

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XXXIV



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА 1965

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. Добропрасин* (заместитель ответственного редактора), канд. физ.-матем. наук *Л. С. Галкин* (ответственный секретарь)

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА ОБЛАСТЕЙ
С ПРОТОННЫМИ И НЕПРОТОННЫМИ ВСПЫШКАМИ

Г. Ф. Елисейев, И. Г. Моисеев

Предпринята попытка найти отличительные свойства радиоизлучения активных областей с протонными вспышками. Показано, что в таких областях вспышек, сопровождающихся всплесками радиоизлучения на сантиметровых волнах, в среднем в 3—4 раза больше, чем в областях без протонных вспышек. Для областей обоих типов отмечено смещение к востоку центров конденсаций (на волне 21 см) относительно пятен с наибольшим магнитным полем в группе, однако над областями с протонными вспышками смещение оказалось меньшим, чем над областями без протонных вспышек. По интенсивности медленно меняющейся составляющей радиоизлучения на волнах 9 и 21 см области практически не отличаются.

SOME PROPERTIES OF PROTON AND NON-PROTON FLARE REGIONS, by G. F. Eliseyev and I. G. Moiseyev.— An attempt is made to find the distinguishing properties of radio emission of active regions with proton flares. It is shown that in such regions the number of flares accompanied by burst of radio emission at centimeter wave-lengths exceeds that in regions without proton flares by a factor of 3—4. A shift to the east of centers of condensations (at 21 cm) relative to the spot with the largest magnetic field in the group is noted for regions of both types. However the shift is smaller above regions with proton flares than above regions without proton flares. The regions do not differ practically with regards to the intensity of the slowly varying component of radio emission at 9 and 21 cm.

На Солнце наблюдаются активные области, в которых развитие отдельных вспышек сопровождается генерацией высокоэнергичных протонов (~ 10 — 100 Мэв и более). Отмечаются случаи, когда в одной и той же области происходит несколько протонных вспышек [1, 2], тогда как в большинстве активных областей за все время их жизни таких вспышек не обнаруживается.

Исследование характерных особенностей активных областей с протонными вспышками представляет интерес как с точки зрения выяснения физических процессов, приводящих к возникновению таких вспышек, так и для прогнозирования появления потоков высокоэнергичных протонов в окрестности Земли.

В [3] показано, что протонные вспышки происходят в группах пятен со сложной конфигурацией магнитного поля при наличии больших его градиентов вблизи нейтральных точек. В [4] отмечено, что число вспышек (в основном балла 1) в областях с протонными вспышками значительно больше, чем в областях без протонных вспышек. В настоящей работе предпринята попытка найти отличительные особенности в радиоизлучении

№ по пор.	Номер протонной области	Дата вспышки	Время, У. Т.			Балл	Координаты
			начало	конец	максимум		
1	5009	12. II 1959 г.	23 ^h 01 ^m	25 ^h 15 ^m	23 ^h 25 ^m	3	N13, E48
2	5054	24. III	9 58	13 25	10 15	3	N29, W77
3	5148	10. V	20 55	26 00	21 48	3 ⁺	N17, E50
		13. V	5 09	5 53	5 15	2 ⁺	N22, E26
4	5204	13. VI	3 57	4 08	3 58	1	N17, E58
5	5265	10. VII	2 10	9 03	2 40	3 ⁺	N22, E64
		12. VII	21 52	14 20	22 30	2 ⁺	N19, E24
		14. VII	3 25	11 21	3 49	3 ⁺	N17, E06
		16. VII	21 14	24 30	21 29	3	N16, W30
6	5294	27. VII	12 24	12 58	12 29	2	N14, E50
		29. VII	12 02	14 08	12 13	2	N11, E26
		29. VII	21 17	22 43	21 20	2 ⁺	N15, E22
7	5323	14. VIII	00 40	3 26	1 20	2	N11, E27
		18. VIII	10 19	12 50	10 50	3	N11, W34
8	5340	1. IX	16 48	18 32	17 04	2 ⁺	S12, W52
9	5476	2. XII	12 19	14 12D	12 29	2 ⁺	N07, W16
10	5478	8. XII	1 16	2 04	1 20	1 ⁺	N13, W39
		8. XII	7 47	8 39	7 56	2	N12, W44
		10. XII	5 12	5 37	5 18	2 ⁺	N15, W70
11	5615	30. III 1960 г.	14 55	18 58	—	2	N12, E19
12	5642	29. IV	2 09E	5 05	4 04	3	N10, W22
13	5653	6. V	14 04	20 20	14 46	3 ⁺	S10, E08
14	5654	13. V	5 19	7 35D	5 32	3	N29, W65
15	5680	1. VI	8 23	16 30	9 00	3 ⁺	N30, E50
16	5713	25. VI	11 30	14 58	12 12	3	N22, E05
17	5838	3. IX	00 40	1 54	1 08	2 ⁺	N18, E88
18	5925	10. XI	10 09	13 07	—	3	N28, E28
		12. XI	13 25	19 22	—	3 ⁺	N26, W05
		14. XI	2 46	5 20	—	2 ⁺	N29, W19
		15. XI	2 07	4 27	—	3	N26, W35
19	6171	12. VII 1961 г.	10 02	12 00	10 28	3	S07, E17
		18. VII	9 43	11 25	10 02	3 ⁺	S08, W59
		20. VII	—	—	—	3 ⁺	S06, W90
20	6172	15. VII	14 33	19 29	15 58	3	N13, E15
21	6178	24. VII	17 22	22 20	18 22	2 ⁺	N08, E09
22	6235	28. IX	22 02	1 30	22 24	3	N12, E29

активных областей с протонными вспышками. Для этой цели были отображены все активные области за период с января 1959 г. по декабрь 1961 г., в которых, согласно [1, 2], выявлены протонные вспышки. Таких областей оказалось 22, в них произошло 36 протонных вспышек. В таблице приведены номера по [5] этих активных областей, а также сведения о протонных вспышках, зарегистрированных в них. Будем называть их протонными областями. Для сравнения с ними были отобраны самые крупные по общей площади пятен активные области за 1959 г. (21 область с максимальной площадью группы пятен не менее 1000 миллионных долей полусферы) и за 1960 г. (20 областей с максимальной площадью группы пятен не менее 500 миллионных долей полусферы), в которых за все время их жизни (просматривались все обороты) не было отмечено протонных вспышек. Номера этих областей по [5] (будем их называть непотонными областями) следующие:

1959 г.				1960 г.			
4951	5016	5068	5329	5570	5627	5749	5901
4953	5018	5071	5336	5600	5630	5775	5909
4973	5026	5167	5433	5607	5663	5798	5932
4974	5052	5179	5438	5609	5695	5811	5948
4976	5058	5244	5452	5625	5726	5880	5983
			5468				

Не исключено, что в отобранное число непотонных областей попадают области, в которых происходили протонные вспышки во время их прохождения по невидимой стороне Солнца. Для уменьшения веса таких областей в оценке их свойств непотонных областей было отобрано почти в 2 раза больше, чем протонных.

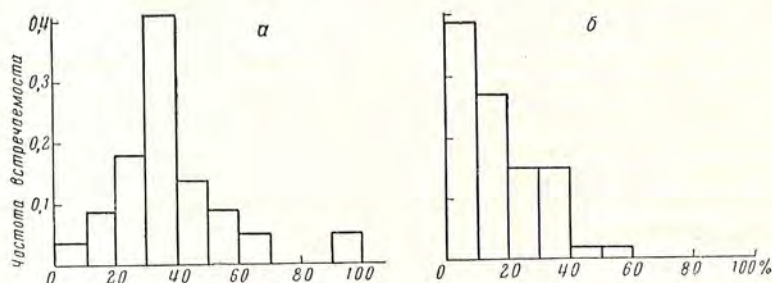
Максимальные площади групп пятен, связанных с протонными областями, колеблются в интервале от 190 до 2470 миллионных долей полусферы, а их среднее арифметическое составляет 1200. Максимальные площади групп пятен, связанных с непотонными областями, колеблются от 500 до 2480 миллионных долей солнечной полусферы, а среднее арифметическое составляет 1270, что показывает сравнимость выбранных областей по площадям групп пятен.

Была исследована активность вспышек в радиоизлучении на различных длинах волн для областей обоих типов, для чего с помощью [5] были выбраны все вспышки, зарегистрированные в рассматриваемых областях. Распределение вспышек по типам областей следующее:

	Протонные области	Непотонные области
Число областей	22	41
Общее число вспышек	1061	1141
Общее число всплесков на длинах волн, см:		
3	216	97
8—12	286	168
3—21	361	182
>50	259	233

По этим данным легко подсчитать, что в среднем в одной протонной области происходит в $\sim 1,8$ раза больше вспышек, чем в непотонной (вспышки по баллам не делились), что согласуется с результатами, полученными в [4]. Далее, используя данные [6], вспышки по времени отождествлялись со всплесками радиоизлучения в трех диапазонах длин волн: 3,16—3,2; 8—21 и более 50 см. Если во время вспышки в [6] находился всплеск радиоизлучения любой интенсивности и любого типа в каком-либо из указанных диапазонов, то считалось, что вспышка сопровождается всплеском в этом диапазоне. При отсутствии в [6] во время вспышки всплеска в каком-либо из диапазонов считалось, что вспышка всплеском на этих волнах не сопровождается. Если всплеск радиоизлучения по времени перекрывал две вспышки и более, то такие случаи исключались. Возможно, что некоторые всплески радиоизлучения, связанные со вспышками, могли происходить несколько ранее зарегистрированного начала вспышки. Такие случаи также не рассматривались, поэтому доля вспышек, сопровождавшихся радиоизлучением, несколько занижена. Кроме того, ряд всплесков, в основном малой интенсивности, мог не войти в [6], что тоже приводит к занижению процента совпадения со вспышками. Однако, сверяя табличные данные [6] с записями радиоизлучения Солнца на волнах 10 см и 1,5 м за 1959 г., полученными в Крымской астрофизической обсерватории, видим, что табличные данные достаточно полно представляют сведения о необычных явлениях на этих волнах.

Результаты отождествления вспышек со всплесками радиоизлучения, приведенные выше, позволяют подсчитать, что в протонных областях вспышки сопровождаются всплесками на волне 3 см в $\sim 2,5$ раза, на волнах 8—12 см в ~ 2 раза чаще, чем в непротонных областях. Если учесть, что в среднем в протонной области вспышек происходит в 1,8 раза больше, чем в непротонной, то различие будет еще заметнее. На волнах метрового диапазона ($\lambda > 50$ см) активность вспышек в радиоизлучении оказалась почти одинаковой для обоих типов областей. Однако следует отметить, что в большинстве случаев протонные области в отдельные периоды своего существования сопровождаются на метровых волнах шумовыми бурями



Фиг. 1. Распределение активных областей (общее число областей принято за единицу) в зависимости от числа вспышек (в процентах к общему количеству вспышек в области), сопровождавшихся всплесками радиоизлучения в диапазоне 3—21 см

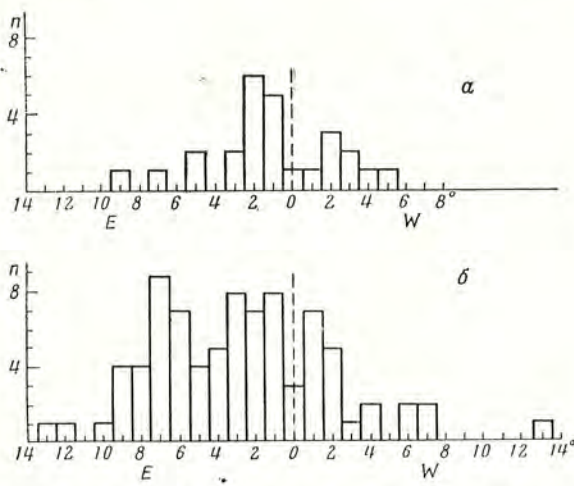
а — для протонных, б — для непротонных областей

[7], на фоне которых всплески, связанные со вспышками, выделить затруднительно, поэтому такие всплески могли не войти в [6] и доля вспышек, отождествленных со всплесками на метровых волнах, из-за этого может быть значительно занижена.

На гистограммах фиг. 1 показано распределение (в относительных единицах) активных областей в зависимости от числа вспышек, сопровождавшихся всплесками радиоизлучения в диапазоне 3—21 см. Интересно отметить, что наблюдаются явно выраженные максимумы в распределении областей, причем если для непротонных областей максимум приходится на области, в которых менее 10% вспышек сопровождаются всплесками, то для протонных областей максимальное число случаев падает на области, в которых от 30 до 40% вспышек сопровождаются всплесками радиоизлучения на сантиметровых волнах, т. е. намечается разделение областей на протонные и непротонные по активности вспышек в их излучении на сантиметровых волнах. Если учесть, что в число непротонных областей могло попасть некоторое количество протонных, то разделение этих двух типов областей может оказаться еще более заметным.

Далее для обоих типов областей сравнивались потоки (на волне 9,1 см) и яркостные температуры (на волне 21 см) радиоизлучения корональных конденсаций, связанных с ними. Для сравнения были использованы данные о потоках на волне 9,1 см из [8], где опубликованы потоки от 25 конденсаций; 8 из них оказались над протонными областями, а остальные 17 были связаны с областями, в которых протонных вспышек зарегистрировано не было. В [8] приведены ежедневные данные о величине потока радиоизлучения от конденсаций за время прохождения их по диску Солнца. На сантиметровых волнах радиоизлучение корональных конденсаций медленно изменяется со временем, а также незначительно уменьшается за счет отхода от центрального меридиана на небольшой угол (изменяется по закону косинуса [9]), поэтому для усреднения были

взяты значения величины потока от конденсаций не только в день прохождения их через центральный меридиан, а и за два дня до и после прохождения центрального меридиана, т. е. для каждой конденсации было использовано около пяти отсчетов величины потока. Расчет показал, что в среднем каждая конденсация над протонной областью имеет поток $(16 \pm 1) \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$, а над непротонной — $(19 \pm 1) \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$, т. е. по величине потока радиоизлучения конденсации, связанные с протонными областями, почти не отличаются от конденсаций, связанных с непротонными областями.



Фиг. 2. Гистограммы смещения центров конденсаций (на волне 21 см) относительно пятна с наибольшим магнитным полем в группе

По оси ординат отложено число случаев, а по оси абсцисс — величина смещения в градусах; а — для протонных, б — для непротонных областей

Для сравнения конденсаций по яркостной температуре излучения на волне 21 см оказалось возможным получить в [6] сведения для 12 конденсаций, связанных с протонными областями, и для 36 конденсаций, связанных с непротонными областями. Способом, аналогичным примененному для исследования потоков, было определено, что над областями первого типа в среднем конденсации имеют яркостную температуру $(7,3 \pm 0,3) \times 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$, а над областями второго типа — $(7,4 \pm 0,3) \cdot 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$. Отсюда видно, что и по величине яркостной температуры конденсации над областями обоих типов практически не отличаются друг от друга.

В [10] показано, что центры радиоизлучения конденсаций на волне 21 см смещены относительно центра тяжести группы пятен в среднем на 0,06—0,08 дня к востоку. Учитывая, что форма и положение конденсаций связаны с распределением магнитных полей в активной области, интересно оценить также смещение центров конденсаций относительно пятна с наибольшим магнитным полем в группе и сравнить величину смещения для областей обоих типов.

Для этой цели были использованы данные о радиоизлучении конденсаций (карты Солнца на волне 21 см) за 1957—1961 гг. [6]. По ним удалось получить сведения о 17 областях (см. таблицу), к которым, для увеличения числа случаев, были добавлены 9 протонных областей за 1957—1958 гг.

Для сравнения были отобраны за 1959—1961 гг. 82 непротонные области, для которых имеются сведения о радиоизлучении корональных конденсаций в [6]. Смещение определялось в момент прохождения конден-

сации через центральный меридиан. Полученные результаты приведены на гистограммах фиг. 2. Из этих гистограмм видно, что центры конденсаций для областей обоих типов в большинстве случаев смещены к востоку, причем это смещение составляет в среднем $\sim 1^\circ$ для конденсаций над протонными и $\sim 3^\circ,5$ над непротонными областями. Таким образом, в первом случае смещение в среднем получается меньшим, чем во втором, но при этом следует учитывать, что разброс значений в несколько раз превосходит эту величину. Заметим, что большие значения смещений (превышающие 3°) для конденсаций над протонными областями (см. фиг. 2, а) совпадают с теми случаями, когда рядом с исследуемой находится другая область, а конденсация над ними одна, при этом, как правило, центр конденсации лежит между областями.

Резюмируя, можно отметить следующее: протонные области отличаются от непротонных более высокой активностью всплесков в радиоизлучении на сантиметровых волнах (по числу всплесков, сопровождающихся всплесками). По интенсивности медленно меняющейся составляющей радиоизлучения на волнах 9 и 21 см области в среднем не различаются.

Интересным может оказаться замеченное в работе различие между протонными и непротонными областями в величине смещения к востоку центров конденсаций (на волне 21 см) относительно пятна с наибольшим магнитным полем в группе.

В заключение выражаем благодарность члену-корреспонденту АН СССР А. Б. Северному за ценные советы при выполнении работы и кандидату физико-математических наук Е. Ф. Шапошниковой за помощь при выборе активных областей.

18 декабря 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 305.
2. А. С. Дворяшин. Дисс., М., 1965.
3. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 29, 15.
4. Б. М. Владимирский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 262.
5. IGY Solar Activity Report Series, 1961, N 15; 1962, N 18; 1963, N 24; High Altitude Observ. Boulder, Colorado.
6. Quart. Bull. on Solar Activity, 1957—1961, N 120—133.
7. Л. С. Левицкий. Наст. том, стр. 16.
8. Compilations of Solar Geophysical Data, Abstracted from CRPL-F Pt B, May 1964.
9. M. Kundu. Solar Radio Astronomy, 1. Univ. Michigan, Radio Astron. Observ., 1964.
10. A. D. Fokker. Sterrewacht «Sonnenborgh» Utrecht, Overdruck, N 34.

О ДИНАМИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ
БОЛЬШИХ ВСПЛЕСКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ
НА МЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

Л. И. Юрoвскaя

Рассматриваются 12 всплесков радиоизлучения в метровом диапазоне, зарегистрированные в Крымской астрофизической обсерватории на радиотелескопе $\lambda = 1,5$ м и радиоспектрографе с непрерывным диапазоном от 2 до 3 м. Обсуждается связь этих всплесков со вспышками в оптическом диапазоне. Приводятся динамические спектры всех 12 всплесков.

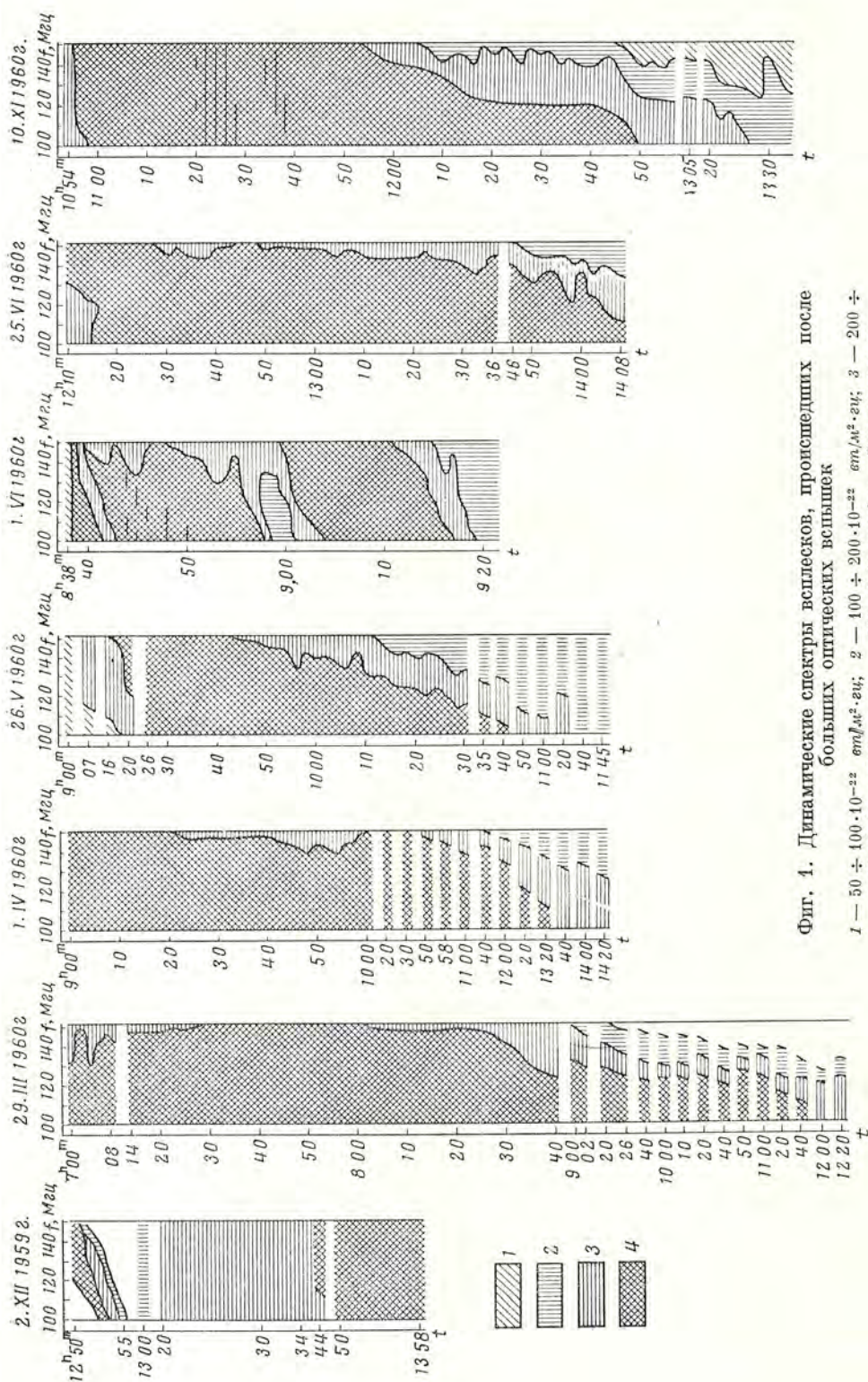
THE DYNAMIC SPECTRA OF LARGE BURSTS OF RADIO EMISSION AT METER WAVELENGTHS, by *L. I. Yurovskaya*.— Twelve bursts of radio emission in the meter wavelengths have been studied. These were recorded at the Crimean Astrophysical Observatory with the $\lambda = 1.5$ meter radiotelescope and radiospectrograph with a continuous diapason from 2 to 3 meters. The connection between these bursts and flares in the optical region is discussed. The dynamic spectra of all of the 12 bursts are given.

С 1959 по 1962 г. в Крымской астрофизической обсерватории проводились наблюдения спорадического радиоизлучения Солнца на радиотелескопе $\lambda = 1,5$ м (208 Мгц) и на радиоспектрографе с непрерывным диапазоном длин волн от 2 до 3 м (150—100 Мгц). За этот период наблюдений было записано несколько случаев повышенного радиоизлучения Солнца, связанного со вспышками в оптическом диапазоне.

Полученный материал представляет собой непрерывную запись общего потока радиоизлучения Солнца на $\lambda = 1,5$ м и дискретную съемку спектра общего потока в диапазоне от 2 до 3 м. Съемка производилась либо автоматически 1 кадр через 1 или 5 сек., либо с произвольными интервалами между кадрами. Радиоспектрограф описан в [1], полученный на нем материал впервые использован в [2].

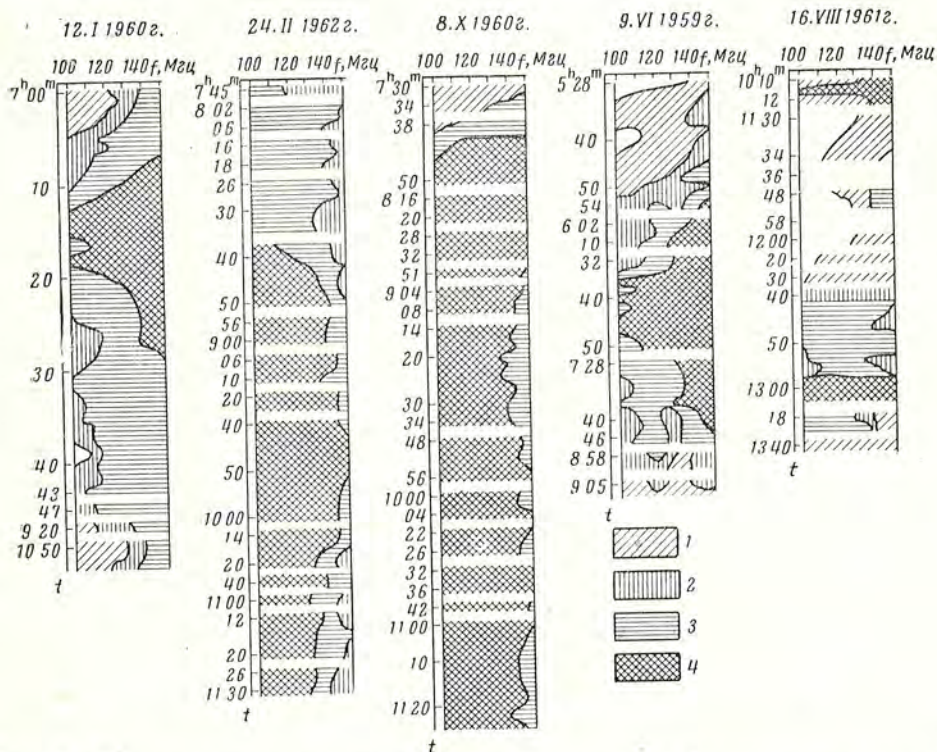
При обработке последовательности кадров строилась диаграмма частота — время — интенсивность. Амплитуда всплесков условно обозначалась различной штриховкой. Полученные таким образом спектры всплесков-континуумов сопоставлялись с записями радиоизлучения на $\lambda = 1,5$ м и с оптическими явлениями из [3—6]. Считалось, что радиособытие соответствует оптическому, если начало всплеска-континуума не опережает оптическое событие или запаздывание составляет не более 30 мин.

