного сигнала этой же частоты, и распределяется им между двумя интегрирующими ячейками,



Фиг. 1. Схематическое изображение мгновенных значений вектора шума и их проекций на ось опорного напряжения



Фиг. 2. К пояснению принципа действия анализатора шума

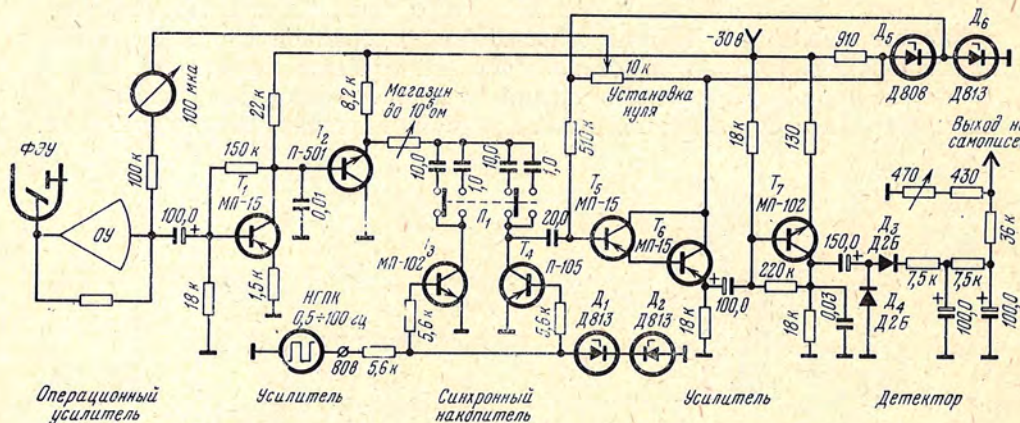
полоса пропускания которых достаточно мала, то на выходе появится периодический сигнал с шумовой огибающей. Этот сигнал окажется пропорциональным шумовой составляющей, вектор которой спроектирован на ось, соответствующую фазе опорного напряжения (мгновенные значения $u_1 - u_4$ на фиг. 1).

Принцип действия подобного анализатора поясняется фиг. 2. Из общего спектра шумов, генерируемых источником ГШ, необходимо выделить составляющую f_0 . С этой частотой переключатель П поочередно замыкает на общий провод нижние обкладки двух емкостей С. Легко видеть, что при одном положении переключателя вход усилителя У замкнут на общий провод, а при другом положении на усилитель поступает сигнал, равный разности потенциалов емкостей С. Если заряды на емкостях равны, выходной сигнал отсутствует. Это может наблюдаться в двух случаях: либо шума на этой частоте нет, либо его составляющая находится в квадратуре с фазой опорного сигнала. Во всех других случаях на выходе будет присутствовать напряжение, пропорциональное проекции вектора шума на данной частоте. Сигнал на последующие устройства должен сниматься именно с нижней обкладки емкости С, так как в противном случае на выход будет проходить вся низкочастотная часть спектра. При переходе на другую частоту анализа постоянная времени должна быть изменена так, чтобы

$$\frac{RC}{T} = K,$$

где T — период исследуемого сигнала, а K — постоянная. Принципиальная схема устройства приведена на фиг. 3. Сигнал с фотоумножителя поступает на усилитель ОУ и далее разделяется. Постоянная составляющая поступает на измерительный прибор, а переменная — на вход анализа-

тора. Транзистор T_1 увеличивает амплитуду шумового сигнала в диапазоне 0,5—100 гц в 15 раз. Эмиттерный повторитель T_2 нагружен на интегрирующую цепь, состоящую из магазина резисторов и одной из двух пар емкостей. Транзисторы T_3 и T_4 работают в схеме электронного комму-