Для всех всплесков максимальная интенсивность определена по записям на $\lambda = 1,5$ м. По данным спектрографа вычислены величины частотного дрейфа переднего и заднего фронтов всплесков, входящих в радиособытие. Для определения разности высот уровней, ответственных за генерацию всплесков II и III типов в рассматриваемом диапазоне, была



Фиг. 1. Динамические спектры вспышек, происшедших после больших оптических вспышек

1 — $50 \div 100 \cdot 10^{-22}$ $\text{вт/м}^2 \cdot \text{гц}$; 2 — $100 \div 200 \cdot 10^{-22}$ $\text{вт/м}^2 \cdot \text{гц}$; 3 — $200 \div 500 \cdot 10^{-22}$ $\text{вт/м}^2 \cdot \text{гц}$; 4 — $> 500 \cdot 10^{-22}$ $\text{вт/м}^2 \cdot \text{гц}$. Врезня мировое



Фиг. 2. Динамические спектры всплесков, не связанных с большими оптическими вспышками

Обозначения те же, что на фиг. 1

принята модель распределения электронной плотности с высотой, предложенная Ньюкиркком [7]. В [8] построен график зависимости плазменных частот (электронной плотности) от высоты для всплесков II и III типов. Из него следует, что разность высот для частот 100 и 200 МГц соответствует расстоянию в короне около 200 000 км. Это значение можно принять и для всплесков IV типа, если считать, что на определенной частоте всплеск IV типа начинается в тот момент, когда источник всплеска при своем движении в атмосфере Солнца достигает уровня, начиная с которого излучение данной частоты может выходить за пределы солнечной атмосферы. Это справедливо для частот меньших, чем плазменная частота, определяемая электронной концентрацией данного уровня в атмосфере Солнца. Если принять, что излучение самого источника не меняется со временем, то дальнейшее увеличение интенсивности всплеска на данной частоте будет наблюдаться до тех пор, пока источник всплеска IV типа не достигнет такой высоты, откуда все его излучение будет свободно выходить за пределы солнечной атмосферы. В этом случае по частотному дрейфу переднего фронта всплеска IV типа можно судить о скорости движения источника всплеска в короне.

В результате обработки полученных данных было построено 12 динамических спектров всплесков (фиг. 1 и 2); из них 7 всплесков произошли после оптических вспышек балла 2⁺ и выше, 3 всплеска — после вспышек балла 1, для двух всплесков соответствующих им вспышек не найдено.

Рассмотрим всплески, которые произошли после мощных вспышек. Событие 2.XII 1959 г. произошло после вспышки балла 2⁺ (N7, W16), длившейся с 12^h19^m до 14^h12^m (время везде мировое). Оно началось

мощным всплеском, передний фронт которого за время с $12^{\text{h}}50^{\text{m}}$ до $12^{\text{h}}52^{\text{m}}$ смещался от высоких частот к низким со скоростью $0,4 \text{ Мгц/сек.}$ Всплеск имел ширину спектра около 10 Мгц. Его можно определить как всплеск II типа. Подъем уровня (всплеск-континуум) начался на $\lambda = 1,5 \text{ м}$ в $13^{\text{h}}00^{\text{m}}$. На спектрографе регистрация этого всплеска начата в $13^{\text{h}}20^{\text{m}}$, когда он уже распространился по всему диапазону. В $14^{\text{h}}00^{\text{m}}$ записи были прекращены в связи с заходом Солнца.

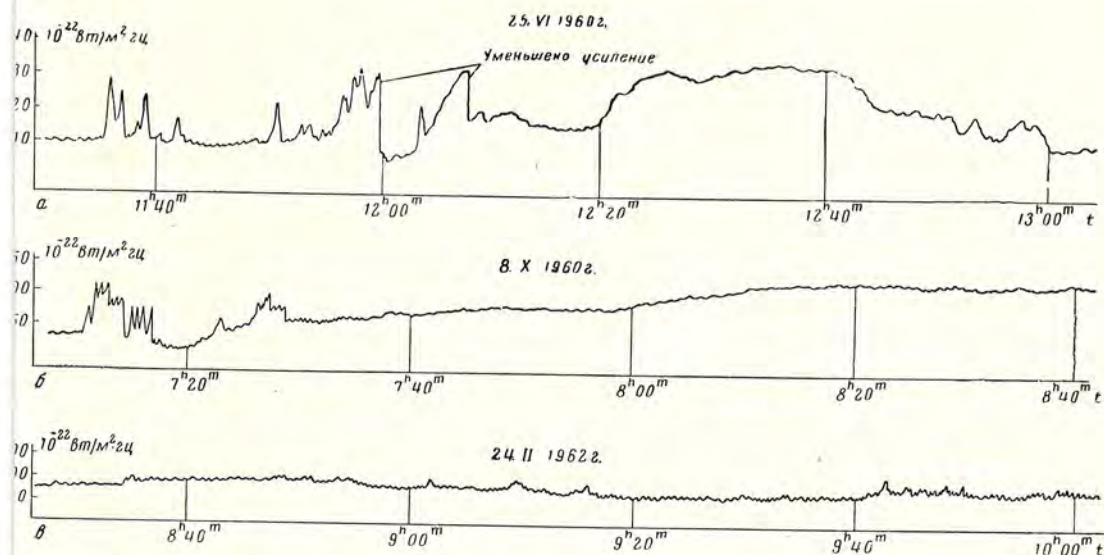
Событие 29.III 1960 г. началось подъемом уровня на $\lambda = 1,5 \text{ м}$ в $6^{\text{h}}55^{\text{m}}$, в максимуме в $7^{\text{h}}23^{\text{m}}$ поток достигал $30\,000 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц.}$ На спектрографе максимум потока на частоте 150 Мгц наблюдался в $7^{\text{h}}26^{\text{m}}$. Скорость дрейфа всплеска, по-видимому, можно оценить по частотному дрейфу максимума интенсивности. В данном случае она равна $0,3 \text{ Мгц/сек.}$, что соответствует скорости распространения источника в атмосфере Солнца 600 км/сек. С $8^{\text{h}}10^{\text{m}}$ до $11^{\text{h}}50^{\text{m}}$ на динамическом спектре можно заметить дрейф заднего фронта всплеска по частотам со скоростью $0,004 \text{ Мгц/сек.}$ Оптическая вспышка балла 2^+ (N13, E30) происходила с $6^{\text{h}}45^{\text{m}}$ до $9^{\text{h}}45^{\text{m}}$, ее максимум был в $7^{\text{h}}13^{\text{m}}$.

Событие 1.IV 1960 г. началось на $\lambda = 1,5 \text{ м}$ подъемом уровня в $8^{\text{h}}51^{\text{m}}$ на фоне сильной шумовой бури после оптической вспышки балла 3 (N11, W9), которая длилась с $8^{\text{h}}43^{\text{m}}$ до $12^{\text{h}}40^{\text{m}}$ с максимумом в $9^{\text{h}}00^{\text{m}}$. До вспышки медианный поток на $\lambda = 1,5 \text{ м}$ составлял $70 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц.}$ К сожалению, начало всплеска зафиксировано нечетко, так как с $8^{\text{h}}44^{\text{m}}$ до $8^{\text{h}}51^{\text{m}}$ не было записи радиоизлучения, а в $8^{\text{h}}51^{\text{m}}$ поток уже составлял $100 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц.}$ В максимуме всплеска с $9^{\text{h}}08^{\text{m}}$ до $9^{\text{h}}12^{\text{m}}$ поток составлял $10\,000 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц.}$ На радиоспектрографе регистрация началась в $9^{\text{h}}00^{\text{m}}$, когда всплеск уже распространился по всему диапазону. На динамическом спектре можно заметить дрейф заднего фронта всплеска от высоких частот к низким с $10^{\text{h}}20^{\text{m}}$ до $13^{\text{h}}20^{\text{m}}$ со скоростью $0,005 \text{ Мгц/сек.}$

Событие 26.V 1960 г. началось на $\lambda = 1,5 \text{ м}$ подъемом уровня в $8^{\text{h}}54^{\text{m}}$. На спектрографе повышение уровня было зафиксировано на частоте 120 Мгц в $9^{\text{h}}00^{\text{m}}30^{\text{s}}$, отсюда можно получить скорость частотного дрейфа всплеска-континуума $0,2 \text{ Мгц/сек.}$, что соответствует скорости движения источника в атмосфере Солнца 400 км/сек. В максимуме всплеска поток достиг $1200 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц.}$ Дрейф заднего фронта всплеска наблюдался от высоких частот к низким с $9^{\text{h}}44^{\text{m}}$ до $10^{\text{h}}45^{\text{m}}$ со скоростью $0,014 \text{ Мгц/сек.}$ Этот всплеск произошел после вспышки балла 2^+ (N16, W15), которая длилась с $8^{\text{h}}18^{\text{m}}$ до $9^{\text{h}}58^{\text{m}}$.

Событие 1.VI 1960 г. началось всплеском, который длился на $\lambda = 1,5 \text{ м}$ с $8^{\text{h}}38^{\text{m}}$ до $8^{\text{h}}41^{\text{m}}$ и распространялся от высоких частот к низким с $8^{\text{h}}39^{\text{m}}$ до $8^{\text{h}}39^{\text{m}}30^{\text{s}}$ со скоростью $1,5 \text{ Мгц/сек.}$ Отсюда можно сказать, что источник всплеска распространялся в атмосфере Солнца со скоростью 3000 км/сек. Согласно [2], этот всплеск можно определить как всплеск II типа. После него началось повышение уровня, поток в максимуме в $8^{\text{h}}56^{\text{m}}$ составлял $1500 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц.}$ На спектрографе от 150 до 100 Мгц всплеск распространялся с $9^{\text{h}}00^{\text{m}}30^{\text{s}}$ до $9^{\text{h}}04^{\text{m}}30^{\text{s}}$ со скоростью $0,2 \text{ Мгц/сек.}$ С такой же скоростью и в том же направлении наблюдался дрейф заднего фронта всплеска. В оптическом диапазоне вспышка балла 3^+ (N28, E46) происходила с $8^{\text{h}}24^{\text{m}}$ до $13^{\text{h}}40^{\text{m}}$.

Событие 25.VI 1960 г. произошло после оптической вспышки балла 3 (N20, E7), которая длилась с $11^{\text{h}}31^{\text{m}}$ до $15^{\text{h}}18^{\text{m}}$. Это событие имеет сложную структуру. На $\lambda = 1,5 \text{ м}$ с $11^{\text{h}}35^{\text{m}}40^{\text{s}}$ до $11^{\text{h}}42^{\text{m}}$ и на спектрографе с $11^{\text{h}}35^{\text{m}}47^{\text{s}}$ до $11^{\text{h}}36^{\text{m}}25^{\text{s}}$ наблюдалась группа всплесков с максимальной амплитудой $25 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц.}$ По данным спектрографа можно определить скорость дрейфа этой группы от высоких частот к низким, которая равна 30 Мгц/сек. Такая скорость дрейфа соответствует всплескам III типа. Медианный поток до всплеска составлял $11 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц.}$ В $11^{\text{h}}50^{\text{m}}$ произошел на $\lambda = 1,5 \text{ м}$ еще один слабый всплеск, после которого на-



Фиг. 3. Записи некоторых всплесков на $\lambda = 1,5$ м

а — после оптической вспышки балла 2+; б — после оптической вспышки балла 1; в — соответствующей вспышки не найдено

чался подъем уровня. На спектрографе от 150 до 100 $M\mu$ всплеск-континуум распространялся с 11^h56^m до $11^h57^m30^s$ со скоростью 0,5 $M\mu$. Это соответствует скорости источника 1000 км/сек. Максимум всплеска был в период с 12^h20^m до 12^h45^m и составлял $1200 \cdot 10^{-22}$ вт/м²·гц. На динамическом спектре замечен частотный дрейф заднего фронта всплеска от высоких частот к низким с 12^h50^m до 14^h08^m со скоростью 0,01 $M\mu$ /сек.

Событие 10.XI 1960 г. на $\lambda = 1,5$ м началось в 10^h19^m двумя группами всплесков, максимальная амплитуда которых составляла $100 \cdot 10^{-22}$ вт/м²·гц. В 10^h24^m начался всплеск-континуум с двумя максимумами в $11^h21^m - 11^h27^m$ и $11^h32^m - 11^h35^m$, в обоих случаях он составлял $1500 \cdot 10^{-22}$ вт/м²·гц. Скорость дрейфа определялась по дрейфу максимальной интенсивности и составляла 0,6 $M\mu$ /сек, что соответствует движению источника всплеска в короне со скоростью 1200 км/сек. На динамическом спектре виден дрейф заднего фронта всплеска с 11^h50^m до 12^h50^m от высоких частот к низким со скоростью 0,014 $M\mu$ /сек. Этот всплеск произошел после оптической вспышки балла 3 (N29, E28), которая происходила с 10^h09^m до 14^h00^m .

Все описанные выше события включают в себя всплески, являющиеся значительным повышением уровня излучения. Эти всплески имеют большую длительность и интенсивность и наблюдаются одновременно в широком диапазоне частот. Из наших материалов видно, что полоса их, во всяком случае, больше 100 $M\mu$. Эти особенности, а также вычисленные скорости дрейфа позволяют сделать вывод, что все перечисленные выше всплески-континуумы являются всплесками IV типа. Некоторые из них отмечены в [9].

Рассмотрим несколько всплесков-континуумов, которые произошли после вспышек балла 1. Между этими всплесками и рассмотренными выше имеется большое сходство. Они также являются широкополосными, длительными, обладают частотным дрейфом и дают похожие записи на $\lambda = 1,5$ м, что видно из фиг. 3, а, б.

9.VI 1959 г. оптическая вспышка балла 1 (S31, E20) продолжалась с 4^h30^m до 5^h19^m с максимумом в 5^h03^m . В 5^h00^m на $\lambda = 1,5$ м началось повышение уровня, максимум потока с 6^h50^m до 7^h00^m составлял $300 \cdot 10^{-22}$ вт/м²·гц.

На спектрографе максимум распространялся от высоких частот к низким с 5^h48^m до 6^h34^m со скоростью $0,02 \text{ Мгц/сек.}$ Можно считать, что источник всплеска распространялся в короне со скоростью 40 км/сек. С 6^h46^m до 7^h45^m наблюдался дрейф всплеска в обратном направлении со скоростью $0,014 \text{ Мгц/сек.}$

Событие 16.VIII 1961 г. началось всплеском, который, по данным спектрографа, смещался от $140 \text{ к } 100 \text{ Мгц}$ с 10^h11^m до $10^h11^m30^s$, т. е. со скоростью $1,3 \text{ Мгц/сек.}$, что соответствует распространению источника в короне со скоростью 2500 км/сек. Этот всплеск соответствовал оптической вспышке балла 1. После него на спектрографе началось медленное повышение уровня со стороны высоких частот с частыми и глубокими замираниями. На частоте 100 Мгц повышение уровня замечено только в 12^h40^m .

Событие 8.X 1960 г. можно сопоставить с оптической вспышкой балла 1 (S17, E04), которая длилась с 7^h11^m до 7^h45^m . В 7^h11^m на $\lambda = 1,5 \text{ м}$ произошел небольшой всплеск, после которого в 7^h20^m началось постепенное повышение уровня. На спектрографе с 7^h30^m до 7^h40^m этот всплеск-континуум распространялся от высоких частот к низким со скоростью $0,08 \text{ Мгц/сек.}$

Рассмотрим два всплеска-континуума с частотным дрейфом, которые сопоставить с оптическими вспышками не удалось.

12.I 1960 г. на $\lambda = 1,5 \text{ м}$ и на спектрографе с начала наблюдений был отмечен повышенный уровень излучения, который, возможно, является результатом вспышки балла 3 (N23, E3), происшедшей 11.I 1960 г. с 20^h40^m по 23^h55^m . После этой вспышки зарегистрирован всплеск IV типа. 12.I 1960 г. с 7^h01^m до $7^h10^m40^s$ на спектрографе наблюдался дрейф всплеска от высоких частот к низким со скоростью $0,08 \text{ Мгц/сек.}$ С 7^h24^m на динамическом спектре отмечен дрейф этого всплеска в обратном направлении со скоростью $0,007 \text{ Мгц/сек.}$ По данным [4, 5] не найдено никаких оптических вспышек, которым мог бы соответствовать этот всплеск.

Событие 24.II 1962 г. произошло на фоне повышенного излучения, которое, возможно, является результатом вспышки балла 2 (S11, E27), происшедшей 23.II 1962 г. в $17^h46^m - 22^h28^m$ и сопровождавшейся всплеском IV типа. 24.II с начала наблюдений медианный поток составлял $120 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц.}$ В 8^h35^m на частоте 100 Мгц наблюдалось повышение уровня, которое достигло частоты 150 Мгц в 9^h47^m , распространяясь со скоростью $0,01 \text{ Мгц/сек.}$, затем началось распространение в обратном направлении приблизительно с такой же скоростью. На записи $\lambda = 1,5 \text{ м}$ этот всплеск-континуум не обнаруживается, с 9^h40^m до 9^h55^m можно заметить лишь небольшую группу всплесков, что показано на фиг. 3, в. Оптического явления, соответствующего этому всплеску, не найдено.

Можно предположить, что повышенный уровень, существовавший в рассматриваемом диапазоне до всплеска, характеризуется как IV тип — статический, согласно классификации Вайлда и других [8]. Тогда наблюдаемые в метровом диапазоне всплески с частотным дрейфом, возможно, свидетельствуют о некотором движении источника в короне.

Отметим, что описанные случаи, как связанные со вспышкой балла 1, так и те, где связь со вспышкой установить не удалось, произошли на фоне повышенного излучения типа шумовой бури. Возможно, между этими проявлениями солнечной активности имеется некоторая связь. О наличии движения источника шумовой бури указывалось в [10].

В заключение заметим, что у спектров рассмотренных всплесков IV типа, изображенных на фиг. 1, частотный дрейф как переднего, так и заднего фронтов наблюдается от высоких частот к низким, причем частотный дрейф заднего фронта имеет существенно меньшую скорость. У спектров всплесков, не связанных с большими вспышками (см. фиг. 2), такого дрейфа не наблюдается. Можно ли назвать эти всплески всплесками IV

типа метрового диапазона, сказать трудно из-за небольшого числа рассмотренных случаев и малого диапазона спектрографа.

Выражаю благодарность И. Г. Моисееву и Г. Ф. Елисееву за обсуждение статьи.

3 декабря 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Н. А б р а м е н к о. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1952, 19, 140.
2. И. Г. М о и с е е в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 24, 3.
3. Солнечные данные, 1959—1962.
4. Quart. Bull. Solar Activity, 1959—1962.
5. IGY Solar Activity Report Series, 1961, N 15; 1962, N 18; 1963, N 21; 1964, N 25.
6. Fraunhofer Institute, Map of the Sun 1959—1962.
7. G. A. N e w k i r k. Astrophys. J., 1961, 133, 983.
8. Д. В а й л д, С. С м е р д, А. В е й с. Усп. физ. наук, 1964, 84, 1, 99.
9. A.-M. S q u e r e n. Ann. Astrophys., 1963, 26, 97.
10. A. T l a m i c h a. Inform. Bull. Solar Radio Obs., 1964, N 16, 4.

ПРОТОННЫЕ ВСПЫШКИ В 1961—1962 гг.
И СВЯЗАННОЕ С НИМИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ

Л. С. Левитский

Проводится сопоставление поглощения в полярной шапке по данным о минимальных частотах отражения ($f_{\min}$), полученным в 1961—1962 гг. на двух советских высокоширотных станциях (о-в Хейса и Мирный) с хромосферными вспышками. Рассматриваются активные области, в которых эти вспышки возникли, и исследуется связь этих областей с шумовыми бурями. Обнаружено следующее:

- 1) в большинстве областей происходило по несколько протонных вспышек;
- 2) протонные вспышки могут возникать в области без пятен (во флоккуле) или в очень слабой группе пятен, состоящей из мелких пор без полутени. Во всех таких случаях во время предыдущего оборота в этих областях наблюдались большие развитые пятна, в которых возникло несколько протонных вспышек;
- 3) в шести случаях из семи области с протонными вспышками были связаны с источниками шумовых бурь.

Исследуется радиоизлучение, связанное с протонными вспышками. Замечено, что:

- а) в некоторых случаях протонные вспышки сопровождаются всплесками радиоизлучения, которые по своим характеристикам не соответствуют условиям, обычно предъявляемым к всплескам IV типа [19];
- б) часто протонная вспышка сопровождается генерацией всплесков I типа. В большинстве таких случаев на сантиметровых волнах наблюдается всплеск радиоизлучения большой длительности (часы), но малой интенсивности типа «простой подъем и падение».

Показано, что вероятность появления длительного (часы и более) повышенного радиоизлучения на метровых волнах после вспышки, сопровождавшейся всплеском IV типа на сантиметровых волнах, растет с увеличением площади группы пятен, в которой эта вспышка произошла.

Рассматриваются восточно-западная асимметрия в расположении протонных вспышек по диску Солнца, а также запаздывание роста $f_{\min}$ относительно начала вспышки в зависимости от координат вспышки. Не обнаружено заметной асимметрии в числе протонных вспышек на западной и восточной полусферах Солнца, но наблюдается тенденция к уменьшению запаздывания от западных вспышек по сравнению с восточными.

PROTON FLARES DURING 1961—1962 AND RELATED RADIO EMISSION, by L. S. Levitsky. — The absorption in the polar cap determined from data on the minimal reflection frequency ($f_{\min}$), obtained at two Soviet high altitude stations (Heiss Island and Mirny) during 1961—1962, is compared with data on chromospheric flares. The active regions in which these flares originated are discussed and the connection between these regions and noise storms investigated. It is found that:

1. In the majority of the regions there were several proton flares.

2. Proton flares can appear in regions without spots (in a flocculae) or in a very weak spot group, consisting of small pores and without a penumbra. In all such cases during the preceding rotational period these regions had large well-developed spots and were responsible for several proton flares.

3. In six cases out of seven, the regions with proton flares were connected with sources of noise storms.

The radio emission connected with proton flares is studied and it is noted that:

1. In some cases the proton flares are accompanied by radio emission bursts which according to their characteristics do not correspond to the conditions usually assigned to type IV bursts [19].

2. The proton flare is often accompanied by the generation of type I bursts. In the majority of such cases a radio emission burst of long duration (hours) but low intensity (of the «simple rise and fall type») is observed at centimeter wavelengths.

It is shown that the probability of appearance of prolonged (hours and longer) and intensified radio emission at meter wavelengths after a flare, accompanied by a type IV burst at centimeter wavelengths, increases with the area of the spot group in which the flare originated.

The east-west asymmetry in the location of proton flares on the solar disk is discussed and also the delay time in the increase of $f_{\min}$ relative to flare commencement in dependence on the coordinates of the flare. No noticeable asymmetry in the number of proton flares at the western and eastern hemispheres of the sun was detected. However a tendency is observed of a decrease of the delay time for the western flares as compared to the eastern.

В связи с радиационной опасностью для космических полетов человека и, следовательно, необходимостью прогнозирования такой опасности большое значение имеет изучение протонных вспышек и активных областей, в которых эти вспышки возникли. Исследование протонных вспышек и сопровождающих их явлений в радиодиапазоне важно прежде всего потому, что всплеск радиоизлучения является одной из важнейших характеристик, по которой производится отбор протонных вспышек. Кроме того, изучение спектральных свойств радиовсплесков и их временных связей со вспышкой необходимо для построения механизма ускорения заряженных частиц и теории вспышек вообще. Исследование протонных вспышек и активных областей, в которых они возникли, представляется важным и потому, что за последние годы проводится более детальное изучение магнитных полей на Солнце, в том числе с использованием записей, полученных на магнитографах [1, 2].

Известно [3], что протонные вспышки, как правило, возникают в группах пятен, характеризующихся сложной структурой магнитных полей с большими градиентами в нейтральных точках.

Опубликованные разными авторами [4—13] обширные исследования по солнечным космическим лучам и их распространению в межпланетном пространстве относятся к периоду высокой солнечной активности, когда, согласно наземным регистрациям интенсивности галактических космических лучей, а также прямым измерениям, проведенным на спутниках и ракетах [14], межпланетное пространство было заполнено плазменными облаками с замороженными в них магнитными полями. Представляет интерес изучение распространения высокоэнергичных частиц в межпланетном пространстве в годы, близкие к минимуму цикла солнечной активности, когда межпланетное пространство становится относительно свободным от магнитных полей и плазменных потоков.

§ 1. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

В работе используются данные о минимальных частотах отражения ($f_{\min}$) по двум высокоширотным станциям: станции о-ва Хейса (географические координаты $N 80^{\circ}20'$, $E 57^{\circ}48'$, геомагнитные координаты $N 71^{\circ}05'$, $155^{\circ}27'$) в северной полярной шапке и станции Мирный (географические координаты $S 66^{\circ}33'$, $E 93^{\circ}00'$, геомагнитные координаты $S 77^{\circ}0'$, $146^{\circ}6'$) в южной полярной шапке.

В [8] показано, что амплитуда возрастанний $f_{\min}$, связанных с протонными вспышками, имеет резко выраженный сезонный ход. Ионосфера более чувствительна к воздействию солнечных космических лучей местным летом, чем зимой. Этот факт принимался нами во внимание при выявлении слабых возрастанний $f_{\min}$.

Для более полного и уверенного выявления поглощения в полярной шапке было бы весьма желательно иметь данные о $f_{\min}$ по большему числу станций и расположенных ближе к геомагнитному полюсу. К сожалению, таким материалом мы не располагали.

В некоторых случаях использовались опубликованные данные о солнечных космических лучах, зарегистрированные на баллонах, ракетах и спутниках.

Сведения о хромосферных вспышках взяты из [15].

Использовались данные по радиоизлучению, полученные в Крымской астрофизической обсерватории на 1,5 м, а также сведения о радиовсплесках, зарегистрированных на спектрографах и на отдельных частотах, приведенные в [16].

Сведения о группах пятен, в которых произошли протонные вспышки, взяты из [17].

Состояние магнитного поля оценивалось K_p -индексом [18], время внезапных начал SC магнитных бурь снималось с магнитограмм, получаемых на магнитной станции Крымской астрофизической обсерватории.

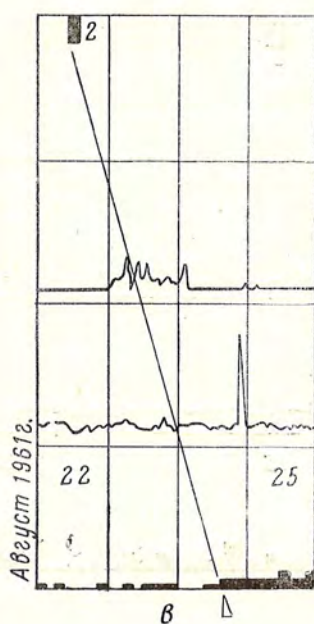
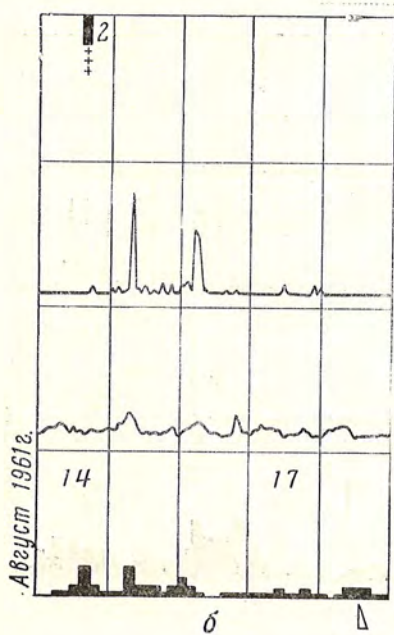
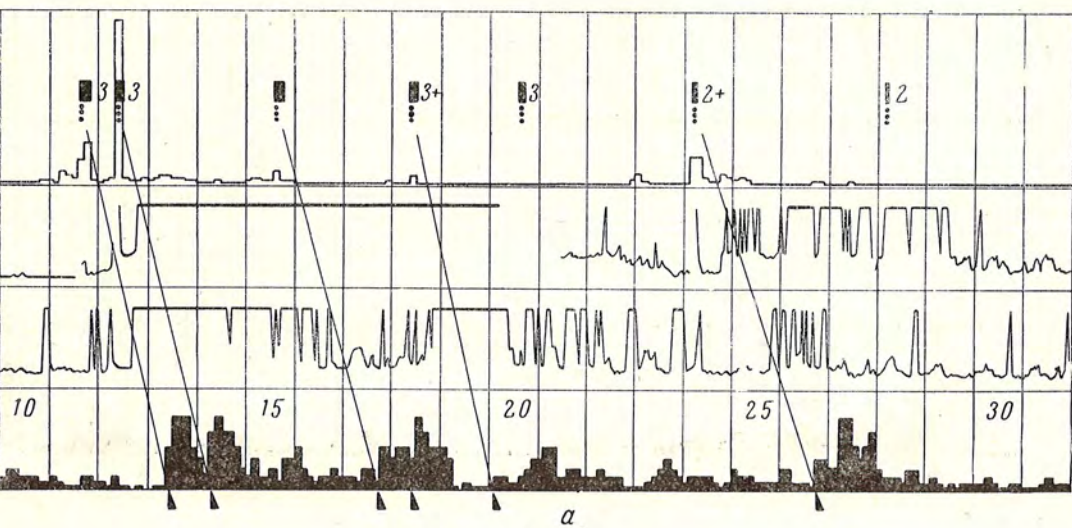
В некоторых случаях привлекались сведения о спаде интенсивности галактических космических лучей в нейтронной компоненте (Форбуш-спад), публикуемые в [18].

В результате подробного просмотра непрерывных часовых значений $f_{\min}$ за 1961—1962 гг. по двум станциям были выбраны все периоды, когда рост $f_{\min}$, по-видимому, нельзя отнести за счет влияния радиационных поясов Земли. Солнечные и геофизические данные для этих периодов приведены на фиг. 1 а—к.

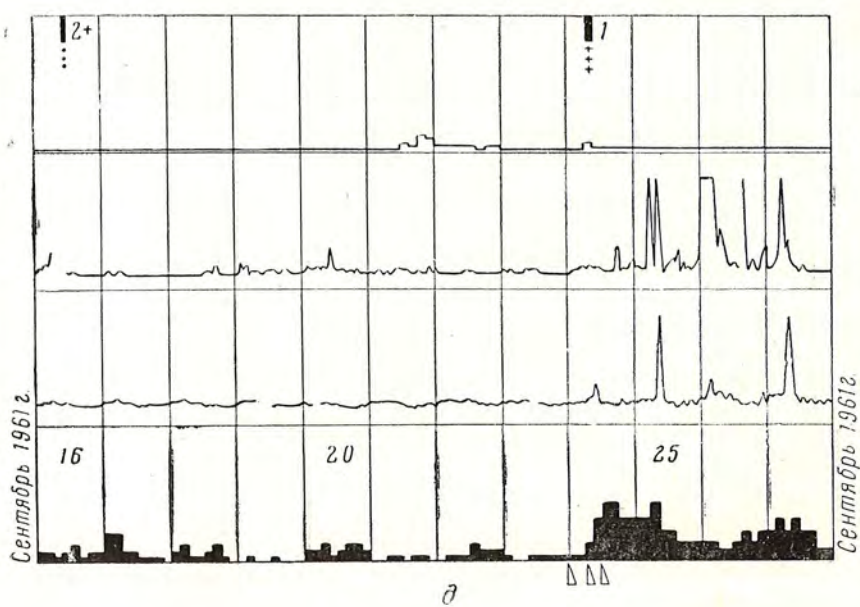
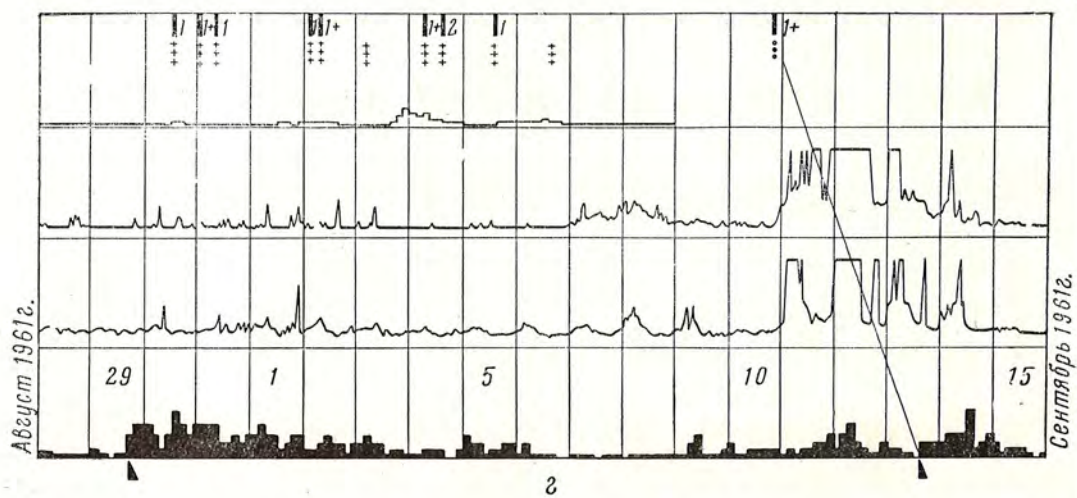
В первой строке (сверху) нанесены трехчасовые значения медианного потока радиоизлучения Солнца на 200 Мгц (в потоках спокойного Солнца на этой частоте), публикуемые в [16]. Прямоугольниками обозначены хромосферные вспышки. Ширина прямоугольника соответствует длительности вспышки. Цифрой обозначен балл вспышки. Всплески радиоизлучения IV типа обозначены цепочкой точек по вертикали. Всплески радиоизлучения, спектральный тип которых неизвестен, обозначены крестиками.

Во второй и третьей строках приведены минимальные частоты отражений $f_{\min}$ по станциям о-ва Хейса и Мирный соответственно. В четвертой, самой нижней строке, указана возмущенность геомагнитного поля, оцениваемая K_p -индексом. Черными треугольниками обозначены уверенные внезапные начала SC магнитных бурь, светлыми — сомнительные SC. Наклонными прямыми указаны предполагаемые нами связи между хромосферными вспышками и геомагнитными бурями.

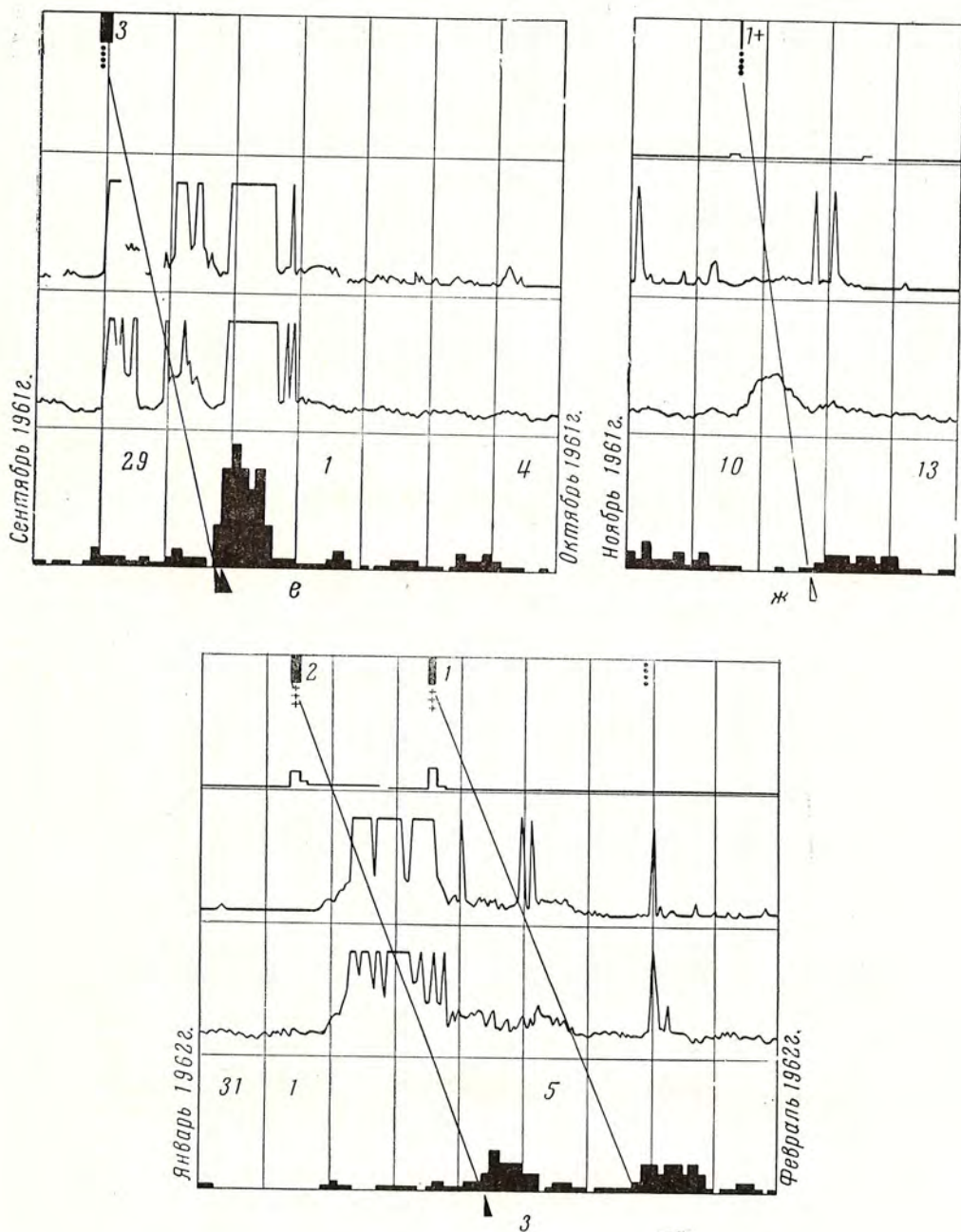
Данные по солнечно-земным связям, рассмотренные нами за 1961—1962 гг., приведены в табл. 1, а данные о радиовсплесках протонных вспышек — в табл. 2.



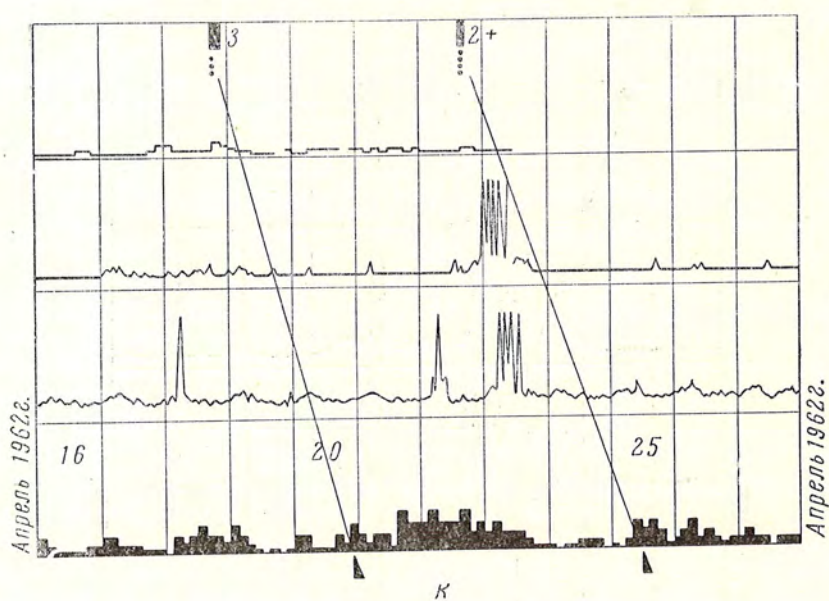
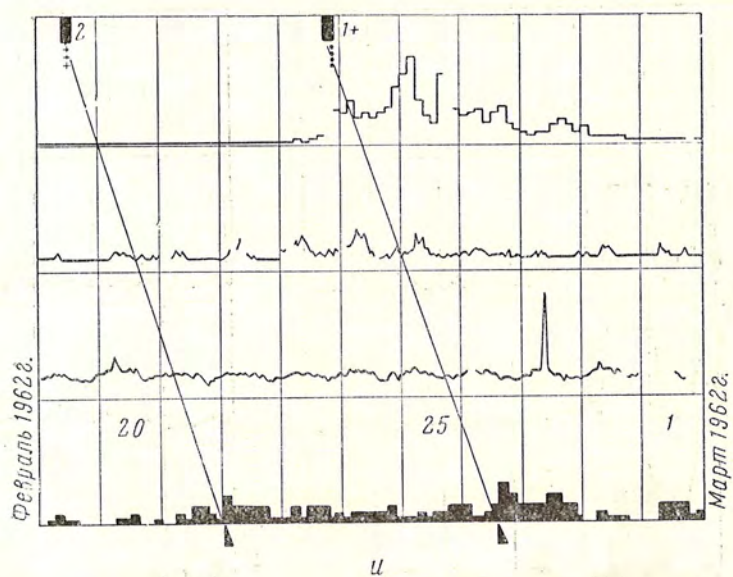
Фиг. 1. Солнечные и геофизические данные за 1961—1962 гг.



Фиг. 1. Продолжение.



Фиг. 1. Продолжение.



Фиг. 1. Окончание.

Таблица 1

№ по порядку	Дата вспышки	Время			Время начала вспышки IV типа	Балл	Координаты	Номер области вспышки по [15]	Время начала возращения /min	Время начала SC, связанного с данной вспышкой	Время запаздывания относительно начала вспышки	
		начало	конец	максимум							/min	SC
1	14. VII 1961 г.	16 ^h 15 ^m	20 ^h 40 ^m	16 ^h 59 ^m 17 40	16 ^h 55 ^m	3	S07, E32 S07, E32	6171	14. VII ~ 21 ^h (19 ^h 30 ^m) *	13. VII 11 ^h 13 ^m	~ 5 ^h (3 ^h)	~ 43 ^h
2	12. VII	10 00	13 00D	10 25	10 48	3	S07, E32	6171	12. VII ~ 17 (12)	14. VII ~ 9	~ 7 (2)	~ 47
3	15. VII	14 33	19 29	15 58	15 33	3	N13, E15	6172				
4	18. VII	15 08	15 49	15 42	15 33	2	S07, W20	6171		17. VII 18 25		~ 52
5	20. VII	9 20	12 50	10 05	9 39	3 ⁺	S07, W59	6171	18. VII ~ 14 (10 23)	20. VII 2 48	~ 4, 5 (1)	~ 42
6	24. VII	15 24	16 40D	15 30	15 52	2	S07, W90	6171	20. VII (16 20)		(1)	
7	28. VII	16 33E	17 35	16 53		3	S05, W90	6171				
8	14. VIII	4 40	4 49D			2 ⁺	N12, E15	6178	24. VII ~ 19	26. VII 19 50	~ 15	~ 64
9	22. VIII	4 49E	6 12	5 04	5 07		N15, E19					
10	6. IX	2 40	4 31	2 48	3 03	2	N12, W38	6178	28. VII ~ 3		~ 0, 3	
11	10. IX	14 00	17 05			2	S07, W63	6191	15. VIII ~ 1		~ 11	
12	16. IX	10 37	14 15	11 32		2	N08, W12	6204	23. VIII ~ 1	24. VIII 16 14	~ 14	~ 53
13	24. IX	15 47				1 ⁻	N16, W31	6212	7. IX ~ 0		~ 8	
14	28. IX	19 58	20 48D	20 40	19 37	1	N08, W80	6212	10. IX ~ 21	13. IX 15 54	~ 1	~ 63
15	10. XI	20 18	20 54	20 30			N15, W90					
16	1. II 1962 г.	10 57	11 58	11 40	11 02	2 ⁺	N18, E77	6227	19. IX ~ 2		~ 63	
17	3. II	7 45	8 50	7 27		1	N24, W29	6227	24. IX ~ 18		~ 11	
18	6. II	22 02	25 30	22 23	22 42	3	N13, E29	6235	29. IX ~ 0	30. IX 18 47	~ 2 (0, 5)	~ 45
19	19. II	14 34	14 50	14 44	14 40	1 ⁺	N19, W90	6264	10. XI ~ 16	11. XI 19 20	~ 1, 5	~ 28
20	23. II	9 01	11 50D	9 07		2	N10, W36	6326	1. II ~ 19	4. II ~ 10	~ 10	~ 73
21	22. IV	12 23	14 13D	12 35	21 43	1	N03, W68	6326				
22		11 46	11 57	11 47		1	S09, E85	6351	7. II ~ 0	22. II 2 23	~ 3	~ 62
23		12 22	13 15D			2	N12, E82	6352	20. II ~ 6		~ 18	
24		13 15	15 40				N10, E77					
25		17 46	22 28	18 39	22 01	2	S11, E27	6351		26. II 12 30		~ 63
26		14 30	17 40	14 50	16 42	2 ⁺	N08, W48	6393	22. IV ~ 19	25. IV 13 30	~ 4, 5	~ 71

* В скобках дано самое раннее время начала эффекта в ионосфере, указываемое другими авторами.

Таблица 2

№ по пор.	Дата	Частота, Мгц	Время		Дли- тель- ность, мин.	Тип	Плотность потока		Спектральные дан- ные
			начало	максимум			макси- маль- ная	сред- няя	
1	11. VII 1961 г.	9100	16 ^h 52 ^m	17 ^h 04 ^m 5	>38	C ⁺	1380		Диапазон частот 25—3900 Мгц; 17 ^h 01 ^m 5—17 ^h 18 ^m (II тип); 16 ^h 55 ^m —18 ^h 45 ^m (IV тип)
		2800	16 50	17 45	115	C ⁺	1500	360	
		600	16 52,5		94	eC ⁺	840	260	
		200	16 57		110	C ⁺	>900	~500	
		108	16 54,0	17 50	554	C ⁺	>300		
2	12. VII	9100	10 18	10 29	87	C ⁺	6000	1500	Нет спектральных наблюдений
		2980	10 18		87	C ⁺	4100	1100	
		2800	11 45		225	p.i.	45	13	
		1500	10 10	10 42,5	240,0	C ⁺	~1700		
		600	10 19		100	eC ⁺	950	250	
		200	10 22		80	C ⁺	22000	~2000	
		111	10 24,2	10 30	96	C ⁺	4000	350	
		23	10 23,8	10 31,4	28,5	C ⁺	3000	300	
3	15. VII	9100	14 30		15	f	14		Диапазон частот 25—3900 Мгц; 15 ^h 33 ^m —16 ^h 23 ^m (IV тип)
		2980	14 33	14 36,5	8	C	61	27	
		2800	14 32	16 23	458	s	54	23	
		2800	14 32	14 36,3	14	C	54	16	
		1500	14 28,4	14 28,7	1,6	s	3		
		1500	<14 35	16 00,7	>240	C	296		
		600	14 31		20	eC	47	13	
		200	14 35,5		4	C	280	100	
		111	14 35,8	14 36,9	2,8	C	1500	150	
		18	14 36	14 40	7				
		9400	15 10	15 12,4	17,0	C	261		
		2800	15 10,5	15 12	6,5	C	76	14	
		808	15 10	15 12	4	C	100		
		108	15 05	16 15	220	C	>300		
		545	15 25		70	C	400	70	
		200	15 30		120	RF	100		
		2800	15 36	16 10	47	C	111	25	
		808	15 35	16 20	55	C	>270		
4	18. VII	9100	9 39		70	C ⁺	≥2400		Нет спектральных наблюдений
		2980	9 38		65	C ⁺	2400	800	
		1500	9 38,5	9 58	231,5	C ⁺	1180		
		808	9 43		77	C ⁺	300		
		545	9 44		50	C ⁺	650	200	
		200	9 44		60	C ⁺	1000	200	
		111	9 44	9 56,7	226	C ⁺	4000	150	
		23	9 46,2	9 51,5	44	C ⁺	3000	300	
5	20. VII	9100	15 52	15 53	45	eC ⁺	~4000	~1000	Диапазон частот 25—3900 Мгц; 15 ^h 54 ^m 3—16 ^h 19 ^m (II тип); 15 ^h 52 ^m —16 ^h 29 ^m (IV тип)
		2800	15 52	16 21,3	42	C ⁺	1800	500	
		2800	16 34	17 25,5	222	C	250	55	
		1500	15 52	16 21,5	>170	C ⁺	412		
		545	15 52,5		37	C ⁺	700	75	
		200	15 54		19	C ⁺	4000	1000	
		108	15 57	15 59	7,2	C ⁺	>300		
		108	16 05,2	16 08,0	12,5	C ⁺	>300		

Таблица 2 (продолжение)

№ по пор.	Дата	Частота, Мгц	Время		Дли- тель- ность, мин.	Тип	Плотность потока		Спектральные дан- ные
			начало	максимум			макси- маль- ная	сред- няя	
6	24. VII	9400	4 ^h 30 ^m	5 ^h 10 ^m	100	s	30		Диапазон частот 25—210 Мгц; 4 ^h 54 ^m 5—5 ^h 14 ^m ,5 (II тип); 5 ^h 07 ^m — 6 ^h 32 ^m (IV тип)
		1000	4 40	4 54,3	60	C	30		
		545	4 45		~50	RF	40		
		200	4 37		250	RF	>450	~200	
		2980	4 50	5 10	~70		41		
		2000	4 52	4 53,9	15	C	78		
7	28. VII	9400	2 30	2 35,6	30	C	220		Диапазон частот 25—210 Мгц; 2 ^h 33 ^m —2 ^h 58 ^m (II тип); 3 ^h 03 ^m — 3 ^h 44 ^m (IV тип)
		3750	2 26	2 35,2	55	C	400		
		3000	2 30	2 36	10	eC	380		
		2000	2 26	2 35,6	35	C	260		
		1000	2 27	2 35,3	25	C	45		
		545	2 30		3	s	50	30	
8	14. VIII	200	2 31		56	c/storm	350	30	Время наблюде- ний 12 ^h 40 ^m — 24 ^h 00 ^m Диапазон частот 25—3900 Мгц
		2800	14 25	15 07	225	s	10	5	
		209	14 25						
9	22. VIII	Всплесков радиоизлучения нет							Диапазон частот 25—3900 Мгц
10	6. IX	2800	15 35	20 05	410	s	9	5	Диапазон частот 7,6—41 Мгц; 17 ^h 36 ^m —22 ^h 54 ^m — континуум с тон- кой структурой наложенных вспле- сков; 25— 300 Мгц; 18 ^h 40 ^m — 21 ^h 00 ^m (I тип)
		108	16 25		185				
11	10. IX	2800	19 30	20 01	61	C	880	300	Диапазон частот 25—3900 Мгц; 19 ^h 46 ^m 5—20 ^h 14 ^m (II тип); 19 ^h 37 ^m — 20 ^h 17 ^m (IV тип)
		108	19 34	19 39,3	40	Начало бури	>30		
		18	19 51		94				
12	16. IX	9100	11 02	11 04	25	C	635	221	Нет спектраль- ных наблюдений
		2980	11 01	11 04,6	34	C	532	106	
		1500	10 55	11 11,6	70	C	146		
		600	11 01		7	s	47	20	
		200	11 03		8	C	~5000	300	
		111	11 03,2	11 03,9	14,9	C	10 000	100	
13	24. IX	600	7 18		9	C	70	22	То же
		209	7 15						
14	28. IX	9400	22 13	22 17,3	40	C ⁺	1600		Диапазон частот 25—3900 Мгц; 22 ^h 17 ^m 4—22 ^h 31 ^m (II тип); 22 ^h 42 ^m — 22 ^h 49 ^m (IV тип)
		3750	22 12	22 17,3	40	C ⁺	1690		
		2000	22 11	11 20,2	40	C	1000		
		1000	22 08		45	C ⁺	≥75		
		545	22 14		36	C ⁺	1600	~300	
		200	22 13		~90	C ⁺	>900	~150	
		108	22 13	22 17	9	C	>300		