Фиг. 3. Принципиальная схема анализатора шума

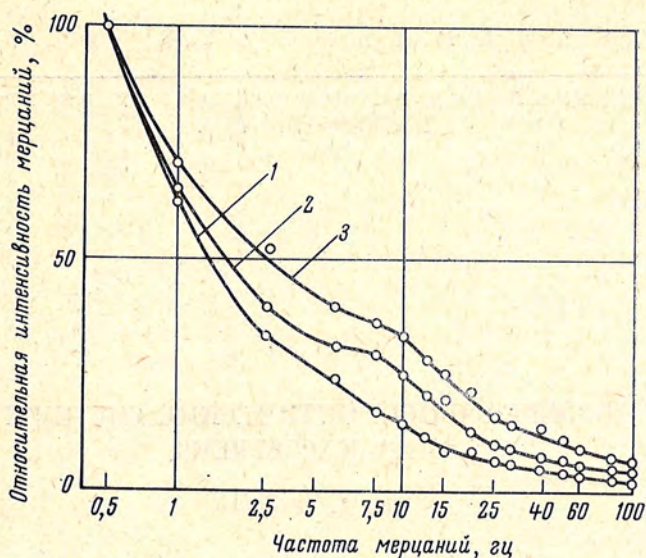
татора [6], поочередно включаясь от источника опорного напряжения, в качестве которого был использован промышленный генератор НГПК-2. Составной эмиттерный повторитель $T_5 - T_6$ согласовывает анализатор с усилителем T_7 , поднимающим амплитуду выделенного сигнала примерно в 100 раз. С детектора через фильтр напряжение поступает на вход самописца.

Для выполнения указанного выше соотношения при каждой перестройке генератора изменяется установка магазина:

Частота, гц	Магазин, ком	Емкость, мкф	Частота, гц	Магазин, ком	Емкость, мкф
0,5	100	2×10	10	50	2×1
1	50		12,5	40	
2,5	20		15	33,3	
5	10		20	25	
7,5	6,67		25	20	
10	5		30	16,67	
			40	12,5	
			50	10	
			60	8,33	
			80	6,25	
			100	5	

Из-за наличия в схеме переходных емкостей на низших частотах диапазона наблюдается завал, поэтому анализатор требует калибровки и ее учета при вычислении результата. Калибровка осуществлялась от источника белого шума, в качестве которого были использованы шумы темного тока ФЭУ.

Полученные результаты представлены на фиг. 4. Из-за ограниченности отведенного наблюдательного времени на 122-см телескопе и плохих метеословий были выполнены наблюдения только одного объекта (α Boo;



Фиг. 4. Спектр мерцаний α Вов при наблюдениях на 122-см рефлекторе Крымской обсерватории

1 — безветренно; 2 — умеренный ветер; 3 — сильный ветер

27, 28 и 29.V 1966 г.). Для яркого объекта относительно мала роль дробовых шумов в токе ФЭУ, что предотвращает маскирование изучаемого сигнала. Все наблюдения проводились близ меридиана при $z = 26 \div 30^\circ$.

Амплитуда мерцаний падает с ростом частоты; шумы на частоте 10 гц в безветренную погоду в 5 раз меньше, чем на частоте 1 гц, а на 100 гц примерно в 5 раз меньше, чем на 10 гц. В ветреную ночь шумы на частоте 10 гц возросли почти в 2,7 раза, в то время как на частоте 1 гц — только в 1,45 раза. Характер спектра также совершенно меняется.

Из полученных результатов сделан вывод, что частота модуляции в поляриметре АЗТ-11 должна быть выбрана не ниже 30 гц.

Декабрь 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. О. П. Мельников, И. Г. Колчинский, Н. И. Кучеров. Труды совещания по исследованию мерцаний звезд. Изд-во АН СССР, 1959, стр. 63.
2. A. H. Mikesell, A. A. Hoag, J. S. Hall. J. Opt. Soc. America, 1951, 41, 689.
3. A. H. Mikesell. Publ. U. S. Naval Obs., 1955, 17, IV, 139.
4. Р. Г. Виноградова. Труды совещания по исследованию мерцаний звезд. Изд-во АН СССР, 1959, стр. 155.
5. Л. В. Ксанфомалити. Бюлл. Абастуманской астрофиз. обс., 1966, № 34, 117.
6. Л. В. Ксанфомалити. Приборы и техника эксперимента, 1967, № 2, 167.