Таблица 2 (окончание)

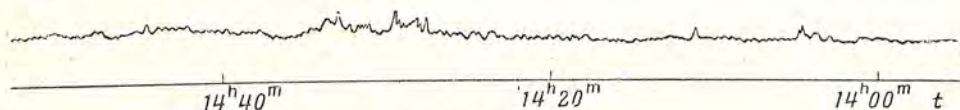
№ по пор.	Дата	Частота, Мгц	Время		Дли- тель- ность, мин.	Тип	Плотность по- тока		Спектральные дан- ные
			начало	максимум			макси- маль- ная	сред- няя	
14	28. IX	108 18	22 ^h 22 ^m 22 14	23 ^h 47 ^m	102 54	C ⁺	>300		Диапазон частот 25—3900 Мгц; 22 ^h 17 ^m 4—22 ^h 31 ^m (II тип); 22 ^h 12 ^m — 22 ^h 49 ^m (IV тип)
15	10. XI	9400 2800 1500 108 108 18	14 32 14 28 ~14 30 14 32 14 38 14 45	14 39,8 14 44 14 35,3 14 35 14 41	20 38 10 5 23 31	C C C C C f	142 124 ~47 >300 >300	52 46	Диапазон частот 21—41 Мгц; 14 ^h 33 ^m 5—15 ^h 09 ^m (II тип); 14 ^h 40 ^m — 15 ^h 43 ^m (IV тип)
16	1. II 1962 г.	9400 1500 600 545 200 111	~ 8 45 8 43,5 8 52 9 05 8 50 9 00	10 31,6 9 40 9 40 10 06 9 27 (9 49)	>360 >360 1 ~150 ~180 ~180	s s eC Буря Подъем C	23 13 38 70 130 (400)		Нет спектраль- ных наблюдений
17	3. II	9400 2980 1500 545 200 127	~12 05 12 05 11 58 12 05 ~12 00 12 10	13 22,5 13 25 12 48 13 28 ~12 30 ~12 30	>150 ~150 >180 ~140 ~180 80	s s C Буря RF C	26 66 68 70 200 21	25 25	То же
18	6. II	108 108 18	21 56 22 04 22 11	21 57 22 25	8,0 86 2	C C	>30 >30		Диапазон частот 150—450 Мгц; 21 ^h 13 ^m —22 ^h 00 ^m (IV тип); 24—41 Мгц; 22 ^h 23 ^m — 23 ^h 26 ^m (IV тип)
19	19. II	9400 1500 111 2800 600	11 36 11 35,7 11 39 12 30 12 33	~13 39 12 02,8 11 58 13 19 25	>240 >210 71 >475 25	s s C s	41 22 60 38 9	15 4	Нет спектраль- ных наблюдений
20	23. II	2800 2800	17 50 18 14	19 13 18 31,3	250 27	s C	28 36	10	Диапазон частот 25—580 Мгц; 22 ^h 01 ^m —24 ^h 17 ^m (IV тип)
21	22. IV	9100 2800 2800 215 600 222 600 200 9100 2800	14 38 14 37 15 32 15 35 15 45 15 51 16 02 16 03 16 13 16 13,5	15 02 14 43,5 15 35,5 16 25 15 52,2 15 52,2 16 24 16 24,2	37 13 9 70 15 2 35,0 32 15 29,5	s C s C s C C C s C	52 42 7 115 21 130 25 140 15 45	26 17 4 25 5 25 9 55 23	Диапазон частот 19—41 Мгц; 15 ^h 53 ^m —16 ^h 09 ^m 2 (II тип); 16 ^h 12 ^m — 19 ^h 30 ^m (IV тип)

§ 2. СВЯЗЬ ПОГЛОЩЕНИЯ В ПОЛЯРНОЙ ШАПКЕ (РСА) [С ХРОМОСФЕРНЫМИ ВСПЫШКАМИ]

Критерием связи РСА с хромосферными вспышками, как и в [4—8], прежде всего являлось наличие всплеска IV типа, совпадающего по времени со вспышкой. В большинстве случаев повышению $f_{\min}$ в 1961—1962 гг. в [15—18] соответствовали вспышки, сопровождавшиеся всплесками IV типа, и связь между этими явлениями в таких случаях наиболее уверенная. Однако не всегда повышению $f_{\min}$ можно найти в [16, 18] соответствующие им всплески IV типа. Поэтому следует особо оговорить, почему та или иная вспышка была нами выбрана как протонная.

1. Повышение $f_{\min}$ 15—16 августа 1961 г.

14.VIII в [15] отмечено несколько вспышек балла 1 и одна вспышка балла 2, которая сопровождалась всплеском радиоизлучения на 2800 $M\mu$ типа s (простой подъем и падение), имевшим малую интенсивность, но большую длительность [16]. Наблюдается небольшое увеличение потока на 1,5 м по записям, полученным в Крымской астрофизической обсерватории (фиг. 2).



Фиг. 2. Запись радиоизлучения на 1,5 м 14.VIII 1961 г., полученная в Крымской астрофизической обсерватории

В [16] 14.VIII, кроме описанного всплеска, приведены лишь очень кратковременные (< 1 мин.) радиовсплески малой интенсивности на метровых и дециметровых волнах, которые могли быть связаны с некоторыми из вспышек балла 1. Нет больше всплесков и на наших записях (1,5 м). 13.VIII есть только вспышки балла 1 [15], в [16, 18] всплесков IV типа нет, однако имеются кратковременные всплески, наблюдавшиеся одновременно на многих частотах.

Анализируя имеющиеся данные и принимая во внимание время запыздывания, мы склонны считать (как наиболее вероятный вариант) вспышку балла 2 14.VIII ответственной за повышение $f_{\min}$ 15—16.VIII.

2. Повышение $f_{\min}$ 23 августа 1961 г.

21—28.VIII патруль вспышек был непрерывным [18]. 21.VIII не было зарегистрировано ни одной вспышки. 22.VIII имеются одна вспышка балла 2 и три вспышки балла 1. В [16, 18], а также на наших записях (1,5 м и 10 см) 21—22.VIII не зарегистрировано ни одного всплеска, за исключением очень кратковременных (< 1 мин.) и малой интенсивности.

В данном случае радиоизлучение не дает возможности считать ту или иную вспышку ответственной за повышение $f_{\min}$ 23.VIII. Мы отдаем предпочтение вспышке балла 2, поскольку она отличается от остальных хотя бы баллом.

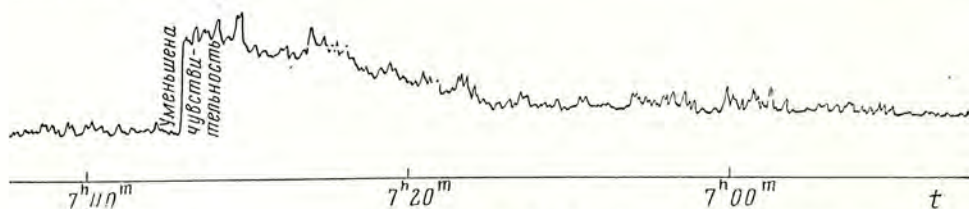
3. Повышение $f_{\min}$ 24—26 сентября 1961 г.

21—24.IX зарегистрированы только вспышки балла 1 [15]. Просмотр радиовсплесков приводит к заключению, что в этот период наиболее значительным является всплеск 24.IX в 7^h18^m на 600 $M\mu$ [16]. Этот всплеск наблюдался на наших записях на 1,5 м (фиг. 3), а также на 178 и 234 $M\mu$

[17]. Этому радиоизлучению можно поставить в соответствие по времени две вспышки:

- 1) $7^{\text{h}}00^{\text{m}}E - 9^{\text{h}}00^{\text{m}}$, балл 1, N06, W10,
- 2) $7^{\text{h}}15^{\text{m}} - 8^{\text{h}}50^{\text{m}} - 7^{\text{h}}27^{\text{m}}$, балл 1, N24, W29,

которые произошли в различных активных областях. Время везде мировое. В [18] дается вспышка $7^{\text{h}}07^{\text{m}}E - 9^{\text{h}}07^{\text{m}} - 8^{\text{h}}25^{\text{m}}$, балл 2, N25, W 30, которая по времени и координатам отождествляется со второй из приведенных вспышек.



Фиг. 3. Запись радиоизлучения на 1,5 м 24.IX 1961 г., полученная в Крымской астрофизической обсерватории

Интерферометрические данные на 169 Мгц , приведенные в [16], показывают слабый источник повышенного радиоизлучения над областью, которая ближе ко второй вспышке. Вследствие этого можно, по-видимому, отнести наблюдаемый всплеск радиоизлучения на метровых волнах ко второй вспышке и считать ее ответственной за повышение $f_{\min}$ 24—26.IX 1961 г.

4. Повышение $f_{\min}$ 30 августа — 3 сентября и 7—8 сентября 1961 г.

30.VIII—3.IX на обеих станциях наблюдалось небольшое возрастание $f_{\min}$ (см. фиг. 1), которое не удается связать с определенной вспышкой. На Солнце в период 29.VIII—1.IX имеются две сравнительно большие группы пятен: № 251 (согласно нумерации [17]), которая выходит из-за лимба 29.VIII, и № 243, которая зашла за лимб 1.IX.

26—29.VIII всплесков радиоизлучения в [16, 18] практически нет. Наблюдаемые всплески 30.VIII характеризуются слабой интенсивностью и малой длительностью. С 31.VIII по 5.IX в группе № 251 зарегистрировано несколько вспышек баллов 1 и 1^+ , сопровождавшихся всплесками в широком диапазоне частот. Возможно, некоторые из них являлись слабыми всплесками IV типа. Эти вспышки и всплески показаны на фиг. 1. Группе пятен № 251 соответствует шумовая буря.

В группе пятен № 243 вспышки балла 1, наблюдавшиеся 27—31.VIII, не сопровождались радиовсплесками. Слабый источник радиоизлучения на 169 Мгц , связанный с этой группой, зарегистрирован 30.VIII [16].

29.VIII начинается магнитная буря с внезапным началом, повышенное значение K_p -индекса удерживается до 3.IX. Возможно, повышенная $f_{\min}$ 30.VIII—3.IX и эта магнитная буря имеют один и тот же источник на Солнце, связанный с одной из областей (№ 243 или 251).

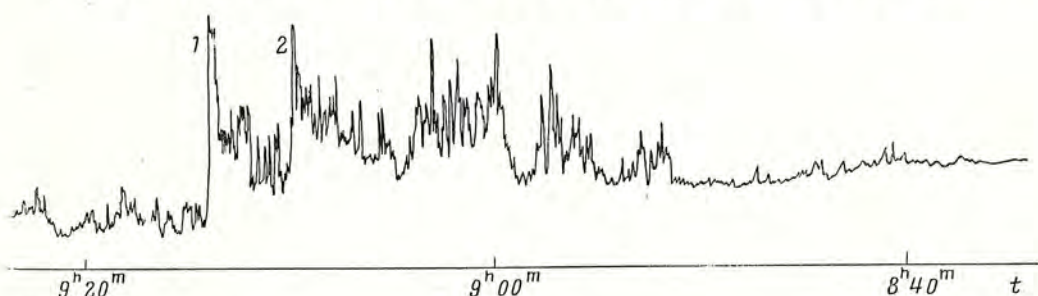
С 3 по 6.IX на Солнце остается единственная группа пятен № 251. 7—8.IX на обеих станциях наблюдается резко выраженная повышенная $f_{\min}$. 6.IX в [15, 18] не зарегистрировано ни одной вспышки, однако в [16, 18] дается всплеск радиоизлучения на сантиметровых и метровых волнах, характеристики которого приведены в табл. 2. В [18] имеется субвспышка, начавшаяся в $15^{\text{h}}47^{\text{m}}$, с координатами N16, W 31, что соответствует области № 251. Поскольку на Солнце нет других областей, то можно предположить, что всплеск радиоизлучения 6.IX относится к этой же области и является ответственным за повышение $f_{\min}$ 7—8.IX.

5. Повышение $f_{\min}$ 1—6 февраля 1962 г.

29.I—7.II вспышки, в основном балла 1, происходили только в одной области [15]. 1.II зарегистрирована вспышка балла 2, которой соответствует всплеск радиоизлучения на многих частотах (от 9400 до 111 МГц) [16]. Он имеет малую интенсивность, но экстремально большую длительность (>6 час.). В этот период спектральных наблюдений не было, поэтому неизвестно, является ли он всплеском IV типа. Эти радиовсплеск и вспышка являются наиболее выдающимися из всех близких по времени событий в оптическом и радиодиапазонах. Запись радиоизлучения на 1,5 м, полученная в Крымской астрофизической обсерватории во время этой вспышки, приведена на фиг. 4.

Аналогичный всплеск, соответствующий вспышке балла 1, наблюдался 3.II. Из фиг. 1 видно, что после этой вспышки наблюдается небольшое дополнительное возрастание $f_{\min}$, зарегистрированное на обеих станциях.

Всплеск IV типа наблюдался 6.II в 21^h13^m [16, 18], однако в это время вспышки в [15, 16, 18] не дается. По-видимому, она произошла в той же области, что и протонные вспышки 1 и 3.II, которая зашла за лимб 5.II.



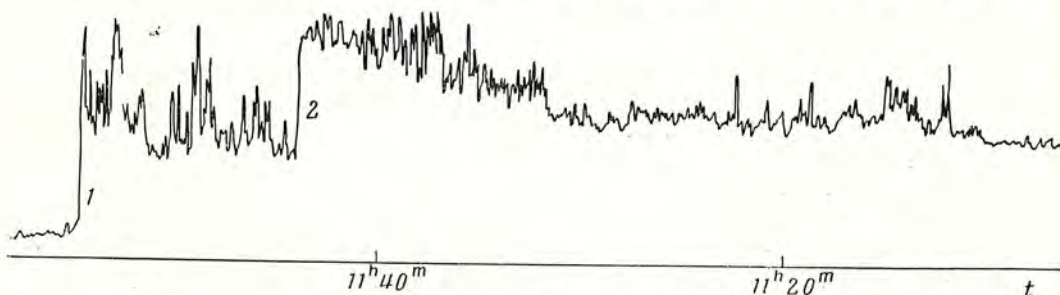
Фиг. 4. Запись радиоизлучения на 1,5 м 1.II 1962 г., полученная в Крымской астрофизической обсерватории

1, 2 — чувствительность уменьшена

Это тем более вероятно, что еще 7.II в этой области происходили вспышки, которые были видны на западном лимбе. Другие области, наблюдавшиеся на солнечном диске, были очень слабыми и всплеск в них до 10.II не зарегистрировано [15]. После всплеска IV типа 6.II на обеих станциях наблюдается кратковременное, но резко выраженное возрастание $f_{\min}$ (см. фиг. 1).

6. Повышение $f_{\min}$ 20—25 февраля 1962 г.

Из-за восточного лимба выходят две активные области: одна — в северной полусфере Солнца, другая — в южной. Вспышки 19 и 20.II проис-



Фиг. 5. Запись радиоизлучения на 1,5 м 19.II 1962 г., полученная в Крымской астрофизической обсерватории

1, 2 — чувствительность уменьшена

ходят только в этих областях. 19—20.II возникло четыре вспышки балла 2 и несколько балла 1. Всплески IV типа за этот период не зарегистрированы [16, 18]. Радиовсплески, заслуживающие внимания, наблюдались 19.II в $11^{\text{h}}36^{\text{m}}$ и $12^{\text{h}}30^{\text{m}}$ на нескольких частотах (см. табл. 2, фиг. 5). Они имели малую интенсивность и большую длительность, чем очень напоминали радиовсплески, сопровождающие протонные вспышки 1 и 3.II. Наиболее близко по времени им подходят две вспышки:

1) $11^{\text{h}}46^{\text{m}} - 11^{\text{h}}57^{\text{m}} - 11^{\text{h}}47^{\text{m}}$, балл 1, S09, E85,

2) $\begin{cases} 12^{\text{h}}22^{\text{m}} - 13^{\text{h}}15^{\text{m}}\text{D, балл 2, N12, E82,} \\ 13^{\text{h}}15^{\text{m}} - 15^{\text{h}}40^{\text{m}}\text{D, N10, E77.} \end{cases}$

Мы предполагаем, что одна из этих вспышек (или обе) является ответственной за повышение f_{min} 20—25.II 1962 г.

§ 3. АКТИВНЫЕ ОБЛАСТИ, СВЯЗАННЫЕ С ПРОТОННЫМИ ВСПЫШКАМИ.

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ПРОТОННЫХ ВСПЫШЕК

Для более полного исследования свойств протонных вспышек нами были рассмотрены активные области, в которых эти вспышки возникли. Из [17] были взяты значения площади всей группы и максимального пятна (в миллионных долях полусферы, исправленные за эффект перспективы) и построены кривые их изменения на протяжении всего существования данной группы на Солнце, включая предыдущие и последующие обороты (фиг. 6). На этой же фигуре условно изображены протонные вспышки, всплески IV типа и шумовые бури, связанные с данной областью. Каждая группа пятен обозначена номером из [17]. Вертикальная пунктирная линия указывает момент прохождения группы пятен через центральный меридиан.

Из фиг. 6 видно, что эти группы пятен существовали от одного до трех полных оборотов Солнца. В большинстве из них на видимой стороне солнечного диска возникло несколько протонных вспышек. Ниже приводится краткая характеристика каждой из этих областей.

1. Группа пятен № 198 появилась 9.VII 1961 г. вблизи восточного лимба солнечного диска (в южном полушарии) и быстро развивалась (фиг. 6). На следующий день в ней наблюдаются хромосферные вспышки и в тот же день начинается шумовая буря, которая продолжается до 15.VII. В этой группе возникли четыре протонных вспышки (11, 12, 18 и 20.VII), которые сопровождалась всплесками IV типа с интенсивной компонентой в сантиметровом диапазоне. Интенсивное и длительное излучение на метровых волнах наблюдалось только в двух случаях (11 и 12.VII), когда область находилась вблизи центрального меридиана (фиг. 1), что подтверждает заключение, сделанное в [19—20], о направленности радиоизлучения этого типа.

15.VII наблюдался всплеск IV типа, которому можно поставить в соответствие две вспышки (одну — балла 3, другую — балла 2), возникшие в разных областях (табл. 1). Вспышка балла 2 возникла в группе пятен № 198. Неизвестно, наблюдалось ли возрастание f_{min} после этого всплеска IV типа (фиг. 1).

Через оборот эта область (№ 219) появляется на восточном краю солнечного диска в виде мелких пор. Спустя два дня от нее остается лишь флоккул, в котором при его прохождении по солнечному диску зарегистрировано несколько вспышек балла 1 и одна вспышка балла 2 (14.VIII, $14^{\text{h}}00^{\text{m}}$), отмеченная нами как протонная (§ 2, п. 1, фиг. 1). Этой вспышке соответствует слабый всплеск радиоизлучения на 2800 и 209 *Mgc* (табл. 2, фиг. 2).

2. Группа пятен № 188 возникла недалеко от центрального меридиана на восточной половине солнечного диска и быстро развивалась. Вблизи западного лимба площадь ее достигла значительной величины (фиг. 6). В этой группе произошло несколько вспышек балла 1 и одна — балла 2, но никакая из них не сопровождалась всплесками IV типа [16, 18] и не наблюдалось повышения $f_{\min}$ на станциях о-в Хейса и Мирный. Заметного излучения на метровых волнах от этой группы пятен не зарегистрировано [16]. Возможно, это связано с направленностью медианного потока шумовой бури [21, 22]. В период спектральных наблюдений 1 и 2.VII отмечались слабые всплески I типа в течение всего дня [16].

Через оборот (группа пятен № 208) 24.VII в 4^h10^m в этой области возникла протонная вспышка балла 2⁺, сопровождавшаяся всплеском IV типа. Этот всплеск в сантиметровом диапазоне характеризуется малой интенсивностью, но большой длительностью. Повышенное излучение на метровых волнах наблюдается более суток (фиг. 1); оно постепенно развивается в обычную шумовую бурю, источник которой локализуется над активной областью № 208 [16]. Шумовая буря продолжается до 28.VII (согласно нашим записям на 1,5 м, 26—28.VIII наблюдаются преимущественно всплески I типа без заметного повышения медианного потока).

Запись начала всплеска IV типа на 1,5 м 24.VII показана на фиг. 7. Согласно фиг. 7, а также спектральным данным [16], всплески I типа появляются в 4^h43^m и идут непрерывно (до этого регистрируются всплески III типа). Вначале амплитуда их невелика. В 6^h40^m появляется группа интенсивных всплесков I типа, которая продолжается до 7^h40^m. Момент возникновения группы всплесков отстоит от начала вспышки на 2,5 часа. Вспышка кончилась в 6^h12^m. В 5^h07^m в этой же области возникла вспышка балла 1, закончившаяся в 5^h23^m. Эта вспышка, по-видимому, кончилась до начала интенсивных всплесков I типа (6^h40^m) и вряд ли с ними связана.

28.VII в области № 208 возникла вторая протонная вспышка, также сопровождавшаяся всплеском IV типа. Интенсивность радиоизлучения на всех частотах умеренная (табл. 2). Длительного повышенного радиоизлучения после этой вспышки не наблюдалось (фиг. 1).

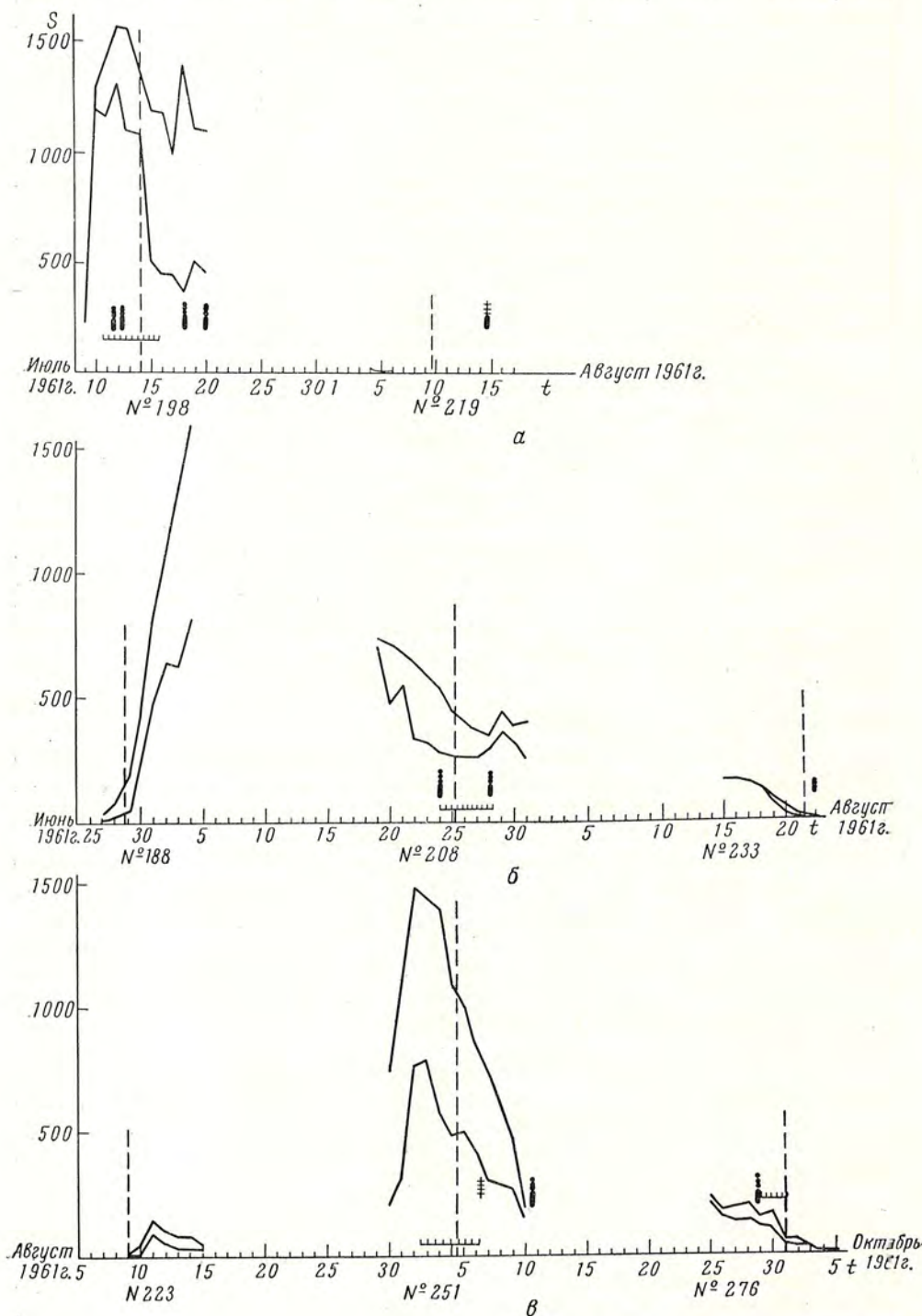
Через оборот область № 233 имеет малую площадь пятен, которые полностью исчезают вблизи центрального меридиана на западной половине солнечного диска. За день до полного разрушения, 22.VIII, в 10^h37^m в ней происходит протонная вспышка балла 2, которая не сопровождалась никакими явлениями в радиодиапазоне (§ 2, п. 2, фиг. 1). В этот день область состоит из нескольких пор, без полутени.