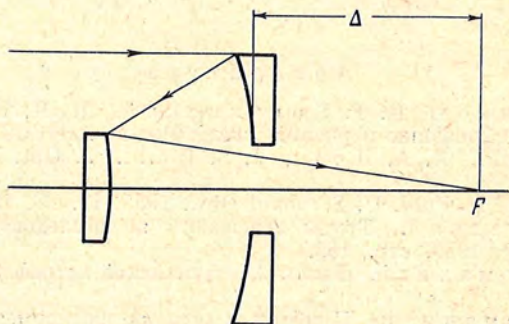
ДВУЗЕРКАЛЬНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ
ТИПА КАССЕГРЕНА

Г. М. Попов

Рассмотрен ряд вариантов систем типа Кассегрена, у которых и главное, и вторичное зеркала имеют форму конических сечений с различными эксцентриситетами. Получены также апланатические варианты системы Кассегрена и среди них система с практически плоским полем.

TWO-MIRROR OPTICAL SYSTEMS OF CASSEGRAIN TYPE, by G. M. Popov. — A number of versions of Cassegrain type systems, both primary and secondary mirrors of which have the form of conic sections with different eccentricities, is considered. Aplanatic versions of Cassegrain system and among them a system with a practically plane field are obtained also.

Системы из двух зеркал (фиг. 1), предложенные в XVII в. Кассегреном, представляют наибольший практический интерес для астрономического приборостроения. Этот вопрос и в настоящее время недостаточно изучен, несмотря на работы Шварцшильда [1], Кретьена [2] и Максудова [3].



Фиг. 1. Схема системы Кассегрена

В связи с работой по созданию в Крымской астрофизической обсерватории башенного солнечного телескопа с диаметром главного зеркала 1 м было предпринято изучение ряда вариантов системы Кассегрена с различной формой поверхностей главного и вторичного зеркал посредством прямого просчета хода лучей через систему, что позволило получить точные значения аберраций, а не приближенные (3-го порядка), как это сделал Максудов [3].

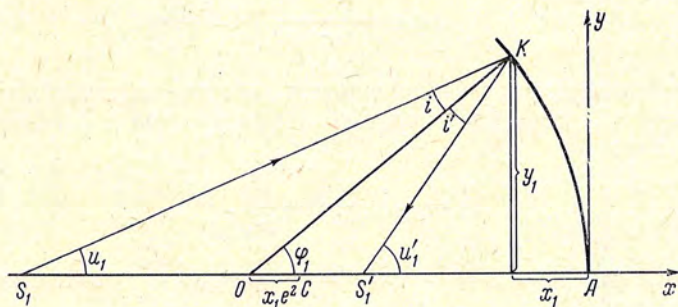
§ 1. ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТА ХОДА ЛУЧА И АБЕРРАЦИИ ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ, ИМЕЮЩЕЙ ФОРМУ КОНИЧЕСКОГО СЕЧЕНИЯ

Рассмотрим зеркало, сечение которого плоскостью чертежа представляет собой коническое сечение (фиг. 2):

$$y^2 = 2rx + x^2(e^2 - 1), \quad (1)$$

где x и y — координаты кривой, r — радиус кривизны при вершине и e^2 — квадрат эксцентриситета конического сечения.

Возьмем некоторую точку K на поверхности с координатами x и y и проведем нормаль KO до пересечения с осью в точке O . Центр кривизны



Фиг. 2. Ход луча через зеркало, имеющее форму конического сечения

поверхности при вершине обозначим C . Расстояние между точками O и C равно xe^2 (для конических сечений). Из фиг. 2 найдем:

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{y_1}{r_1},$$

где $r_1' = r_1 + x_1(e^2 - 1)$. Учитывая, что $i = i'$, получим

$$\left. \begin{aligned} u_1' &= u_1 + 2 \operatorname{arctg} \frac{y_1}{r_1'}, \\ s_1' &= x_1 + y_1 \operatorname{ctg} u_1', \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где s_1' — расстояние $S_1'A$.