3. Группа пятен № 223 возникла на центральном меридиане, имеет небольшую площадь и, по-видимому, не сопровождается шумовой бурей. Через оборот область № 251 представляет собой развитую группу пятен значительной площади и с 1 по 6.IX сопровождается шумовой бурей. Повышение $f_{\min}$ 30.VIII—4.IX, возможно, связано с областью № 251. 6.IX в этой области наблюдается субвспышка, которая по времени коррелирует с радиовсплеском, ответственным за возрастание $f_{\min}$ 7—8.IX (§ 2, п. 4, фиг. 1).

10.IX, когда область находилась на западном лимбе, в ней произошла протонная вспышка балла 1, сопровождавшаяся всплеском IV типа. После нее в полярной шапке наблюдается полное поглощение (фиг. 1), а повышенное значение $f_{\min}$ удерживается в течение четырех дней, хотя область в это время находится на 50° за лимбом.

Через оборот область № 276 выходит из-за восточного края солнечного диска 25.IX, имеет малую площадь и, по-видимому, согласно интерферометрическим данным Нанси [16], до 29.IX не сопровождается шумовой бурей. По нашим записям на 1,5 м, группки всплесков I типа, перемежающиеся спокойными периодами, наблюдаются с 26.IX. Трудно решить, к какой области на Солнце относятся эти всплески.

28.IX в 22^h02^m в группе пятен № 276 возникла протонная вспышка балла 3, сопровождавшаяся всплеском IV типа, с интенсивной компонентой в сантиметровом диапазоне. Длительного повышенного радиоизлучения на метровых волнах (согласно 3-часовым значениям медианного потока на 200 Мгц, фиг. 1) после этой вспышки не наблюдалось. 29.IX в период

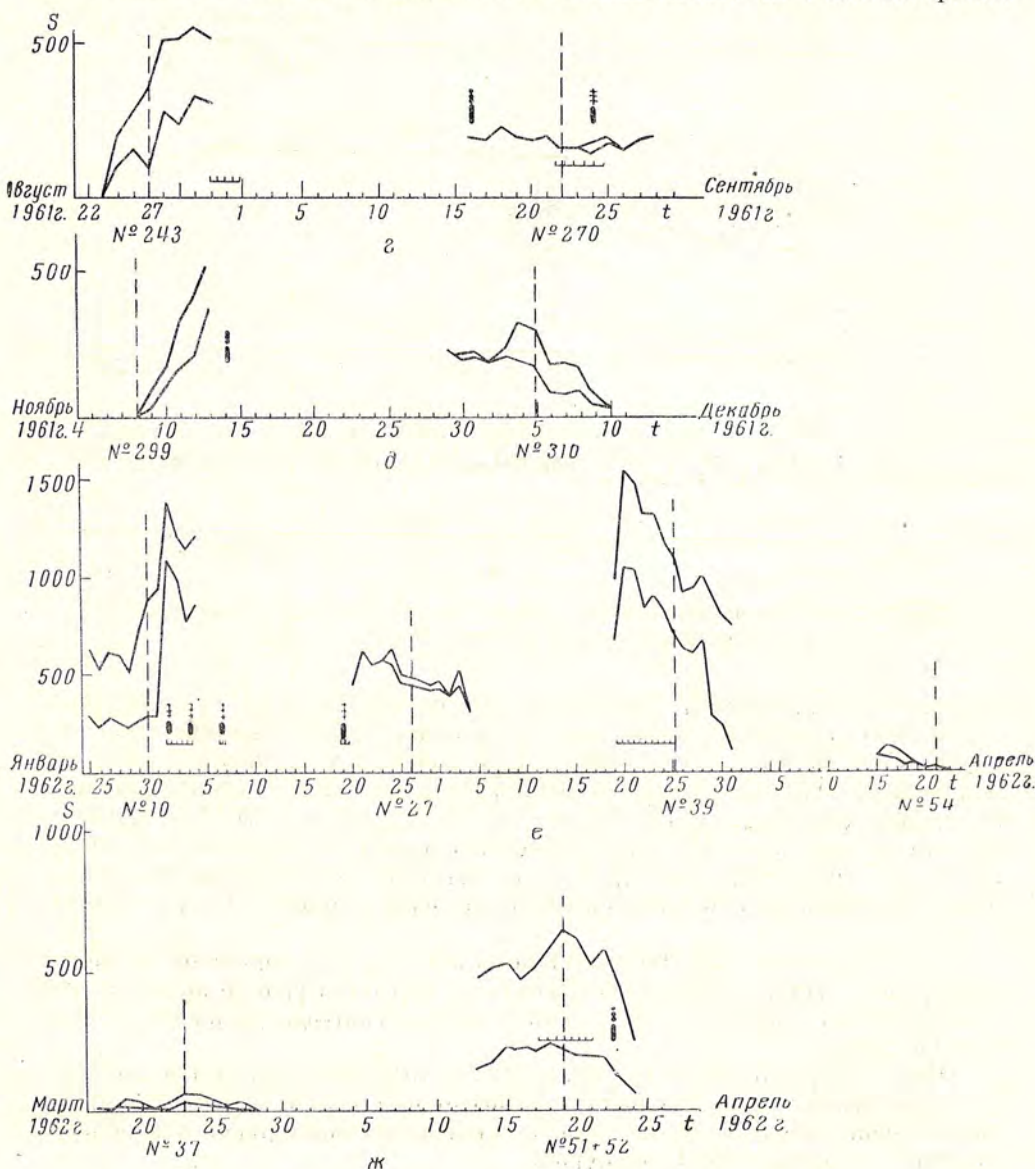


Фиг. 6. Развитие активных областей,

наблюдений на интерферометре ($\sim 12^h$) над этой областью локализуется слабый источник повышенного радиоизлучения на 169 МГц [16]. На наших записях на 1,5 м 29—30.IX регистрируется шумовая буря с ярко выраженными всплесками I типа значительной интенсивности без заметного увеличения медианного потока.

4. Группа пятен № 243 возникла на восточной половине солнечного диска, быстро развивалась и когда она находилась на западном лимбе, с ней было связано слабое излучение на метровых волнах [16]. Связано ли с этой областью возрастание $f_{\min}$ в полярной шапке — однозначно ответить затруднительно (§ 2, п. 4, фиг. 1).

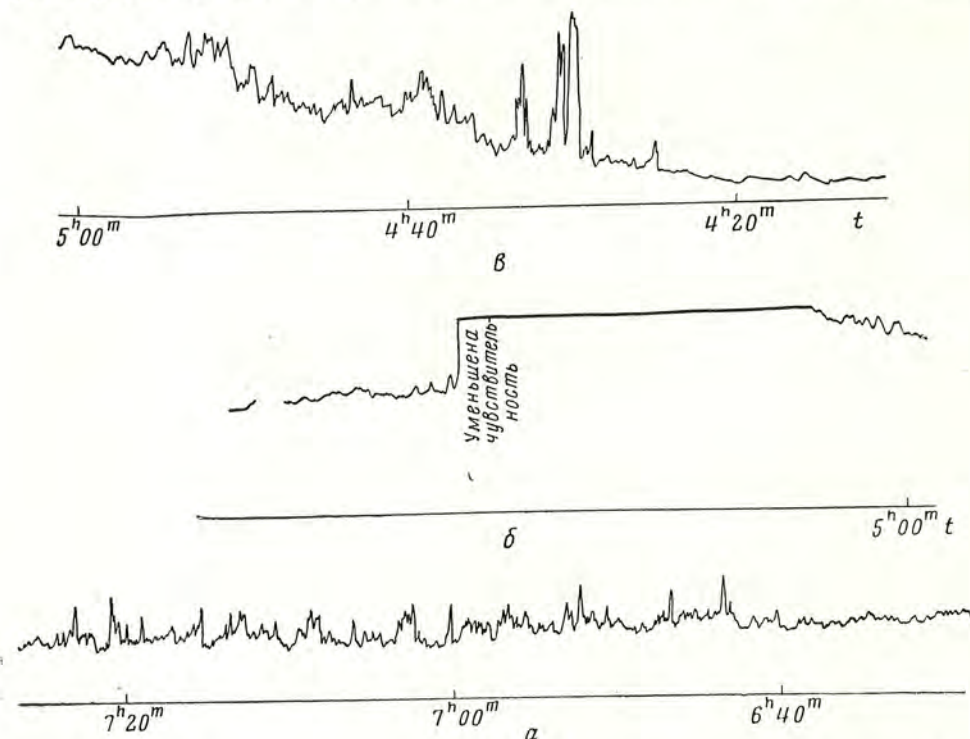
Через оборот при выходе из-за восточного края солнечного диска в этой области (№ 270) возникает протонная вспышка балла 2^+ (16.IX, 10^h57^m), сопровождавшаяся всплеском радиоизлучения в широком диапазоне частот, с большой интенсивностью и длительностью в сантиметровом



связанных с протонными вспышками

диапазоне. Спектральных наблюдений в этот период не было [16]. Этот всплеск с большой вероятностью можно считать всплеском IV типа [19].

Запись радиоизлучения на 1,5 м приведена на фиг. 8, из которой видно, что после всплеска, имевшего малую длительность на низких частотах, поток излучения возвращается к первоначальному уровню. Спустя 2,5 часа (как и в случае 24.VII 1961 г.) после начала вспышки, внезапно появляются интенсивные всплески I типа, которые с небольшими перерывами регистрируются до конца наблюдений. Вспышка кончилась в 11^h58^m.



Фиг. 7. Запись радиовсплеска IV типа на 1,5 м 24.VII 1961 г., полученная в Крымской астрофизической обсерватории

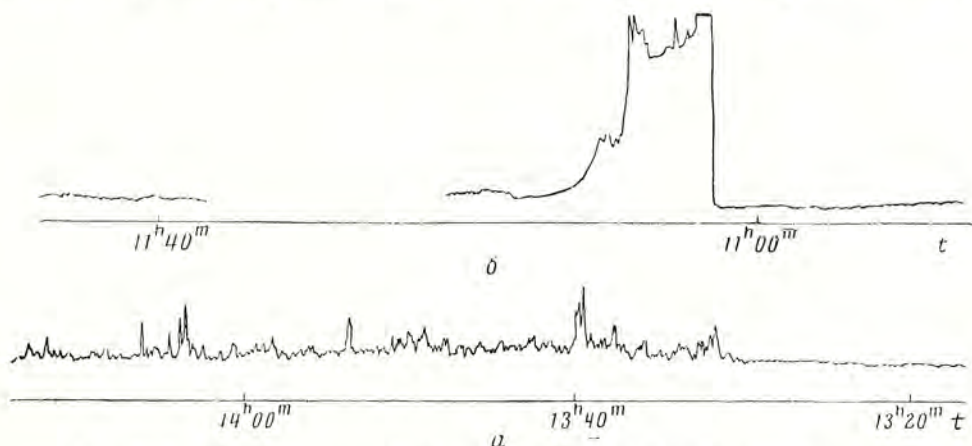
В другой области в 11^h57^m наблюдается вспышка балла 1⁻, окончившаяся в 12^h12^m. По-видимому, она не имеет отношения к наблюдаемым всплескам I типа. С 21 по 24.IX группа № 270 сопровождалась шумовой бурей. Возможно, что к этой же области относятся группки всплесков, наблюдавшиеся на наших записях 26.IX (§ 3, п. 3). 24.IX в области № 270 возникла протонная вспышка балла 1, сопровождавшаяся излучением на метровых волнах (§ 2, п. 3, фиг. 3), которое представляет собою кратковременную шумовую бурю. Всплеск на сантиметровых волнах в [16, 18] отсутствует.

5. Группа пятен № 299 возникла на центральном меридиане и быстро развивалась. На западном лимбе, когда группа была уже не видна, в этой области 10.XI произошла протонная вспышка, сопровождавшаяся всплеском IV типа.

Через оборот область (группа пятен № 310) имеет небольшую площадь и, по-видимому, вскоре полностью исчезает при заходе за лимб. За время своего существования на видимой стороне солнечного диска эта область не сопровождалась шумовой бурей.

6. Группа пятен № 10 вышла из-за лимба 25.I 1962 г. и при перемещении по диску Солнца до центрального меридиана медленно изменяла свою

площадь, особенно наибольшее пятно. Вблизи центрального меридиана, на западной половине солнечного диска, площадь максимального пятна резко увеличилась. В этот период (1. II в 9^h01^m) в ней возникла протонная вспышка балла 2, сопровождавшаяся всплеском радиоизлучения на всех частотах, который характеризовался малой интенсивностью, но большой длительностью (табл. 2). На метровых волнах начинается шумовая буря, длящаяся более суток. Ее начало на 1,5 м показано на фиг. 4. Особенность вспышки 1. II 1962 г. состоит в том, что всплеск радиоизлучения на многих частотах начинается раньше вспышки на ~ 15 мин. (см. табл. 2, фиг. 4). Ионосферный эффект типа SFA начался в 8^h59^m и достиг максимума в 9^h09^m [23], что хорошо совпадает с началом и максимумом вспышки.



Фиг. 8. Запись радиовсплеска IV типа на 1,5 м 16.IX.1961 г., полученная в Крымской астрофизической обсерватории

В [15—17] нет другой близкой вспышки, к которой можно было бы отнести это радиоизлучение. Однако в [18] одна станция зарегистрировала вспышку с началом в 8^h30^mЕ, балла 1⁻ в той же области. Нам представляется более вероятным, что всплеск радиоизлучения связан со вспышкой балла 2.

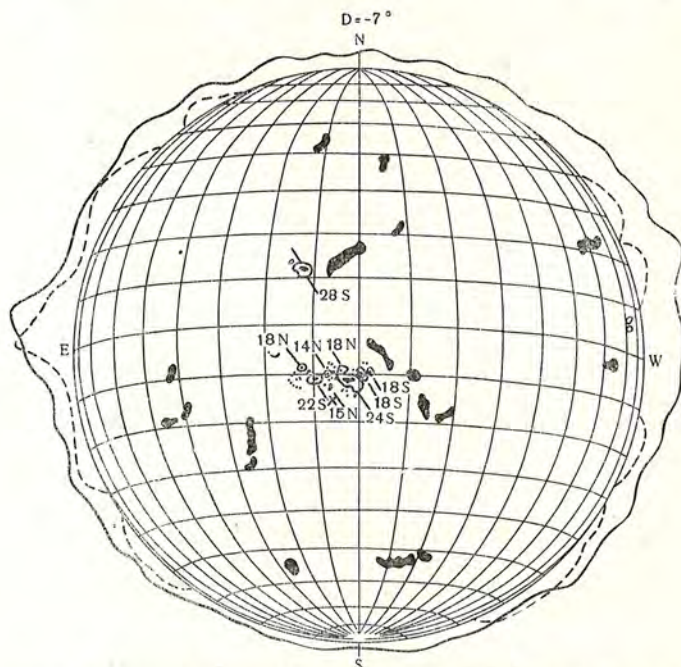
В этой же области 3. II возникла вспышка балла 1, характеристики радиоизлучения которой полностью совпадают с теми же характеристиками для вспышки 1. II 1962 г. Всплеск радиоизлучения на всех частотах начался на 13—25 мин. раньше вспышки. Другой вспышки, с которой можно было бы связать это радиоизлучение, в [15—18] не указано. Во время спектральных наблюдений (14^h01^m — 24^h00^m) в [16] найдены ярко выраженные всплески I типа в период 14^h01^m — 17^h00^m.

6. II, по-видимому, в той же области возникла протонная вспышка за лимбом, сопровождавшаяся всплеском IV типа в 21^h13^m (§ 2, п. 5). Радиоизлучение на сантиметровых волнах, связанное с этой вспышкой, отсутствует. Согласно спектральным данным, приведенным в [16], в период 21^h56^m — 22^h47^m наблюдаются всплески I типа.

Через оборот, возможно, в этой же области (№ 27) происходит протонная вспышка, всплеск радиоизлучения которой точно такого же характера, как и для вспышек 1 и 3. II (§ 2, п. 5, табл. 2, фиг. 5).

Симметрично области № 27 в южной полусфере развивается большая группа пятен № 26. 23. II в ней происходит вспышка, сопровождавшаяся всплеском IV типа со слабым излучением в сантиметровом диапазоне. После этой вспышки возникает мощное излучение на метровых волнах, которое продолжается свыше четырех суток. Оно представляет собою шумовую бурю с многочисленными всплесками I типа и большим значением медианного потока.

На фиг. 9 показаны группы пятен № 26 и 27, когда они находились вблизи центрального меридиана, 25.II. Видно, что в обеих группах пятен (как в северной, так и в южной) преобладает южная полярность. Можно предположить, что наблюдаемая высокая интенсивность шумовой бури



Фиг. 9. Группы пятен № 26 (в южной полусфере) и № 27 (в северной полусфере) 25.II 1962 г.

23—27.II связана с проникновением сильных магнитных полей в корону в результате магнитного взаимодействия этих двух областей. Сильная правая поляризация шумовой бури находится в согласии с наблюдаемой южной полярностью магнитного поля [16, 21].

7. Вспышка 22.IV 1962 г. возникла в группе пятен № 51 + 52 и сопровождалась всплеском IV типа, интенсивность которого на всех частотах была слабой. Эта группа вблизи центрального меридиана сопровождалась шумовой бурей.

§ 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. При исследовании возрастных $f_{\min}$ по двум станциям (о-в Хейса и Мирный) за 1961—1962 гг. с привлечением в некоторых случаях литературных данных по регистрации протонов на баллонах, ракетах и спутниках, нами было выбрано 17 вспышек, которые мы рассматриваем как протонные. Часть из них уже опубликована [24—26].

В двух случаях (6.IX 1961 г., 6.II 1962 г.) наблюдались всплески радиоизлучений, для которых в [15] нет соответствующих вспышек. После них также наблюдалось возрастание $f_{\min}$. Вспышка 6.II 1962 г., по-видимому, произошла за лимбом в области, которую можно определить с большой вероятностью (§ 2, п. 5). 6.IX 1961 г. наблюдалась только субвспышка, которая по времени коррелирует с началом радиовсплеска (§ 2, п. 4).

В двух случаях (15.VII 1961 г. и 23. II 1962 г.) вспышки, сопровождавшиеся всплесками IV типа, возникли на фоне повышенных значений $f_{\min}$, и отчетливого дополнительного эффекта в поглощении, связанного с этими вспышками, не было.

2. Кроме рассмотренных нами возрастных $f_{\min}$, по материалам станций о-в Хейса и Мирный имеется еще ряд периодов с повышенным значением $f_{\min}$, для анализа которых необходимо привлечение данных по другим станциям в полярной шапке, расположенных ближе к геомагнитным полюсам.

3. Все рассмотренные нами протонные вспышки попали в семь активных областей. Таким образом, большинство из этих активных областей за время их существования на видимой стороне солнечного диска дали по нескольку протонных вспышек.

4. Для 12 протонных вспышек в [16, 18] есть соответствующие всплески IV типа. В трех случаях (1, 3 и 19.II 1962 г.) всплески наблюдались в широком диапазоне от сантиметровых до метровых волн, имели малую интенсивность, но большую длительность. Спектральных наблюдений в этот период не было [16]. Возможно, эти всплески также относятся к IV типу. Всплеск 6.IX 1961 г. наблюдался на 2800 $M\mu$ и на спектрографе в области 20—300 $M\mu$ и характеризовался как континуум с тонкой структурой наложенных всплесков. Всплеск 14.VIII 1961 г. был очень слабым как в метровом, так и в сантиметровом диапазонах. В этот период были спектральные наблюдения [16], но никаких сведений об этом всплеске не приводится. Вспышке 24.IX 1961 г. соответствует радиоизлучение только на метровых (фиг. 3) и дециметровых волнах [16]. Спектральных наблюдений в этот период не было. Вспышка 22.VIII 1961 г. не сопровождалась радиоизлучением на всех частотах.

Из рассмотренных закономерностей следует вывод, что протонные вспышки в некоторых случаях сопровождаются всплесками радиоизлучения, которые по своим характеристикам не соответствуют условиям, обычно предъявляемым к всплескам IV типа [19].

5. В двух случаях (14 и 22.VIII 1961 г.) слабые протонные вспышки возникли в почти распавшейся области, в одном случае состоявшей из мелких пор, в другом — во флоккуле, без пятен. Всплеск радиоизлучения в первом случае не наблюдался совсем (§ 2, п. 2), во втором — был очень слабым (§ 2, п. 1). В обеих областях в предыдущем обороте произошло несколько протонных вспышек, сопровождавшихся всплесками IV типа и геомагнитными бурями (фиг. 6).

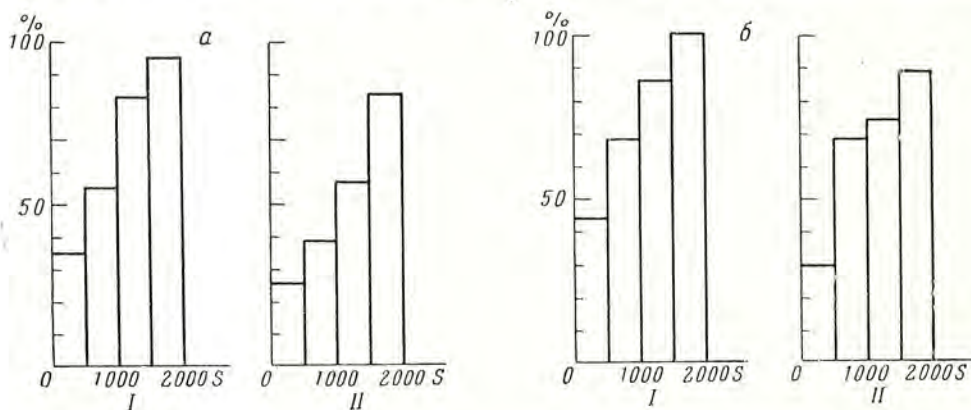
6. Шесть областей (из семи), в которых возникли протонные вспышки, были связаны с источниками шумовых бурь. Область (№ 299, 310), не сопровождавшаяся шумовой бурей, находилась на видимой стороне солнечного диска в период своего начального развития и в период распада, т. е. когда ее площадь была невелика (фиг. 6). Возможно, что с ней был связан источник шумовой бури, когда она находилась на обратной стороне солнечного диска.

7. В трех случаях (24.VII 1961 г., 1 и 23.II 1962 г.) шумовая буря начинается после протонной вспышки. Часто после протонных вспышек наблюдались всплески I типа (15 и 24.VII, 16, 24 и 28.IX 1961 г., 6 и 19.II 1962 г.). Большинство из этих вспышек (15 и 24.VII 1961 г., 1, 3, 19 и 23.II 1962 г.) сопровождалось длительным, но низкой интенсивности всплеском на сантиметровых волнах типа s (простой подъем и падение), 24.IX 1961 г. и 6.II 1962 г. всплеск на сантиметровых волнах не наблюдался совсем [16, 18].

Наоборот, в большинстве тех случаев, когда всплеск на сантиметровых волнах имел высокую интенсивность (11, 12, 18 и 20.VII 1961 г.), всплески I типа после него были очень слабыми или не наблюдались совсем.

8. Рядом авторов [19, 27—29] было показано, что вторая компонента всплеска IV типа (тип IV C) на метровых волнах представляет собой сравнительно редкое явление и наблюдается лишь в тех случаях, когда связанная с ним вспышка происходит вблизи центрального меридиана.

В [20] (используя 3-часовые значения медианного потока на 200 $M\mu$) рассматривалось длительное (от 3 час. и выше) повышенное излучение на метровых волнах, развивающееся после интенсивных всплесков на сантиметровых волнах, и было показано, что оно также обладает направленностью. По-видимому, в большинстве случаев это излучение представляет собой тип IV C. Однако, как установлено нами ранее [20], наблюдается много случаев ($\sim 50\%$), когда вспышка, сопровождавшаяся всплеском IV типа на сантиметровых волнах, возникла вблизи центрального меридиана, но длительного повышенного излучения на метровых волнах после нее не наблюдалось. Такой же случай мы имеем для протонной вспышки



Фиг. 10. Зависимость вероятности появления длительного повышенного радиоизлучения на метровых волнах после всплеска IV типа на сантиметровых волнах
а — от площади всей группы; б — от площади максимального пятна

28.IX 1961 г. (§ 3, п. 3). Эта вспышка произошла в группе пятен с малой площадью (фиг. 6). Мы предполагаем, что возникновение длительного повышенного излучения на метровых волнах связано с наличием сильных магнитных полей.

Для того чтобы проверить это, были отобраны все всплески IV типа на сантиметровых волнах (независимо от того, протонная или непротонная вспышка связана с ними), имеющиеся в нашем распоряжении за 1957—1962 гг., после которых наблюдалось (уверенно) или не наблюдалось (уверенно) повышение радиоизлучения на 200 $M\mu$ (рассматривая усредненные за 3 часа значения медианного потока). Таких случаев набралось 161 (89 без повышенного медианного потока и 72 с повышенным медианным потоком). Были выбраны области, в которых произошли вспышки, соответствующие этим всплескам, и рассмотрены площади наибольшего пятна и всей группы. Результаты этого сопоставления показаны на фиг. 10. По горизонтальной оси отложены площадь группы пятен (фиг. 10, а) и площадь максимального пятна (фиг. 10, б) в миллионных долях солнечной полусферы, по вертикальной оси — доля всплесков, сопровождавшихся длительным повышенным излучением на метровых волнах. Графики построены отдельно для всплесков, возникших в интервале долгот $\pm 40^\circ$ от центрального меридиана I (координаты источника всплеска принимались равными координатам связанной с ним вспышки), и для всех всплесков независимо от их долготы II. Из фиг. 10 видно, что наблюдается зависимость вероятности появления рассматриваемого излучения на метровых волнах как от площади всей группы, так и от площади максимального пятна. Уменьшение вероятности при той же площади пятен в случае II (фиг. 10) объясняется направленностью этого излучения.