Формулы (1) и (2) определяют ход луча после отражения от поверхности (предполагается, что падающий луч задан величинами u_1 и y_1). Правила знаков для отрезков $S_1A = s$ и $S_1'A = s_1'$ и для углов u_1 и u_1' — обычные, общепринятые в отечественной литературе [4]. Заметим, что для параболической поверхности формулы (1) и (2) упрощаются:

$$y_1^2 = 2r_1x, \quad (1a)$$

$$\left. \begin{aligned} u_1' &= u_1 + 2 \operatorname{arctg} \frac{y_1}{r_1}, \\ s_1' &= x_1 + y_1 \operatorname{ctg} u_1' = \frac{y_1^2}{2r_1} + y_1 \operatorname{ctg} u_1'. \end{aligned} \right\} \quad (2a)$$

Связь между x и y , выражаемая уравнением (1), довольно сложна. Решая уравнение (1), получим

$$x = \frac{r}{1 - e^2} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{(1 - e^2)y^2}{r^2}} \right]. \quad (3)$$

Целесообразнее пользоваться разложением выражения (3) в степенной ряд:

$$x = \frac{y^2}{2r} + \frac{(1-e^2)y^4}{8r^3} + \frac{(1-e^2)y^6}{16r^5} + \dots$$

Этот ряд сходится весьма быстро и, как правило, достаточно брать 2—3 члена этого ряда.

Формулы (2) можно свести в одну; подставив u'_1 в выражение для s'_1 , получим

$$s'_1 = x_1 + \frac{\frac{r'_1}{2} - y_1^2 \left(\frac{1}{2r'_1} - \frac{1}{s_1 - x_1} \right)}{1 + \frac{1}{2(s_1 - x_1)} \left(r'_1 - \frac{y_1^2}{r'_1} \right)}. \quad (4)$$

Если предмет находится в бесконечности, что справедливо для главного зеркала системы Кассегрена, получим очень простое и удобное для расчета выражение:

$$s'_1 = x_1 + \frac{r'_1}{2} - \frac{y_1^2}{2r'_1}. \quad (5)$$

Учитывая, что $y_1^2 = 2r_1x_1 + x_1^2(e^2 - 1) = x_1(r'_1 + r_1)$, после преобразований получим

$$s'_1 = \frac{r_1}{2} + (e_1^2 - 1) \left(1 + \frac{x_1}{r'_1} \right) \frac{x_1}{2} = f_1 + (e_1^2 - 1) \frac{x_1}{2} + \frac{(e_1^2 - 1)x_1^2}{2r'_1}, \quad (6)$$

где f_1 — фокусное расстояние поверхности. Последний член этого выражения, как правило, очень мал, а потому без значительной ошибки можно r'_1 заменить через r_1 , учитывая, что r'_1 мало отличается от r_1 . Окончательно получим:

$$s'_1 \approx f_1 - \Delta s'_1, \quad (7)$$

где

$$\Delta s'_1 \approx - (e_1^2 - 1) \frac{x_1}{2} - \frac{(e_1^2 - 1)}{2r_1} x_1^2.$$

Полученное выражение для $\Delta s'_1$ представляет собой продольную сферическую абберацию зеркала для бесконечно удаленного предмета. Очевидно, для параболического зеркала $e_1^2 = 1$, $\Delta s' = 0$; для сферического зеркала ($e_1^2 = 0$) получим

$$\Delta s'_1 = \frac{r_1 x_1}{2(r_1 - x_1)}. \quad (8)$$

Пользуясь формулами (6)—(8), достаточно производить вычисления, как правило, с тремя-четырьмя значащими цифрами (исключая величину f_1 , которая должна быть вычислена с большим числом значащих цифр).

Вычислив ряд значений s'_1 (при разных x_1 , т. е. для различных лучей) и найдя u'_1 по первой из формул (2) для этих же лучей, получим зависимость $s'_1 = f(u'_1)$, выражающую сферическую абберацию главного зеркала как функцию угла u'_1 . Аналогично находим и зависимость сферической абберации зеркала от угла u'_1 в предположении, что точка-предмет помещена в фокусе системы F (фиг. 1); при этом для вычислений используем формулу (4) и первую формулу из (2). Очевидно, если сферическая абберация всей системы исправлена, то величина сферической абберации, вноси-

мой главным и вторичным зеркалами, будет одинакова по абсолютной величине. В действительности не удастся полностью исправить сферическую абберацию в системе, состоящей из двух зеркал, имеющих форму конических сечений, и наблюдается небольшая остаточная абберация, в большинстве случаев очень малая. Исправив в системе сферическую абберацию, можно вычислить и величину комы (также пользуясь выражениями (2) или (4), рассчитав ход по крайней мере трех косых лучей).

§ 2. МЕТОДИКА РАСЧЕТА И СВОЙСТВА ПОЛУЧЕННЫХ СИСТЕМ

Расчет системы первоначально производили вручную, имея в виду габаритные и иные требования к проектируемому башенному телескопу в предположении, что поверхности системы сферические. Радиус главного зеркала выбирался равным 24—26 м, а радиус вторичного зеркала и расстояние между зеркалами выбирались так, чтобы получить эквивалентный фокус системы порядка 40 м или 21 м (система предназначалась для использования в башенном солнечном телескопе — предполагалось, что будет использоваться внеосевая часть системы по схеме брахит с диаметром входного зрачка 1 м). После того, как нужное значение радиуса вторичного зеркала r_2 было найдено и определено расстояние между зеркалами, производился расчет осевого пучка лучей на ЭВМ «Минск-1» (для повышения точности вычислений использовалась программа с удвоенным числом значащих цифр — 14 вместо 7) при заданной форме главного зеркала (т. е. задавалось значение e_1^2) и путем подбора и интерполяции находилось значение эксцентриситета e_2^2 вторичного зеркала, при котором достигается исправление осевой (сферической) абберации. После получения e_2^2 , при котором исправлена сферическая абберация, производился расчет аббераций косых лучей (главным образом комы). Наиболее совершенным типом системы оказались апланатические системы с исправленной комой, допускающие использование поля зрения 1—1,5° по диаметру, причем кружок рассеивания на краю поля не превосходит 1" (в центре поля абберация не превосходит 0",1 у всех систем, рассчитанных нами). Одна из рассчитанных апланатических систем имеет практически плоское поле, другая — поле с очень слабой кривизной: радиус кривизны поля составляет около 16 м.

Рассчитаны также системы, допускающие сравнительно простое изготовление и контроль оптики — системы с главным зеркалом сферической формы и системы с главным эллипсоидальным зеркалом и вторичным сферическим, а также для сравнения рассчитана система классического типа с главным зеркалом параболической формы и вторичным гиперболическим.

Результаты вычислений сведены в таблицу. В ней приведены: радиусы кривизны при вершине r_1 и r_2 главного и вторичного зеркал соответственно, квадраты эксцентриситетов e_1^2 и e_2^2 главного и вторичного зеркал соответственно, расстояние между зеркалами d_1 , расстояние изображения от вторичного зеркала s_2 , эквивалентное фокусное расстояние системы F , диаметр главного зеркала системы D ; наконец, даны абберационные характеристики систем в мм и угловой мере; диаметр кружка рассеивания на оси $2\delta g'$, размеры пятна рассеивания в меридиональной плоскости δg_ω (для угла поля ω), размеры пятна рассеивания в сагиттальной плоскости δG_ω (для угла поля ω), а также приведен угловой диаметр полезного поля системы $2\omega'$, в пределах которого угловые размеры пятна рассеивания не превосходят 1". Очевидно значительное преимущество апланатических систем, допускающих поле $2\omega' = 1,5 \div 1^\circ$ (следует заметить, что в апланатических системах поле ограничено астигматизмом, а не комой,