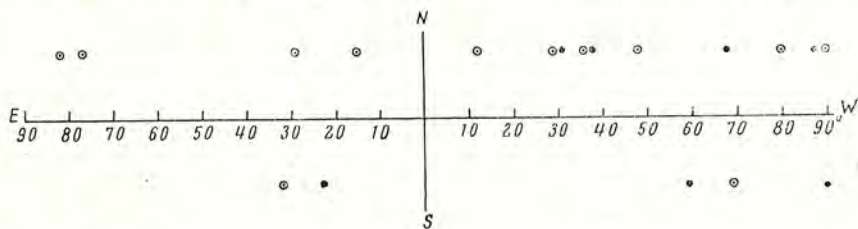
Поскольку напряженность магнитного поля в среднем пропорциональна площади пятна, то, по-видимому, наше предположение, высказанное выше, подтверждается этим исследованием.

Отметим, что подобная зависимость от площади пятен наблюдается для шумовых бурь, и это уже неоднократно отмечалось различными авторами [30, 21]. Вероятность того, что группа пятен будет сопровождаться шумовой бурей, возрастает с площадью группы, в особенности с площадью максимального пятна [21]. Непрерывное излучение шумовой бури (как и всплеск типа IV C) обладает сильной направленностью [21, 22]. Неотъемлемая компонента шумовой бури — всплески I типа — показывает гораздо меньшую направленность [21, 22]. Однако они часто возникают и на фоне всплесков IV типа или в конце их (§ 3). В некоторых случаях после всплеска IV типа развивается шумовая буря (§ 3, [19, 21]).

Приведенные здесь закономерности (принимая во внимание, что смысл поляризации, а также высота источника шумовой бури и всплесков типа IV C совпадают [31]), по-видимому, позволяют заключить, что не существует принципиальной разницы между шумовой бурей и всплеском типа IV C.

§ 5. ВОСТОЧНО-ЗАПАДНАЯ АСИММЕТРИЯ В РАСПОЛОЖЕНИИ ПРОТОННЫХ ВСПЫШЕК НА ДИСКЕ СОЛНЦА

При исследовании высокоэнергичных частиц в межпланетном пространстве многие авторы приходят к выводу о более благоприятных условиях для прихода частиц на Землю от западной полусферы Солнца [4, 8, 9]. Эти исследования основываются на результатах, полученных в годы высокой солнечной активности. Интересно посмотреть, будут ли такие закономерности наблюдаться в годы, близкие к минимуму солнечных пятен.



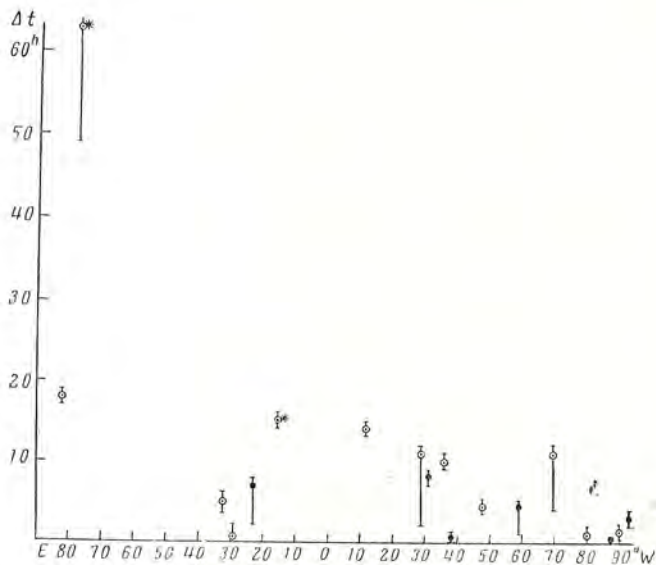
Фиг. 11. Распределение протонных вспышек по диску Солнца

На фиг. 11 показано распределение протонных вспышек по диску Солнца. Кругами обозначены вспышки, которые произошли в данной области до магнитной бури, наблюдаемой на Земле и вызванной вспышкой, возникшей в той же активной области. Условно назовем такие вспышки «первыми» протонными вспышками. Если активная область существовала более одного оборота, то при следующем ее появлении на видимой стороне солнечного диска выбирались новые «первые» протонные вспышки.

Деление вспышек на две категории имеет смысл при исследовании восточно-западной асимметрии, так как известно, что если вспышка дает геомагнитную бурю, то приход высокоэнергичных частиц от последующих вспышек, возникших в этой же области, облегчен [4]. Поэтому если их не исключить, то получаемая восточно-западная асимметрия может быть обусловлена именно этими вспышками. Было бы интересно исследовать, есть ли асимметрия в числе «первых» вспышек. Из фиг. 11 видно, что такой асимметрии практически нет. Тем не менее по всем протонным вспышкам асимметрия наблюдается. На западной полусфере их в 2 раза больше. Таким образом, наблюдаемая восточно-западная асимметрия в распре-

лении протонных вспышек по диску Солнца за 1961—1962 гг. в основном обусловлена «последующими» протонными вспышками.

Была также исследована зависимость запаздывания прихода частиц (по $f_{\min}$, в некоторых случаях по ракетным данным) относительно начала вспышки от гелиографической долготы вспышки. Полученный график показан на фиг. 12. Это сделано как для «первых» вспышек (обведенные кружками), так и для повторных. Звездочками обозначены протонные вспышки, которые возникли, когда Земля находилась в магнитном поле



Фиг. 12. Зависимость запаздывания $f_{\min}$ от положения связанной вспышки на диске Солнца

корпускулярного потока (на фоне Форбуш-спада), от вспышки другой активной области. Естественно ожидать, что в этих случаях приход частиц к Земле затруднен и запаздывание может быть больше. Вертикальными линиями на графике обозначены возможные ошибки в определении запаздывания роста $f_{\min}$ относительно вспышки. Из фиг. 12 видно, что наблюдается тенденция к уменьшению запаздывания прихода частиц от западных вспышек по сравнению с восточными. Это можно объяснить анизотропной диффузией частиц в присутствии приблизительно радиального магнитного поля (с включенными неоднородностями), закрученного навстречу орбитальному движению Земли.

Эти закономерности в запаздывании частиц от восточной и западной полусфер не противоречат таким же закономерностям, полученным за годы высокой солнечной активности (1957—1960 гг.) [32].

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность А. С. Дворяшину и И. Г. Моисееву, а также А. А. Степаняну, Б. М. Владимирскому и А. К. Панкратову за полезное обсуждение статьи.

10 декабря 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Вестн. АН СССР, 1964, № 9, 62.
2. A. B. Severny. Solar magnetic fields. Invited discourse at XII General Assembly I. A. U. Hamburg, 1964.
3. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 29, 15.

4. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 90.
5. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Астрон. ж., 1962, 39, № 3, 419.
6. T. Oba y a s h i, Y. N a k u r a. J. Atmosph. and Terr. Phys., 1960, 18, N 2/3, 101.
7. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 293.
8. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 221.
9. J. F. S t e l j e s, H. C a r m i c h a e l, K. R. M e s s e r s c k e n. J. Geophys. Res., 1961, 66, 1363.
10. Б. М. Владимировский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 320.
11. А. Н. Чарыхьян, Т. Н. Чарыхьян. Геомагнетизм и аэрономия, 1962, 2, № 2, 233.
12. А. Н. Чарыхьян, Т. Н. Чарыхьян. Доклад, представленный на Международную конференцию по космическим лучам. Япония. 4—15.IX 1961.
13. А. Н. Чарыхьян, В. Ф. Туликов, Т. Н. Чарыхьян. Ж. эксп. и теор. физики, 1960, 39, 249.
14. P. J. C o l e m a n, Jr. D a v i s, C. P. S o n d t. Phys. Rev. Letters, 1960, 5, 43.
15. IGY Solar Activity Report Series, 1963, N 21; 1964, N 25.
16. Quart. Bull. Solar Activity, 1957—1962, N 119—149.
17. Солнечные данные, 1961, № 1—12; 1962, № 1—12.
18. Compilations of Solar Geophysical Data, CRPL-F, Pt B, 1961—1962.
19. M. P i c k - G u t m a n n. Ann. astrophys., 1961, 24, N 3, 183.
20. Л. С. Левицкий. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 84.
21. A. M. L e S q u e r e n. Ann. astrophys., 1963, 26, N 2, 97.
22. Л. И. Юровская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 76.
23. Geophysikalische Meßreihen des Observatoriums für Ionosphärenforschung Kühlungsborn, 2, 1962.
24. D. H. J e l l y. J. Geophys. Res., 1963, 68, 1705.
25. D. J. H o f f m a n, J. R. W i n c k l e r. J. Geophys. Res., 1963, 68, 2067.
26. A. J. Z m u d a, G. F. P i e p e r, C. O. B o s t r o m. J. Geophys. Res., 1963, 68, 1160.
27. M. R. K u n d u, S. F. S m e r d. Inform. Bull. Solar Radio Obs., 1962, N 11.
28. A. D. F o k k e r, M. P i c k - G u t m a n n. Inform. Bull. Solar Obs., 1961, N 8.
29. Дж. Уайлд, С. Смерд, А. Вейсс. Усп. физ. наук, 1964, 84, 99.
30. Б. М. Чихачев. Труды 5-го совещания по вопросам космогонии. М., Изд-во АН СССР, 1956, стр. 245.
31. M. R. K u n d u. Solar Radio Astronomy, 1964, 2.
32. А. С. Дворяшин. Геофизика и астрономия, 1966 (в печати).

О СВЯЗИ МЕЖДУ ВСПЛЕСКАМИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА 3,2 см
И ИОНОСФЕРНЫМИ ЭФФЕКТАМИ,
ОБУСЛОВЛЕННЫМИ РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ
СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК*Н. Н. Ерышев, Л. А. Елисеева*

Ранее было установлено [9—11], что всплески радиоизлучения в сантиметровом диапазоне имеют тесную корреляцию с внезапными ионосферными возмущениями (SID), обусловленными рентгеновским излучением солнечных вспышек.

Нами рассмотрена временная связь между моментами развития всплесков радиоизлучения на 3,2 см и ионосферными эффектами на атмосфериках (SEA, 27 *кГц*) и в распространении длинных радиоволн (SFA) [16]. Получено, что в большинстве случаев всплески радиоизлучения на 3,2 см начинаются раньше (на одну или несколько минут), чем ионосферные возмущения, что хорошо подтверждает результаты [15]. Наряду с этим наблюдаются случаи, когда всплески на 3,2 см и эффекты в ионосфере проявляются одновременно или всплески радиоизлучения запаздывают относительно возмущения.

Сопоставление эффектов на атмосфериках с данными прямых измерений рентгеновского излучения показало, что начала этих двух явлений достаточно хорошо совпадают. На основании этого с учетом результатов проведенного в работе анализа мы полагаем, что наблюдаемые разности времен между началами ионосферных эффектов и всплесков на 3,2 см во время вспышек являются следствием физических особенностей генерации всплесков радиоизлучения и рентгеновской радиации (начала генерации рентгеновского излучения, ответственного за SID, и всплесков на 3,2 см во многих случаях не совпадают).

ON THE CONNECTION BETWEEN RADIO EMISSION BURSTS AT 3.2 CM AND IONOSPHERIC EFFECTS DUE TO X-RAY RADIATION OF SOLAR FLARES, by *N. N. Eryushev* and *L. A. Eliseyeva*.— Previously it was shown [9—11] that radio emission bursts in the centimeter diapason are strongly correlated with sudden ionospheric disturbances (SID), due to the X-ray radiation of solar flares.

The time connection is discussed between the moments of development of radio emission bursts at 3.2 cm and the ionospheric effects at atmospherics (SEA, 27 *kc/sec*) and in the propagation of long radio waves (SFA) [16]. It is found that in the majority of cases radio emission bursts at 3.2 cm commence earlier (by one or several minutes) than ionospheric disturbances, thereby confirming the results of [15]. There are also cases when bursts at 3.2 cm and ionospheric effects appear simultaneously or the bursts lag relative to the disturbance.

A comparison of the effects on atmospherics with data of direct measurements of X-ray radiation shows that the commencements of both these phenomena coincide sufficiently well. On the basis of this and taking into account the results of the analysis of the present investigation it is proposed that the observed time differences between the

commencements of ionospheric effects and disturbances at 3.2 cm during flares are a consequence of the physical peculiarities of generation of radio emission bursts and X-ray radiation (the commencements of generation of X-ray radiation responsible for a SID and bursts at 3.2 cm do not coincide in many cases).

Солнечные вспышки сопровождаются различными геофизическими эффектами. Одни из них — внезапные ионосферные возмущения (SID), обусловленные рентгеновским излучением вспышек [1, 2]. Эти явления в ионосфере происходят практически одновременно с развитием вспышек в H_α и проявляются обычно только на освещенной Солнцем половине Земли. Внезапные ионосферные возмущения характеризуются резким повышением ионизации в нижней ионосфере, влекущим за собой изменения условий распространения радиоволн в широком диапазоне частот.

Наиболее чувствительными для регистрации внезапных возмущений являются методы, основанные на применении длинных радиоволн (десятки $кГц$), такие как метод фазовых аномалий [3], атмосферерики [4–6] и др. Ионосферные эффекты солнечных вспышек на атмосферериках ($f > 10$ $кГц$) характеризуются быстрым повышением их интенсивности до максимума и относительно медленным восстановлением спокойного уровня.

Кроме рентгеновского излучения, некоторые солнечные вспышки сопровождаются корпускулярным излучением и мощными всплесками радиоизлучения в сантиметровом и метровом диапазонах длин волн. Следовательно, солнечные вспышки представляют собой мощный генератор различного рода излучений, изучение которых может дать дополнительные сведения для понимания самих вспышек в целом.

Как следует из многочисленных работ, радиоизлучение вспышек может служить признаком их геоактивности. Обнаружено, что протонные вспышки, как правило, сопровождаются всплесками радиоизлучения IV типа [7]. Всплески II типа имеют непосредственную связь с магнитными бурями с внезапным началом [8].

Большой интерес представляют всплески радиоизлучения в сантиметровом диапазоне. Эта категория всплесков имеет тесную связь с внезапными ионосферными возмущениями [9, 10] и часто используется при анализе рентгеновского излучения вспышек и его геофизических эффектов. Действительно, как указывает Кундю [11], всплески радиоизлучения в сантиметровом диапазоне и эффекты возрастания рентгеновской радиации во время вспышек имеют практически 100%-ную корреляцию, тогда как связь между рентгеновским излучением и всплесками III типа в метровом диапазоне существенно хуже. Поэтому в [11] делается заключение, что рентгеновская радиация солнечных вспышек связана именно со всплесками радиоизлучения в сантиметровом диапазоне, а не со всплесками III типа, как это предполагается в [12]. Гахенберг и Волланд [13], а затем Таубенхайм [14] пришли к выводу, что временной ход ионизирующего (рентгеновского) излучения, ответственного за SID во время вспышек, подобен ходу всплесков на 3,2 см.

Как следует из [14, 15], в некоторых случаях всплески радиоизлучения по времени начинаются несколько раньше, чем соответствующие им ионосферные возмущения. Этот факт приводит к предположению, что генерация рентгеновских квантов и всплесков радиоизлучения во время вспышек может начинаться не всегда одновременно.

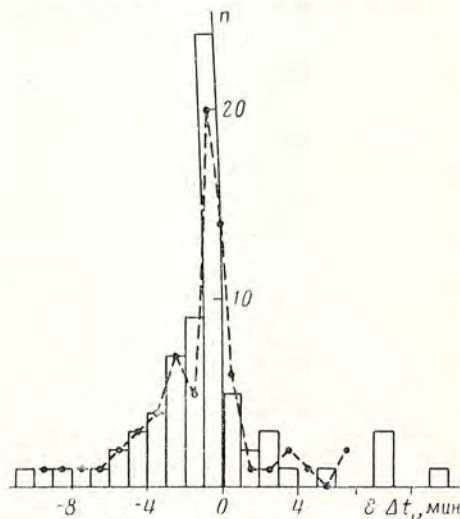
Нами исследованы временные связи между всплесками радиоизлучения на 3,2 см и ионосферными эффектами солнечных вспышек, регистрируемыми на длинных радиоволнах. Для этой цели использованы записи атмосферерики на частоте 27 $кГц$ (SEA), полученные в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Скорость движения бумаги равна 10 мм в минуту, что позволяло производить отсчет времени с большой точностью.

Кроме этого, для контроля были привлечены данные об эффектах на атмосфериках SEA и SFA, публикуемые в [16]. Данные о всплесках радиоизлучения на 3,2 см взяты из [17], а ряд копий записей мы получили также из ГДР (Институт Генриха Герца). Рассмотрение проведено по материалам за 1960 г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

1. Была рассмотрена временная связь между началами всплесков радиоизлучения на 3,2 см и соответствующих им ионосферных эффектов на атмосфериках и SFA. Результаты представлены на фиг. 1, где по оси абсцисс отложены значения $\Delta t_1 =$

$= t_{\text{нач.вспл.}} - t_{\text{нач.эфф.}}$, а по оси ординат — число случаев n в интервалах $\Delta t_1 = 1$ мин.



Фиг. 1. Распределение величины $\Delta t_1 = t_{\text{нач.вспл.}} - t_{\text{нач.эфф.}}$ (разности между временами начал всплесков радиоизлучения на 3,2 см и ионосферных эффектов). Гистограмма соответствует эффектам на атмосфериках

Пунктирная линия — SFA [16], жирная вертикальная линия — число случаев с $\Delta t_1 = 0$ для атмосфериков

Из фиг. 1 отчетливо видно, что в большинстве случаев во время всплесков всплески радиоизлучения начинаются несколько раньше ионосферных эффектов. Максимум n лежит в области значений $\Delta t_1 = -1$ мин. Однако опережение может составлять 5 мин. и более. Имеются случаи, когда рассматриваемые события начинаются одновременно. Следует особо подчеркнуть, что в некоторых случаях всплески радиоизлучения появляются после начала соответствующих им эффектов в ионосфере. Из фиг. 1 видно, что результаты для атмосфериков и SFA, т. е. для двух различных методов регистрации ионосферных возмущений между собой, согласуются очень хорошо. Поэтому полученные данные о разности времен Δt_1 не вызывают сомнения и подтверждают результаты [14, 15]. Однако замеченный в [15] второй максимум для n с

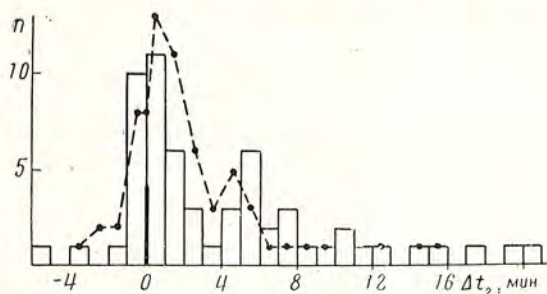
$\Delta t_1 \sim -8$ мин. по нашим данным не обнаруживается.

2. Если начало ионосферных эффектов запаздывает относительно всплесков в сантиметровом диапазоне, то важно выяснить, на какой же стадии развития всплеска происходит начало возмущения. Для этой цели было рассмотрено соответствие между началами ионосферных эффектов и моментами максимумов всплесков на волне 3,2 см. Результаты приведены на фиг. 2, где по горизонтали отложены значения $\Delta t_2 = t_{\text{макс.вспл.}} - t_{\text{нач.эфф.}}$. Из фиг. 2 следует, что в большинстве случаев начало эффекта на атмосфериках (а также и на SFA) происходит до максимума всплеска на 3,2 см (в фазе развития всплеска) или в момент его максимума. Однако наблюдаются случаи, когда возмущения в ионосфере начинаются и после максимальной стадии развития всплесков.

3. Далее были рассмотрены разности времен максимумов всплесков радиоизлучения на 3,2 см и ионосферных возмущений $\Delta t_3 = t_{\text{макс.вспл.}} - t_{\text{макс.эфф.}}$ (фиг. 3). Из фиг. 3 видно, что моменты максимумов всплесков и ионосферных возмущений по времени не совпадают. Практически во всех рассматриваемых случаях максимумы всплесков опережают максимумы ионо-

сферных эффектов на 2—10 мин. и более. Правда, из этой фигуры можно также заметить, что в некоторых, хотя и единичных, случаях максимумы ионосферных возмущений совпадают с максимумами всплесков или даже опережают их.

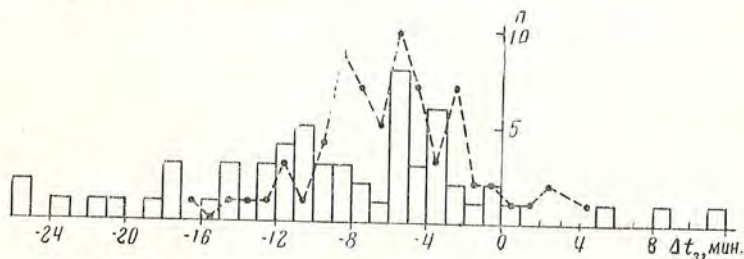
4. Резюмируя результаты статистического анализа (см. фиг. 1—3), можно высказать следующие общие соображения: а) всплески радиоизлучения на 3,2 см во время солнечных вспышек по времени начинаются (в большинстве случаев) несколько раньше, чем соответствующие им ионосферные эффекты; в заметном числе случаев эти два явления проявляются



Фиг. 2. Распределение величины $\Delta t_2 = t_{\text{макс.вспл.}} - t_{\text{нач.эфф.}}$

Обозначения те же, что на фиг. 1

одновременно [18]; б) начало ионосферных эффектов соответствует предмаксимальной фазе развития всплесков или их максимуму; в) максимумы всплесков радиоизлучения наступают на несколько минут раньше максимумов ионосферных возмущений.

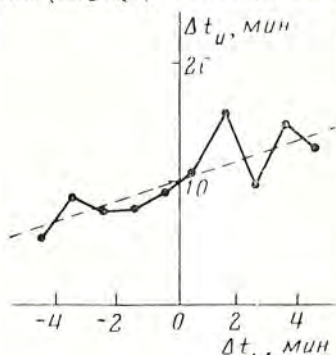


Фиг. 3. Распределение величины $\Delta t_3 = t_{\text{макс.вспл.}} - t_{\text{макс.эфф.}}$

Обозначения те же, что на фиг. 1

Полученные результаты выражают одну из наиболее общих характерных особенностей временной связи между всплесками радиоизлучения на волне 3,2 см и внезапными ионосферными возмущениями. Однако, как следует из графиков фиг. 1—3, в ряде случаев имеются заметные отклонения от указанных особенностей. В частности, наблюдаются случаи, когда эффекты в ионосфере начинаются раньше, чем соответствующие всплески в радиодиапазоне, или эти два события проявляются одновременно. С целью выяснения некоторых особенностей ионосферных возмущений в зависимости от величины Δt_1 были рассмотрены продолжительности развития эффектов до максимума. На фиг. 4 приведен график зависимости между величинами $\Delta t_1 = t_{\text{нач.вспл.}} - t_{\text{нач.эфф.}}$ и Δt_4 — продолжительностью развития эффектов от начала до максимума их для SFA. Интервал для Δt_1 взят ± 4 мин. (в области с большим числом случаев). Величины Δt_4 представляют собой средние значения в интервалах $\Delta t_1 = 1$ мин. Из фиг. 4 видно, что по мере роста величины Δt_1 (во всем интервале отрицательных и положительных ее значений) наблюдается заметное повышение величины Δt_4 .

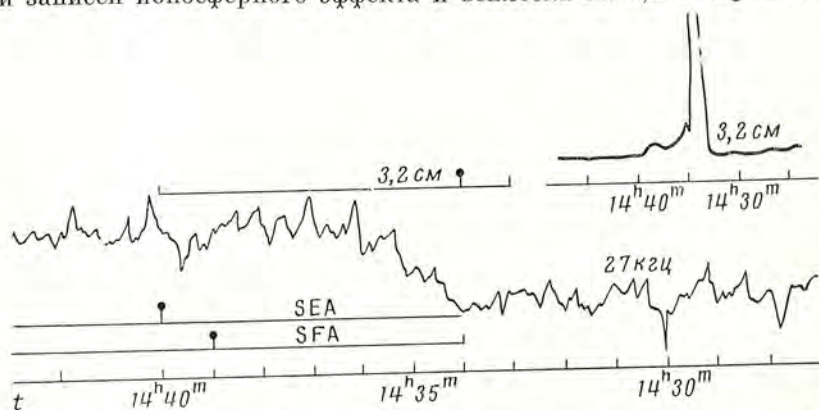
Это означает, что случаи с $\Delta t_1 > 0$, т. е. когда ионосферные эффекты начинаются раньше всплесков радиоизлучения, соответствуют возмущениям с относительно продолжительным развитием их до максимума. И, наоборот, в тех случаях, когда начало эффектов запаздывает относительно всплесков ($\Delta t_1 < 0$), ионосферные эффекты должны характеризоваться в основном относительно быстрым развитием до максимума.



Фиг. 4. Зависимость Δt_1 от продолжительности развития ионосферных возмущений до максимума $\Delta t_1 = t_{\text{макс.эфф.}} - t_{\text{нач.эфф.}}$ (для SFA)

на атмосфериках и SFA по данным [16] и всплесков радиоизлучения. Время везде московское.