Таблица

Вариант	№ 1	№ 2	№ 3	№ 4	№ 5	№ 6	№ 7
$r_1, \text{м}$	-24	-26	-26	-26	-24	-24	-24
$r_2, \text{м}$	-10,2	-26	-24,7	-24,7	-10,2	-10,2	-20,98
e_1^2	1,0756	1,476	1	0,6045	0,646	0,0	0,0
e_2^2	4,085	37,009	15,525	0,0	0,0	-6,15	-20,15
$d_1, \text{м}$	-8,4	-7,9	-8	-8	-8,4	-8,4	-7,5
s_2'	12,24	8,3924	8,4	8,4	12,24	12,21	7,8914
$F, \text{м}$	40,8	24,4	21,84	21,84	40,8	40,8	21,035
$D, \text{м}$	3,5	3,5	3,5	3,5	3,5	3,5	3,5
$2\delta g$	0,012 мм = 0",06	0,005 мм = 0",03	0,0	0,01 мм = 0",06	0,0	0,015 мм = 0",07	0,012 мм = 0",12
$\delta g_{\omega}(\omega = 15^\circ)$	0,02 мм = 0",1	0,1 мм = 1"	0,37 мм = 3",7	0,06 мм = 6"	1,1 мм = 5"	2,5 мм = 13"	1,3 мм = 13"
$\delta G_{\omega}(\omega = 15^\circ)$	0,1 мм = 0",5	0,02 мм = 0",2					
$2\omega'$	1°,5	1°	8'	5'	6'	2',3	2',3
Примечания	Апланатическая система; радиус кривизны поля 8,8 м	Поле практически плоское; апланатическая система	Классический касетрен с параболическим главным зеркалом	Система с главным зеркалом эллиптической формы и вторичным сферическим зеркалом	Главное зеркало сферическое		

поэтому пятно рассеивания имеет симметричную форму эллипса, что не служит помехой для измерений, например, положений звезд на пластинке, а потому в действительности в ряде случаев можно использовать и большие поля, чем $1-1^{\circ},5$). Среди остальных систем наилучшим оказался классический кассегрен с полем около $8'$, затем следуют системы с главным зеркалом эллиптической формы и вторичным сферическим (поле порядка $5-6'$), и, наконец, на последнем месте находится система с главным зеркалом сферической формы (поле около $2'$). Заметим, что, как показало исследование аберраций 3-го порядка, астигматизм в апланатических системах может быть значительно снижен (следовательно, поле зрения увеличено), но при этом либо возрастает экранирование света вторичным зеркалом, либо увеличивается вынос фокуса Δ (фиг. 1) за пределы системы (что в ряде случаев, как, например, в случае использования фокуса куда, допустимо). Поэтому в каждом конкретном случае конструктор должен искать наиболее выгодное решение, приводящее к апланатической системе с минимальным астигматизмом.

§ 3. ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ

Апланатические системы, обладая значительным полем и совершенным исправлением аберраций, могут применяться для прямого фотографирования небесных объектов, а также в комбинации с электронно-оптическими преобразователями, телевизионной техникой и другими светоприемниками; при этом время на поиск нужного объекта ввиду большого поля зрения может быть значительно сокращено, а количество наблюдательного материала (которое в большинстве случаев пропорционально площади поля зрения телескопа) значительно увеличено. По этой апланатической схеме целесообразно строить как крупные инструменты, так и телескопы среднего диаметра (заметим, что данные таблицы, выраженные в линейной мере, можно пропорционально изменять, умножая на некоторый коэффициент и получая, таким образом, системы нужного диаметра и фокусного расстояния; эксцентриситеты зеркал, разумеется, при этом не меняются). Апланатические системы можно применять и в солнечных телескопах, используя внеосевую схему (брахит); впрочем, осуществление таких систем с главным зеркалом большого размера, по-видимому, затруднительно. Системы малого диаметра можно использовать и в качестве камер к спектрографам; астигматизм не мешает получать резкие изображения спектральных линий, а потому полезное поле может быть существенно увеличено. Возможно применение апланатических систем и для внеатмосферных наблюдений.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить программиста-оператора М. Н. Рыбалову за составленные программы расчета и участие в вычислениях хода лучей.

14 декабря 1966 г.

Л и т е р а т у р а

1. K. Schwarzschild. Göttinger Nachr., N. F., 4, 1905, № 43.
2. H. Cretien. Rev. d'Optique, 1922, 1.
3. Д. Максutow. Труды ГОИ, 1932, 8.
4. Г. Г. Слюсарев. Методы расчета оптических систем. ОНТИ, 1937.

ХРОНИКА

В 1966 г. завершен монтаж и начал работать 22-метровый радиотелескоп.

В обсерватории в 1966 г. были проведены: Пленум Астрономического совета АН СССР (апрель), Конференция по проблемам физики звезд и туманностей, посвященная памяти академика Г. А. Шайна (сентябрь), Научная сессия Совета по комплексной проблеме «Радиоастрономия» (октябрь), а также некоторые научно-технические совещания.

Ряд сотрудников обсерватории участвовал в работе многих совещаний и конференций: в совещании по силам осцилляторов в Риге, в совещании исследователей магнитных и пекулярных звезд спектрального класса А в Москве, в конференции по магнитной гидродинамике в Риге, в совещании по механизмам и источникам нетеплового излучения космических объектов в Горьком, в XV пленуме комиссии по изучению переменных звезд в Свердловске, в Летней астрофизической школе в Шемахинской обсерватории АН Азербайджанской ССР, в конференции по физике планет в Харькове, во Всесоюзной конференции по космическим лучам в Алма-Ате, в научной сессии, посвященной 10-летию создания Шемахинской астрофизической обсерватории и пуску двухметрового телескопа, в Республиканском семинаре Общества «Знание» в Киеве, а также в других совещаниях по отдельным научным и научно-организационным вопросам.

В 1966 г. международные научные связи обсерватории развивались следующим образом.

С 3 по 10 января обсерваторию посетила группа китайских ученых (Сяо Гуан-чзя, Ван Шоу-гуань, Ло Дин-дзян, Шэнь Лян-чжао). Они ознакомились с телескопами и установками обсерватории в Научном и Симеизе. На заседании ученого совета обсерватории был сделан доклад «Пекинская обсерватория».

Сотрудник института им. Г. Герца (ГДР) радиоастроном Г. Рихтер находился в обсерватории с 8 по 13 июля. Для сотрудников обсерватории им сделан доклад «Строение Галактики на основе радиоастрономических исследований».

В сентябре обсерваторию с кратковременным визитом посетил проф. Е. Рыбка (ПНР). Он обсудил некоторые проблемы фотометрических систем с сотрудниками отдела физики звезд.

А. Анталова — сотрудник Астрономического института Словацкой Академии наук (ЧССР) — приехала в обсерваторию в сентябре. Цель ее приезда — получение консультаций, ознакомление с методикой и работами, которые ведутся в обсерватории.

С 29 августа по 2 сентября А. А. Степанян выезжал в Белград для участия в Международном симпозиуме по солнечно-земным связям (СФРЮ). Им по работам, выполненным совместно с А. К. Панкратовым, сделан доклад «Некоторые динамические явления в суточной вариации космических лучей».

С 16 по 20 сентября А. Б. Северный — вице-президент Международного Астрономического союза — принял участие в работе Исполкома МАС в Праге (ЧССР).

В Гданьске (ПНР) А. Б. Северный участвовал в Международном симпозиуме по магнитной гидродинамике и сделал доклад (24.IX 1966 г.) «Тонкая структура солнечных магнитных полей».

В ГДР для ознакомления и обмена опытом эксплуатации больших телескопов, изучения способов обработки наблюдательного материала выезжал Б. П. Абражевский (с 11.X по 1.XI 1966 г.).

Во второй половине октября Т. С. Галкина и В. В. Прокофьева приняли участие в совещании по наблюдениям искусственных спутников Земли (ГДР). Ими сделан доклад на тему «О применении высокочувствительной электронной и телевизионной аппаратуры для наблюдений искусственных космических объектов».

С. И. Гопасюк с 18 июля по 18 октября находился в ЧССР, где работал временно в должности научного сотрудника в солнечном отделе астрономической обсерватории Академии наук ЧССР в Ондржееве. Целью пребывания С. И. Гопасюка в ЧССР было

продолжение начатых еще в 1965 г. в Крымской обсерватории совместно с д-ром Кривским и д-ром Бумбой работ по проблеме «Влияние структуры магнитного поля и развития групп пятен на приход к Земле корпускул, выброшенных во время вспышек».