6.IV 1960 г. Вспышка: $14^{\text{h}}30^{\text{m}} - 14^{\text{h}}34^{\text{m}} - 14^{\text{h}}57^{\text{m}}$, балл 2, N 11, W 81. Копии записей ионосферного эффекта и всплеска на 3,2 см приведены на

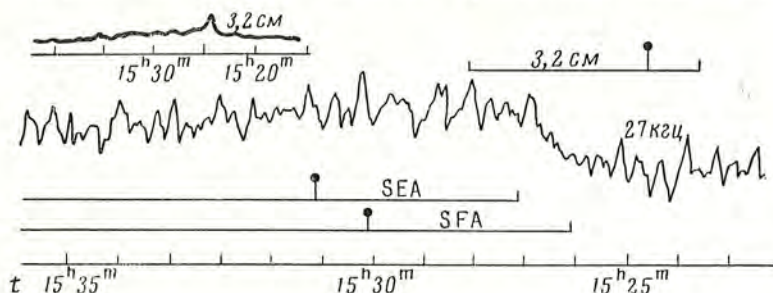


Фиг. 5. Копии записей атмосфериков, всплеска радиоизлучения на 3,2 см во время вспышки 6.IV 1960 г. Отдельно отмечены моменты развития всплеска и эффекта на атмосфериках и SFA по данным [16] Вертикальные черточки — моменты начала и конца событий, черточки с точкой — максимумы

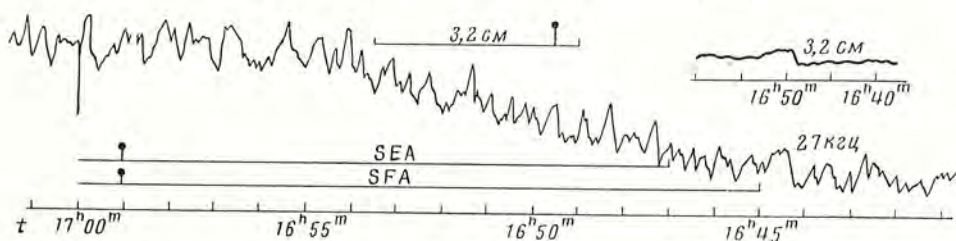
фиг 5, из которой видно, что начало ионосферного эффекта соответствует $14^{\text{h}}34^{\text{m}}$ (по трем станциям). Ионосферный эффект характеризуется быстрым развитием до максимума. Всплеск радиоизлучения имеет импульсный характер (быстрый рост до максимума и относительно медленное восстановление нормального уровня). Начало всплеска соответствует $14^{\text{h}}33^{\text{m}}$ (по данным [17], даже $14^{\text{h}}32^{\text{m}}$), т. е. происходит на одну минуту раньше начала ионосферного возмущения. Начало возмущения соответствует максимуму всплеска. В $14^{\text{h}}35^{\text{m}}$ всплеск практически уже кончился, однако полное восстановление спокойного уровня радиоизлучения продол-

жается до момента максимума ионосферного возмущения. Пиковая плотность потока радиоизлучения в максимуме всплеска равна $992 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$. Во время рассматриваемых событий имели место всплески на 10 и 30 см и в метровом диапазоне [17].

6.II 1960 г. Вспышка: $15^{\text{h}}22^{\text{m}} - ? - 15^{\text{h}}55^{\text{m}}$, балл 1, N09, W65. Копии записей представлены на фиг. 6. Из фигуры следует, что ионосферный эффект начался не раньше, чем в $15^{\text{h}}25^{\text{m}}$, а скорее всего даже несколько позже — около $15^{\text{h}}26^{\text{m}}$. Начало всплеска радиоизлучения опережает начало эффекта примерно на 2 мин. Интересно заметить, что в этом случае ионосферное возмущение началось практически после максимума



Фиг. 6. То же, что на фиг. 5, во время вспышки 6.II 1960 г.



Фиг. 7. То же, что на фиг. 5, во время вспышки 6.II 1960 г.

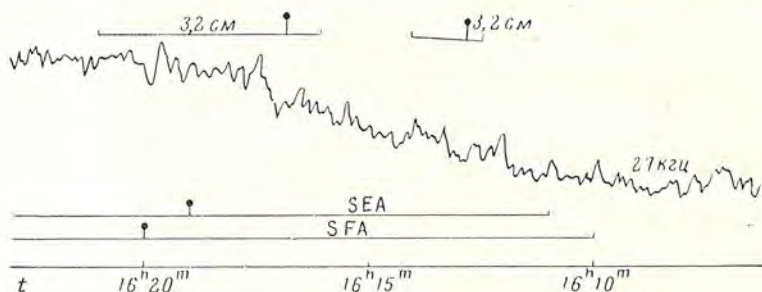
всплеска; постепенное восстановление спокойного уровня радиоизлучения продолжается до максимума эффекта. Всплеск радиоизлучения имеет импульсный характер. Для ионосферного возмущения характерно быстрое развитие до максимума. Поток излучения в максимуме всплеска составляет $33 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$. В это же время наблюдались всплески на 10 и 30 см, в метровом диапазоне никаких событий не отмечено [17].

6.II 1960 г. Вспышка: $16^{\text{h}}40^{\text{m}} - 16^{\text{h}}44^{\text{m}} - 17^{\text{h}}15^{\text{m}}$, балл 1, S 13, W 81. Копии записей приведены на фиг. 7. По характеру развития ионосферное возмущение во время этой вспышки отличается от рассматриваемых выше. Возмущение имеет длительное развитие до максимума, которое продолжается около 10—15 мин. На основании данных по трем станциям начало возмущения можно отнести к $16^{\text{h}}45^{\text{m}} - 16^{\text{h}}46^{\text{m}}$. Всплеск радиоизлучения проявился спустя 3—4 мин. после начала возмущения, конец соответствует моменту, близкому максимуму эффекта. Для всплеска на 3,2 см характерны быстрое развитие до максимума и относительно медленное восстановление спокойного уровня. Следует особо подчеркнуть, что всплеск радиоизлучения зарегистрирован уже после начала ионосферного возмущения. Максимальный поток радиоизлучения равен $24 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$. В это же время наблюдался слабый всплеск на 10 см и не отмечено никаких событий в метровом диапазоне [17].

4.II 1960 г. Вспышка: $16^{\text{h}}06^{\text{m}} - 16^{\text{h}}16^{\text{m}} - 17^{\text{h}}23^{\text{m}}$, балл 2, S 15, W 49. Возмущение во время этой вспышки (фиг. 8), как и 6.II 1960 г.

(16^h40^m), характеризуется продолжительным развитием до максимума. Оно началось, вероятно, не позже 16^h41^m , и ему сопутствуют два всплеска радиоизлучения на $3,2$ см. Начало первого всплеска запаздывает относительно начала возмущения не менее чем на 2 мин., конец второго всплеска соответствует максимуму возмущения. Потоки радиоизлучения в максимумах всплесков равны $95 \cdot 10^{-22}$ и $130 \cdot 10^{-22}$ $вт/м^2 \cdot гц$ соответственно. Ионосферное возмущение сопровождалось также всплесками на 10 см и в метровом диапазоне [17].

22.I 1959 г. (фиг. 9, а). Вспышка: $13^h40^m - 13^h42^m - 13^h32^m$, балл 1, N 08, W 03. Во время этого возмущения наблюдались всплески во всем диапазоне длин волн. Максимальный поток на $3,2$ см равен $508 \cdot 10^{-22}$ $вт/м^2 \cdot гц$.



Фиг. 8. То же, что на фиг. 5, во время вспышки 4.II. 1960 г.

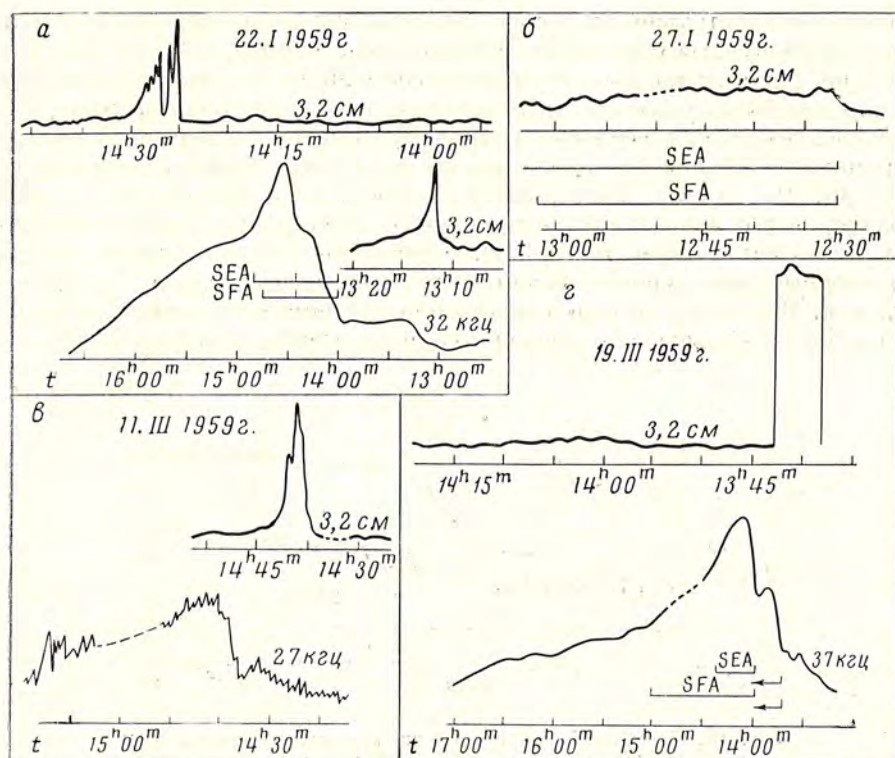
Копия записи всплеска радиоизлучения не приводится

22.I 1959 г. Вспышка: $14^h08^m - 14^h27^m - 14^h47^m$, балл 2, N 10, W 03. Ионосферное возмущение во время этой вспышки имеет две стадии развития до максимума. Первая стадия соответствует $14^h00^m - 14^h25^m$. Из фиг. 9, а следует, что эта стадия возмущения всплеском на $3,2$ см не сопровождалась (с точностью собственных флуктуаций записи). Однако наблюдались всплески радиоизлучения в 14^h21^m и 14^h22^m на 10 и 50 см соответственно. Всплеск на $3,2$ см начался в 14^h25^m , что совпадает с началом второй стадии возмущения. Всплеск на $3,2$ см имеет импульсный характер с максимальным потоком излучения, равным $493 \cdot 10^{-22}$ $вт/м^2 \cdot гц$. Длительность всплеска порядка 5 мин. Во время первой стадии эффекта в метровом диапазоне наблюдалось возрастание потока в присутствии всплеска III типа [19], начавшегося спустя 9 мин. после начала возмущения.

27.I 1959 г. (фиг. 9, б). Вспышка: $12^h30^m - 12^h36^m - > 13^h47^m$, балл 1, N 10, W 22. Ионосферному возмущению сопутствует всплеск радиоизлучения с плавным развитием, т. е. отличным по своему характеру от импульсного. Максимальный поток излучения равен $373 \cdot 10^{-22}$ $вт/м^2 \cdot гц$. Во время этого возмущения наблюдались всплески также на 10 , 30 см и в метровом диапазоне [17].

11.III 1959 г. (фиг. 9, в). Вспышка: $14^h25^m - 14^h36^m - 14^h53^m$, балл 2, S 13, W 77. Это возмущение по своему характеру развития подобно эффектам 6.II и 6.IV 1960 г. Всплески радиоизлучения наблюдались во всем диапазоне волн, включая и метровый.

19.III 1959 г. (фиг. 9, г). Вспышка: $13^h33^m - 13^h58^m - 14^h20^m$, балл 2+, N 28, W 18. Ионосферное возмущение, как и 22.I 1959 г., имеет ступенчатый характер развития (с двумя максимумами). Первой стадии эффекта соответствует всплеск на $3,2$ см импульсного типа с продолжительностью около 2,5 мин. По данным [16], возмущение началось в 13^h45^m , когда всплеск практически уже кончился. Поток излучения в максимуме всплеска составляет $348 \cdot 10^{-22}$ $вт/м^2 \cdot гц$. Какие-либо аномалии в радиоизлучении на других волнах в [17] не указываются.



Фиг. 9. То же, что и на фиг. 5, во время вспышек 22.I 1959 г. (а), 27.I 1959 г. (б), 11.III 1959 г. (в) и 19.III 1959 г. (г)

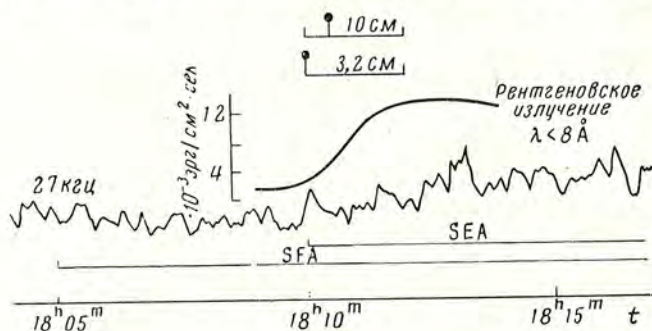
Вторая стадия эффекта, начало которого относится примерно к $13^{\text{h}}56^{\text{m}}$, сопровождается всплеском, характеризующимся плавным изменением потока радиоизлучения. Начало всплеска близко к началу второй стадии возмущения, конец — его максимуму. Во время второй стадии эффекта наблюдался также всплеск на волне 60 см длительностью около 1,5 мин. [17].

6. Детальное рассмотрение записей полностью подтвердило результаты статистического анализа. В тех случаях, когда начала всплесков запаздывают относительно ионосферных эффектов, возмущение характеризуется более продолжительным развитием до максимума (см. фиг. 7 и 8). Ионосферным возмущениям сопутствуют всплески радиоизлучения, имеющие как быстрое, так и плавное развитие. В ряде случаев возмущения могут начинаться и после максимума всплесков.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Ионосферные эффекты солнечных вспышек характеризуют их рентгеновское излучение. Поэтому началу ионосферных возмущений должен соответствовать момент начала генерации и выхода рентгеновской радиации. Если это так, то на основании полученных выше данных можно предполагать, что для большинства вспышек начало генерации рентгеновских квантов, ответственных за SID, несколько запаздывает относительно всплесков радиоизлучения на 3,2 см. Однако предположение, что начала ионосферных эффектов и рентгеновского излучения совпадают, зависит от чувствительности того или иного косвенного радиофизического метода их регистрации. Следовательно, наблюдаемое запаздывание ионосферных

эффектов относительно всплесков, видимо, можно объяснить просто недостаточной чувствительностью методов регистрации возмущений. Действительно, в начальной стадии развития событий поток рентгеновской радиации может быть незначительным и его воздействие на ионосферу не будет замечено, тогда как всплески радиоизлучения будут зарегистрированы. Однако такое объяснение наблюдаемых временных сдвигов встречает возражения. Во-первых, запаздывание эффектов относительно всплесков характерно в основном для возмущений с относительно быстрым начальным развитием (см. фиг. 5, 6 и 9, *в*). В некоторых, хотя и редких, случаях ионосферные возмущения начинаются практически после максимума всплеска. Во-вторых, в ряде случаев ионосферные возмущения начинаются, наоборот, раньше, чем всплески радиоизлучения (см. фиг. 7 и 8). Уже



Фиг. 10. Временной ход рентгеновского излучения во время вспышки 6.VIII 1960 г. по данным [22], копия записи атмосфериков и данные для ионосферного эффекта и вспышках на 3,2 и 10 см

Обозначения те же, что на фиг. 5

эти факты позволяют предполагать, что наблюдаемые сдвиги между началами рассматриваемых явлений связаны не с чувствительностью методов их регистрации, а обусловлены особенностями генерации самих всплесков и рентгеновской радиации.

В этой связи укажем на результаты прямых измерений рентгеновской радиации с энергией $E > 20$ кэв во время вспышки 28.IX 1961 г. [20]. Сопоставление рентгеновского излучения со всплеском на 3,2 см показывает запаздывание начала рентгеновской радиации относительно всплеска не менее чем на 2 мин., тогда как начало всплеска рентгеновского излучения совпадает с появлением эффекта на атмосфериках [21]. Кроме этого, укажем на событие во время вспышки 6.VIII 1960 г. На фиг. 10 приведены копия записи атмосфериков на 27 кгц, данные для ионосферного эффекта из [16], данные о всплесках на 3,2 и 10 см [17], а также кривая (несколько сглаженная) временного хода рентгеновского излучения для области спектра $\lambda < 8 \text{ Å}$, полученная на спутнике [22]. Из фиг. 10 видно, что начала ионосферного эффекта на атмосфериках и всплесков радиоизлучения совпадают и соответствуют началу повышения потока рентгеновского излучения (18^h10^m), причем на SFA начало возмущения отмечено даже еще раньше. На 3,2 см начало всплеска совпадает с его максимумом, всплеск на 10 см достиг своего максимума через 0,5 мин. Максимумы всплесков на 3,2 см по времени соответствуют предмаксимальной фазе изменения потока рентгеновского излучения.

Рассмотрим данные прямых измерений рентгеновского излучения в области спектра 8—14 Å во время солнечных вспышек 27.IV и 3.V 1962 г. [23]. Для этих вспышек в [23] приведены кривые для предмаксимальной стадии изменения потока рентгеновского излучения. Во время вспышки

27.IV 1962 г. моменты начала быстрого повышения потока рентгеновской радиации, всплеска на 3,2 см и ионосферного возмущения (SEA) практически совпадают.

События 3.V 1962 г. развивались несколько иначе. В отличие от предыдущих случаев, здесь начало всплеска на 3,2 см запаздывает относительно рентгеновского излучения не менее чем на 2 мин. Отметим, что во время этой вспышки нарастание потока рентгеновского излучения до максимума продолжается не менее 10 мин., тогда как для рентгеновского излучения вспышек 6.VIII 1960 г., 28.IX 1961 г. и 27.IV 1962 г. характерно быстрое развитие предмаксимальной стадии. Это обстоятельство не противоречит полученным выше данным о зависимости величины Δt_1 от продолжительности развития ионосферных возмущений до максимума. Трудно сказать что-либо уверенное о начале ионосферного эффекта во время вспышки 3.V 1962 г., так как различные источники дают разное время. Однако на основании данных [23, 24] можно ожидать, что начало возмущения, по-видимому, близко соответствует началу рентгеновского излучения и во всяком случае оно не позже начала всплеска на 3,2 см.

Прямые измерения показывают, что временной ход рентгеновской радиации в областях спектра $\lambda < 0,6$, $\lambda < 8$ и $\lambda = 8-14 \text{ \AA}$ во время солнечных вспышек все же отличен от хода всплесков на 3,2 см (в одних случаях не совпадают начала этих явлений, в других — их максимумы или концы). Что касается начала ионосферных эффектов на атмосферах и SFA, то они в достаточной степени совпадают с началом роста рентгеновской радиации (в указанных областях спектра). Естественно, что связь между началами всплесков радиоизлучения и ионосферных возмущений зависит от характера развития солнечной вспышки, а следовательно, и от особенностей спектра рентгеновской радиации и воздействия его на ионосферу. Однако результаты анализа данных о рентгеновском излучении, полученных прямыми методами, говорят в пользу предположения о том, что наблюдаемые временные сдвиги между началами всплесков на 3,2 см и ионосферных возмущений могут быть связаны с особенностями физических условий генерации всплесков и рентгеновской радиации, а не с чувствительностью самих методов регистрации возмущений, которая несомненно может играть также большую роль.

На основании изложенного мы склонны предполагать, что начала генерации всплесков радиоизлучения на 3,2 см и рентгеновского излучения, ответственного за внезапные ионосферные возмущения ($\lambda < 8 \text{ \AA}$) во время солнечных вспышек, могут не совпадать. В заметном числе случаев начало рентгеновского излучения запаздывает (на одну или несколько минут) относительно всплесков. Кроме того, наблюдаются случаи, когда во время вспышек условия для генерации и выхода рентгеновских квантов, наоборот, как бы более благоприятные, чем для всплесков в сантиметровом диапазоне. Во многих случаях эти два события начинаются одновременно.

Представляет интерес также изучение связи между ионосферными возмущениями и поведением всплесков на разных длинах волн, а также связи последних с развитием вспышек в линии H_x. Мы предполагаем продолжить исследование в этом направлении.

Авторы очень благодарны доктору Ф. Фюрстенбергу и другим сотрудникам Института Генриха Герца (ГДР), любезно предоставивших в наше распоряжение копии записей на 3,2 см.

17 декабря 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. И. С. Шкловский. Докл. АН СССР, 1949, 64, 37.
2. T. A. Chubb, H. Friedman, R. W. Kreplin. J. Geophys. Res., 1960, 65, 1831.

3. R. N. Bracewell, T. W. Straker. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1949, 109, 28.
4. M. A. Ellison. *J. Atmosph. and Terr. Phys.*, 1953, 4, 226.
5. L. Krivsky, B. Ruzickova. *Studia geophys. et geodes.*, 1959, 3, 154.
6. Н. Н. Ерюшев, Ю. И. Нешпор. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1958, 20, 12.
7. А. С. Дворяшин. *Изв. Крымской астрофиз. обс.* 1962, 28, 305.
8. И. Г. Моисеев. *Изв. Крымск. астрофиз. обс.*, 1960, 24, 3.
9. O. Hachenberg, A. Kruger. *J. Atmosph. and Terr. Phys.*, 1959, 17, N 1/2, 20.
10. Г. М. Артемьева, Е. А. Бенедиктов, Г. Г. Гетманцев. *Изв. высш. уч. завед., Радиофизика*, 1959, 2, 14.
11. M. R. Kundu. *Solar Radio Astronomy*, 2, 1964.
12. Сб. «Ультрафиолетовое излучение Солнца и межпланетная среда». М., ИЛ, 1962, стр. 141.
13. O. Hachenberg, H. Wolland. *Z. Astrophys.*, 1959, 47, 69.
14. I. Taubenheim, J. Atmosph. and Terr. Phys., 1962, 24, 191.
15. G. Richter. *Gerlands Beitrage zur Geophysik*, 72, H. 3, 1963, S. 170.
16. *Geophysikalische Meßreihen des Observatoriums für Ionosphärenforschung Kühlungsborn*, 1960, N 1—12.
17. *Quart. Bull. Solar Activity*, 1960, N 129—132.
18. А. С. Дворяшин. *Геомagnetизм и аэрономия*, 1964, 4, № 4, 626.
19. *Mitteilungen des Astrophysikalischen Observatoriums Potsdam*. N 308, 309.
20. K. A. Anderson, I. R. Winckler. *J. Geophys. Res.*, 1962, 67, N 11, 4103.
21. *Post IGC Data on Atmospherics, Whistlers and Solar Radio Emissions*, 9, Tokyo, 1963.
22. R. W. Kreplin, T. A. Chubb, H. Friedman. *J. Geophys. Res.*, 1962, 67, N 6.
23. *Space Research*, 4. Amsterdam, 1964, p. 741.
24. *Geophysikalische Meßreihen des Observatoriums für Ionosphärenforschung Kühlungsborn*, 1962, N 4, 5.

К МЕТОДИКЕ НАБЛЮДЕНИЙ
РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА ВОЛНЕ 8 мм

В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев

Описан радиотелескоп 8-мм диапазона с двухчастотной модуляцией, позволяющей исключать различного вида помехи, а также осуществлять непрерывный контроль усиления приемника и температуры опорного канала.

Рассмотрены изменения потока радиоизлучения Солнца на волне 8 мм, обусловленные поглощением в атмосфере Земли, при изменении «видимой» высоты источника.

ON THE METHOD OF OBSERVATIONS OF SOLAR RADIO EMISSION AT 8 MM, by V. A. Efanov and I. G. Moiseyev.— The radio telescope for observations at 8 mm is described. It has double frequency modulation which permits the exclusion of different forms of interference and provides for a continuous control of the receiver amplification and the temperature of the compare channel.

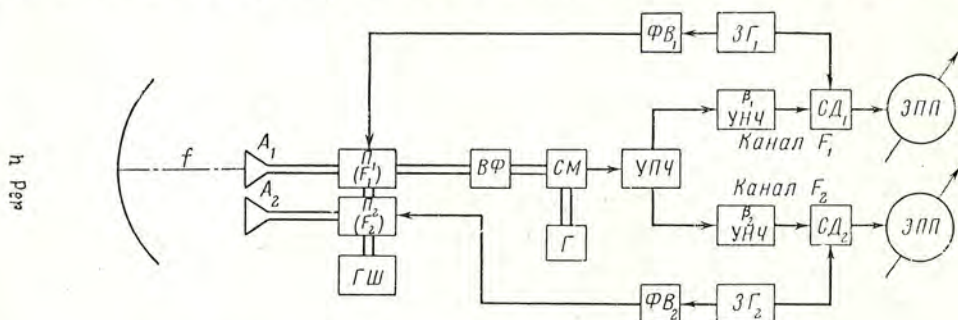
The solar radio emission flux variations at 8 mm, due to absorption in the Earth's atmosphere at variations of the «visible» height of the source, are discussed.

Исследование медленно меняющейся составляющей и всплесков солнечного радиоизлучения в миллиметровом диапазоне волн представляет несомненный интерес для изучения физических свойств активных областей на Солнце. Для этой цели необходимы систематические, длительные и достаточно надежные наблюдения. Проявление солнечной активности на миллиметровых волнах менее интенсивно, чем на более длинных, поэтому возрастают требования к чувствительности и стабильности в работе радиотелескопов этого диапазона.

В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР изготовлен радиотелескоп на волну 8 мм, для улучшения параметров которого разработан метод двухчастотной модуляции. Блок-схема радиометра показана на фиг. 1. В фокальной плоскости параболического отражателя расположены два облучателя: один (A_1) в фокусе, а другой (A_2) вблизи него. Диаграмма направленности антенны, соответствующая облучателю A_1 , направлена на Солнце, а соответствующая облучателю A_2 — на соседнюю с ним область неба [1, 2].