В мае обсерваторию посетили с кратковременным визитом американские радиоастрономы Смит и Моффет, которые ознакомились с радиотелескопом РТ-22 и другими телескопами и установками.

Геофизики Субрахманьян, Бхаргава, А. Саха (Индия) побывали в обсерватории в мае и ознакомились с работами в области исследований ионосферы и космических лучей.

Проф. М. Уберой (США) во второй половине мая посетил обсерваторию в Симеизе и Научном и 19 мая на заседании Ученого совета сделал доклад «Некоторые точные решения задач магнитогидродинамики, имеющие астрофизическое приложение».

21 июля КРАО АН СССР посетила группа любителей астрономии из Голландии (31 чел.) во главе с проф. М. Миннартом. Они ознакомились с солнечными и звездными телескопами обсерватории.

С 28 августа по 5 сентября в обсерватории находился проф. Э. Шацман с супругой. На заседании Ученого совета 1 сентября он сделал доклад «Теории солнечных вспышек». Э. Шацман имел ряд бесед с сотрудниками обсерватории по вопросам, представляющим взаимный интерес.

С 5 июля по 19 октября в обсерватории работал научный сотрудник Академии наук Швеции д-р О. Стенфло. Он принимал участие в совместной работе по изучению магнитных полей на Солнце. Стенфло уже второй год приезжает в Крымскую обсерваторию для проведения исследований по физике Солнца. Д-р Стенфло получил ряд новых, интересовавших его записей на двойном магнитографе обсерватории.

С кратковременным визитом обсерваторию посетил проф. А. Дольфус (Франция). Проф. Дольфус имел длительные беседы с сотрудниками обсерватории, обмен мнений и дискуссии были очень полезны. 14 ноября на Ученом совете он сделал интересный доклад «О планетных исследованиях во Франции».

В. К. Прокофьев выезжал на Международную конференцию по ультрафиолетовой и рентгеновской спектроскопии лабораторной и астрофизической плазмы (Англия, 28.III—1.IV 1966 г.). Им сделан доклад «Силы осцилляторов резонансных линий многократных ионов изоэлектронных рядов от гелия до аргона».

П. П. Добронравин участвовал в работе IX Пленума КОСПАР и VII Международного симпозиума по изучению космического пространства (Австрия, 10—19.V). Он сделал доклад «Наблюдения искусственных космических объектов», в котором были изложены результаты работ, проводимых в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

А. Б. Северный выезжал в обсерваторию Анакапри, Италия (по приглашению), на симпозиум «Тонкая структура солнечной атмосферы», где им сделан доклад «О тонкой структуре магнитных полей на Солнце».

В 1966 г. три сотрудника обсерватории (А. С. Дворяшин, Т. Т. Цап, П. Ф. Чугайнов) подготовили, сдали и успешно защитили кандидатские диссертации.

И. М. Копылов подготовил и сдал доклад по совокупности работ, представленных на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Тема диссертации — «Физические и эволюционные характеристики горячих звезд».

В 1966 г. вышел из печати XXXV том «Известий Крымской астрофизической обсерватории АН СССР». Подготовлены также и сданы в печать два тома «Известий КРАО АН СССР»: том XXXVII и том XXXVIII (настоящий том).

Известия Крымской астрофизической обсерватории
Том XXXVIII

Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией
АН СССР

Редактор изд-ва Ю. И. Ефремов
Технический редактор Р. М. Денисова

Сдано в набор 11/VII 1967 г. Подписано к печати 3/I 1968 г.
Формат 70×108¹/₁₆. Усл. печ. л. 24,5. Уч.-изд. л. 22,6.
Тираж 1300 экз. Т-01662. Тип. зак. 3215.

Цена 1 р. 59 к.

Издательство «Наука». Москва К-62, Подсосенский пер., 21
2-я тип. издательства «Наука». Москва Г-99, Шубинский пер., 10