Переключатель Π_2 попеременно с частотой F_2 присоединяет к переключателю Π_1 то облучатель A_2 , то шумовой генератор ГШ. Переключатель Π_1 в свою очередь с частотой F_1 , в несколько раз меньшей частоты F_2 , переключает вход смесителя с облучателя A_1 на переключатель Π_2 (действие переключателей основано на вращении плоскости поляризации волны $\Pi_{\parallel}$ в круглом волноводе с помощью феррита [3]). Частота модуляции F_1 выбрана равной 180 гц, а F_2 , равной 980 гц. Эти частоты находятся вне гармоник промышленного переменного тока и за пределами низкочастотных колебаний внутреннего шума радиометра [4]. Таким образом, в результате двухчастотной модуляции половину периода частоты F_1 на сме-

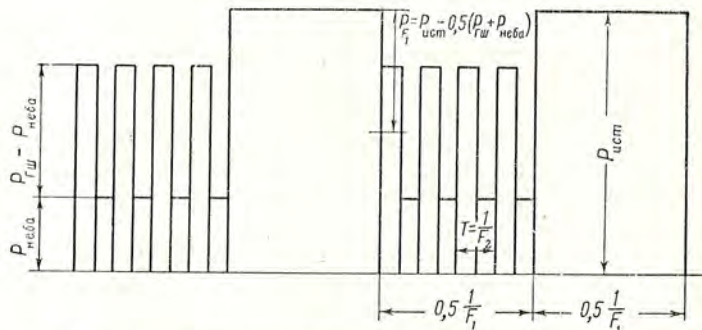
ситель действует энергия от исследуемого источника ($P_{\text{ист}}$), а вторую половину периода — промодулированные с частотой F_2 сигналы от облучателя A_2 ($P_{\text{неба}}$) и шумового генератора $\Gamma\text{Ш}$ ($P_{\Gamma\text{Ш}}$). Уровень шумов $\Gamma\text{Ш}$ устанавливается таким, чтобы суммарная за полпериода частоты F_1 мощность от него



Фиг. 1. Блок-схема радиометра с двухчастотной модуляцией

A_1 и A_2 — облучатели антенны; Π_1 и Π_2 — ферритовые СВЧ переключатели; $ВФ$ — вентиль ферритовый; Γ — клистронный гетеродин; $СМ$ — смеситель; $\Gamma\text{Ш}$ — генератор шума; $УПЧ$ — усилитель промежуточной частоты; $УНЧ$ — избирательные усилители низкой частоты; $СД$ — синхронные детекторы; $ЗГ$ — задающие генераторы опорного напряжения; $ФВ$ — фазовращатели опорного напряжения; $ЭПП$ — выходной регистратор

и участка неба была несколько меньше принимаемой от Солнца, т. е. в радиометре реализуется квазинулевой метод. Очевидно, что на выходе второго детектора (рис. 2) будут присутствовать составляющая частоты модуляции F_2 , пропорциональная разности мощностей $P_{\Gamma\text{Ш}}$ и $P_{\text{неба}}$, и составляющая частоты модуляции F_1 , пропорциональная разности мощностей $P_{\text{ист}} - 0,5 (P_{\Gamma\text{Ш}} + P_{\text{неба}})$.



Фиг. 2. Эпюры напряжений на выходе второго детектора при модуляции меандром

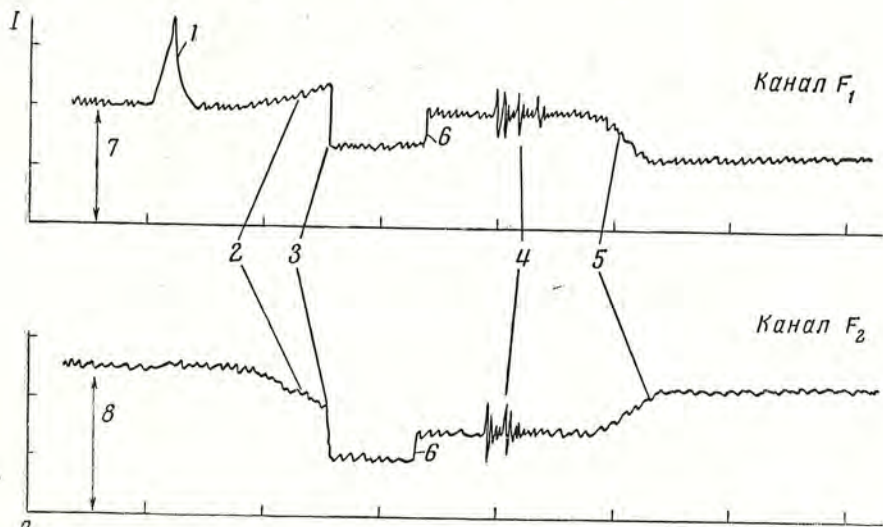
Далее сигналы частот F_1 и F_2 разделяются избирательными фильтрами, детектируются синхронными преобразователями и регистрируются на самописцах. Запись на частоте F_1 несет информацию о полезном сигнале (исследуемом источнике радиоизлучения), изменении мощности генератора шума, произвольном изменении коэффициента усиления приемника, помехах и т. д. Запись на частоте F_2 несет такую же информацию, за исключением информации об исследуемом источнике. Путем сравнения записей исключаются многие искажения регистрограмм и «очищается» информация о полезном сигнале.

Так как полезный сигнал воздействует на вход приемного устройства в течение всего полупериода частоты модуляции F_1 , то чувствительность

радиометра данного типа равна чувствительности обычного модуляционного радиометра.

На фиг. 3 схематически изображены наиболее характерные искажения записи различного вида помехами.

Промодулированный частотой F_2 сигнал от шумового генератора можно использовать для автоматической регулировки усиления, как это сделано несколько другим методом в [5].



Фиг. 3. Схематическое изображение наиболее характерных искажений записи различного вида помехами

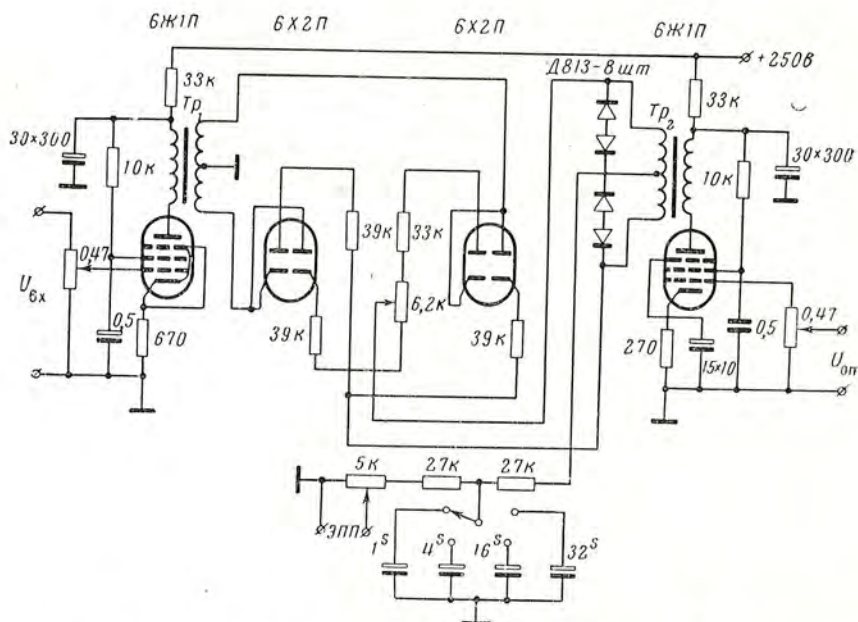
1 — всплеск радиоизлучения; 2 — уменьшение мощности ГШ; 3 — скачок усиления; 4 — помеха; 5 — увеличение $P_{ГШ}$; 6 — увеличение $P_{неба}$; 7 — $P_{пет} = 0,5 (P_{ГШ} - P_{неба})$; 8 — $0,5 (P_{ГШ} - P_{неба})$

Разделение каналов производится после второго детектора при помощи катодных повторителей и далее узкополосными усилителями, настроенными на соответствующие частоты модуляции.

В качестве усилителей частоты модуляции используются узкополосные усилители с несимметричными двойными Т-образными мостами максимальной добротности ($Q = 100$ при $F = 1$ кГц) в цепи обратной связи и с согласованными параметрами со стороны входа и выхода [6]. Для стабилизации рабочей частоты моста осуществлена термокомпенсация всех его RC элементов.

Синхронные преобразователи выполнены по схеме кольцевого балансного демодулятора [7], большая устойчивость работы которого достигнута путем стабилизации опорного напряжения кремниевыми стабилитронами (фиг. 4). Синхронный преобразователь кольцевой схемы, работающий на двух трансформаторах и четырех диодах, несколько сложнее демодулятора с однополупериодным выпрямлением, но он обеспечивает более равномерную в течение периода нагрузку усилителя, что способствует повышению к.п.д. преобразования, улучшению линейности выхода и стабильности нуля. Частота и амплитуда выходного напряжения задающих генераторов $3F_1$ и $3F_2$ стабилизированы. Фазовращатели опорных частот F_1 и F_2 также обеспечивают постоянство амплитуды на выходе с точностью $\pm 1\%$ при изменении фазы от 0 до 150° .

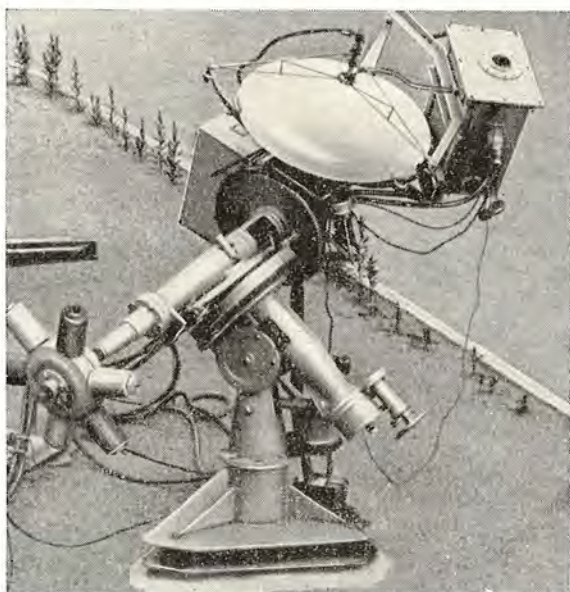
Так как миллиметровые волны претерпевают значительное поглощение в атмосфере и ее неоднородностях — тучах, облаках и т. д. (так называемых гидрометеорах [8]), радиотелескоп снабжен фотоэлектрическим регистратором, отмечающим синхронно с записью радиоизлучения



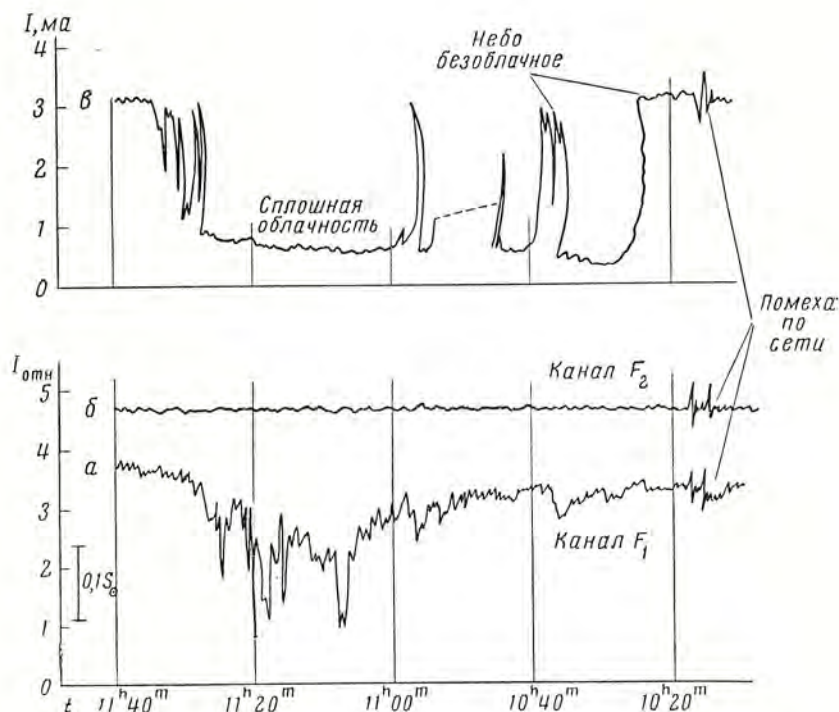
Фиг. 4. Принципиальная схема кольцевого синхронного детектора со стабилизацией опорного напряжения

Солнца прозрачность неба в оптическом диапазоне. Регистратор выполнен в виде небольшой оптической системы с фотоэлементами, ось которой съюстирована с электрической осью антенны.

В качестве антенны радиотелескопа используется параболическое зеркало диаметром 90 см и фокусным расстоянием 36 см. Зеркало установлено на параллактической монтировке типа ПШ-4 (фиг. 5). Применение данной монтировки позволило обеспечить достаточно высокую механическую прочность антенной системы при хорошей точности сопровождения.



Фиг. 5. Общий вид радиотелескопа на волну 8 мм

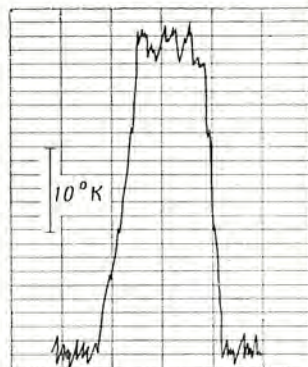


Фиг. 6. Пример записи при двухчастотной модуляции
 а — запись радиоизлучения Солнца на основном канале; б — запись ГШ на контрольном канале; в — запись прозрачности атмосферы фоторегистратором

Диаграмма направленности радиотелескопа по половинной мощности в горизонтальной плоскости имеет ширину 40—45', а в вертикальной — 35—40'. Шумовая температура радиометра в целом $T_{ш} \approx 15\,000^\circ\text{K}$, полоса пропускания $2\Delta f \approx 15\text{ Мгц}$, среднеквадратичная флуктуационная чувствительность $\sigma \approx 4^\circ\text{K}$ при постоянной времени выхода $\tau = 1\text{ с}$.

На самописцы радиометра подаются автоматически, через каждые 20 мин., метки времени от единого для всех радиотелескопов обсерватории датчика. Конструктивно радиометр выполнен в виде блока СВЧ, закрепленного на антенне, и двух стоек, расположенных в лабораторном доме.

С начала 1964 г. производится периодическая запись радиоизлучения Солнца. Яркостная температура на волне 8,04 мм, усредненная по диску и прокалиброванная по радиоизлучению Луны, составляет $T_e = 7500 \pm 800^\circ\text{K}$, что согласуется с данными [9]. На фиг. 6 приведены примеры записи радиоизлучения Солнца 10.X 1964 г. методом двухчастотной модуляции: а — сигнал по основному каналу ($2/3$ сигнала от Солнца компенсируется ГШ опорного канала), б — запись сигнала контрольным каналом и в — регистрация прозрачности неба в одно и то же время. На всех трех регистрограммах заметна сетевая помеха, на записи а видно изменение интенсивности потока радиоизлучения Солнца, обусловленное поглоще-

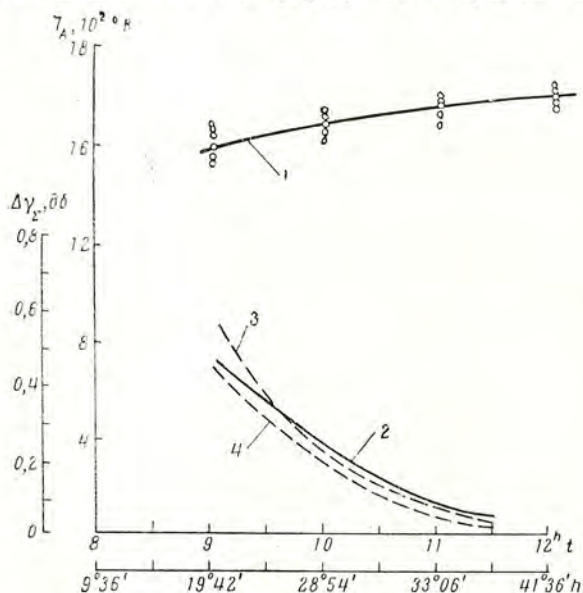


Фиг. 7. Запись радиоизлучения Луны при $\tau = 16\text{ сек}$.

нием в тучах, временами закрывавших Солнце. На фиг. 7 показан пример записи радиоизлучения Луны.

При обработке записей необходимо учитывать вариации регистрируемого потока радиоизлучения источника, обусловленные поглощением в атмосфере при различных ее состояниях и разных углах места в пункте наблюдений.

На фиг. 8 приведена усредненная кривая I хода радиоизлучения на волне 8,04 мм за период наблюдений с 6.X по 14.X 1964 г. Максимальное отклонение точек от усредненной кривой лежит в интервале 5—7%.



Фиг. 8. Сравнение экспериментальных и расчетных значений изменения полного поглощения на волне 8 мм

1 — изменение потока радиоизлучения, обусловленное поглощением в атмосфере; 2 — то же изменение в $\delta\delta$ относительно местного полдня; 3 — расчетная кривая изменения полного поглощения при $\rho_0 = 14,26 \text{ г/м}^3$; 4 — расчетная кривая изменения полного поглощения при $\rho_0 = 7,5 \text{ г/м}^3$. Время московское

Этот разброс, по-видимому, обусловлен как неточностью калибровки, так и изменением суммарного поглощения в атмосфере ото дня ко дню. Из графика (фиг. 8, кривая 2) видно, что при изменении угла места от 20 до 40° регистрируемая интенсивность увеличивается в среднем на 10—12%, или на $\sim 0,45 \text{ дБ}$.

Полное поглощение в атмосфере определяется формулой [9]

$$\gamma_{\Sigma}(h) = \kappa_{10}l_1 + \kappa_{20}l_2 + \gamma_{\Gamma}, \quad (1)$$

где κ_{10} — коэффициент поглощения в кислороде, равный, согласно [8], $0,04 \text{ дБ/км}$; κ_{20} — коэффициент поглощения в парах воды, равный, согласно [10], $0,045 \text{ дБ/км}$ при $\rho_0 = 7,5 \text{ г/м}^3$; γ_{Γ} — поглощение в гидрометеорах; l_1, l_2 — эффективные пути в атмосфере.

При углах места $> 5^\circ$ атмосферу можно считать плоской, тогда

$$l_1 = H_1 \operatorname{cosech} h \text{ и } l_2 = H_2 \operatorname{cosech} h, \quad (2)$$

здесь H_1 и H_2 — характеристические высоты для кислорода и водяного пара соответственно, h — угол места. Принимаем, согласно [9], $H_1 = 5,3 \text{ км}$ и $H_2 = 2,1 \text{ км}$.

Поглощением γ_{Γ} в гидрометеорах пренебрегаем, так как наблюдения производились в ясные безоблачные дни. Тогда изменение полного поглощения для двух углов наблюдений h_1 и h_2 , учитывая выражения (1) и (2), можно представить в виде

$$\Delta\gamma_{\Sigma} = (\operatorname{cosech} h_1 - \operatorname{cosech} h_2) (H_1\kappa_{10} + H_2\kappa_{20}). \quad (3)$$

На фиг. 8 приведена кривая 3, рассчитанная по формуле (3) при $\rho_0 = 14,26 \text{ г/м}^3$. Значение ρ_0 взято по данным местной метеостанции и усред-

нено за период наблюдений. При расчете данной кривой значение коэффициента поглощения в парах воды принималось равным $\kappa_{20} = 0,086 \text{ дб/км}$ (из [9] $\kappa_{20}/\rho_0 \approx \text{const}$, тогда при $\rho_0 = 14,26 \text{ г/м}^3$ $\kappa_{20} = 0,086 \text{ дб/км}$). На графике фиг. 8 (кривая 4) для сравнения показано изменение полного поглощения при тех же углах h_1 и h_2 , но при стандартном значении $\rho_0 = 7,5 \text{ г/м}^3$.

Из рассмотрения кривых 2—4 (фиг. 8) видно, что при малых углах места расчетное значение для $\Delta\gamma_\Sigma$ несколько отличается от экспериментального. Это расхождение, вероятно, можно объяснить тем, что в утренние часы значения принятых для расчета характеристических высот H_1 и H_2 отличаются от реальных, что вполне возможно в наших условиях наблюдений (непосредственная близость моря и гор). Таким образом, при проведении калибровок (например, по радиоизлучению Луны) на волне 8 мм, пользуясь известными значениями κ_{10} и κ_{20} и достаточно надежно зная величину ρ_0 в моменты наблюдений, ослабление регистрируемого потока радиоизлучения атмосферой можно учитывать с точностью до 0,5—1,0%.

Годичная эксплуатация радиотелескопа показала хорошую стабильность его работы. Применение двухчастотной модуляции дает возможность надежно осуществлять непрерывный контроль за усилением приемника, изменением температуры опоры, а также выявлять помехи, наводимые как на антенну радиотелескопа, так и непосредственно на приемник (например по каналу УПЧ) и по сети питания.

Авторы выражают благодарность Л. И. Цветкову и В. И. Петроченку за участие в изготовлении радиометра и помощь в наблюдениях.

17 декабря 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. И. Г. Моисеев. Изв. высш. уч. завед., Радиофизика, 1958, 1, 159.
2. B. Lovell, F. L. Whipple, L. H. Solomon. Astr. Contrib. Univ. Manchester, Ser. II, 1963, 1.
3. Н. В. Карлов, А. Е. Саломонович. Радиотехника и электроника, 1956, 1, 120.
4. А. Е. Саломонович, Т. А. Шмаонов. Труды 5-го совещания по вопросам космогонии. М., Изд-во АН СССР, 1956, стр. 127.
5. В. С. Аблязов, Б. Н. Швецов. Вопросы радиоэлектроники, 1961, 12.
6. Ю. А. Андреев, В. О. Кобак. Двойные Т-образные мосты в избирательных усилителях. М., Судпромгиз, 1962, стр. 60.
7. Г. В. Войшвилло. Усилители низкой частоты на электронных лампах. М., Связьиздат, 1959, стр. 715.
8. Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг. Распространение радиоволн. М., Гостехиздат, 1953, стр. 538.
9. А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович. Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. М., Изд-во «Советское радио», 1964, стр. 50, 180.
10. С. А. Жевакин, А. П. Наумов. Радиотехника и электроника, 1959, 4, 1, 21.

К ВОПРОСУ О ТОЧНОСТИ НЕПРЕРЫВНЫХ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ПОТОКА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА

Ю. Ф. Юровский

Рассмотрены вопросы стабильности модуляционного радиометра при изменении его параметров. Дается метод расчета оптимальных размеров антенны и требуемой точности сопровождения источника. Описывается схема радиометра с непрерывным контролем коэффициента усиления и температуры опорного канала.

ON THE PRECISION OF CONTINUOUS RELATIVE MEASUREMENTS OF THE SOLAR RADIO EMISSION FLUX, by *Y. F. Yurovsky*.— The stability of a modulating radiometer at variations of its parameters is discussed. A method is given for the computation of the optimal size of the antenna and the necessary precision of following of the source. The scheme of a radiometer with continuous control of the amplification coefficient and temperature of the compare channel is described.

Радиоизлучение является чувствительным индикатором солнечных явлений. На сантиметровых волнах было замечено [1], что иногда наблюдается «предвестник» — постепенное увеличение интенсивности, которое предшествует импульсному всплеску и может предшествовать также началу соответствующей оптической вспышки. Это свидетельствует о возможности предварительного нагревания области вспышки [2].

Известно, что не каждая вспышка сопровождается всплеском в сантиметровом диапазоне. Распределение числа всплесков в зависимости от их амплитуды по материалам [3] дает основание предполагать, что слабые всплески должны наблюдаться чаще. Малое число всплесков с амплитудой менее 10% потока спокойного Солнца связано скорее всего с недостаточной чувствительностью применявшихся радиотелескопов. Если использовать аппаратуру, которая даст возможность регистрировать всплески радиоизлучения, превышающие уровень спокойного Солнца на $0,2 \div 0,5\%$, то коэффициент корреляции вспышек и всплесков, полученный в [3], может оказаться заметно выше.

Для того чтобы повысить точность регистрации потока радиоизлучения, нужно усовершенствовать схему радиометра, стабилизировать его параметры и найти оптимальные размеры антенны.

Вопросу исследования чувствительности и стабильности радиометров, применяемых в радиоастрономии, посвящено большое число работ как отечественных, так и зарубежных авторов, например [4—7]. В результате установлено, что, кроме собственных шумов, на чувствительность влияют дополнительные флуктуации параметров элементов, составляющих радиометр. Изучение их связи позволяет выбрать схему и оптимальные параметры узлов радиометра [8, 9].

Уравнение, связывающее флуктуации основных характеристик радиометра и его чувствительность, можно записать в виде [10]

$$\begin{aligned}
 (\Delta \overline{T_A})^2 = & \beta^2 (T_1 + T_{\text{пр}})^2 \left(\frac{T_0 + T_{\text{пр}}}{T_1 + T_{\text{пр}}} \right)^{2\alpha} m^{2\alpha} \left(\frac{\overline{\Delta m}}{m} \right)^2 + \\
 & + \beta^2 (T_1 + T_{\text{пр}})^2 \left(\frac{T_0 + T_{\text{пр}}}{T_1 + T_{\text{пр}}} \right)^{2\alpha} \left[\left(\frac{T_1 + T_{\text{пр}}}{T_0 + T_{\text{пр}}} \right)^\alpha - m^\alpha \right]^2 \left(\frac{\overline{\Delta K}}{K} \right)^2 + \\
 & + \beta^2 (T_1 + T_{\text{пр}})^2 \left(\frac{T_0 + T_{\text{пр}}}{T_1 + T_{\text{пр}}} \right)^{2\alpha} \left[\left(\frac{T_1 + T_{\text{пр}}}{T_0 + T_{\text{пр}}} \right)^\alpha - m^\alpha \right]^2 \left(\frac{\overline{\delta \Delta f}}{\Delta f} \right)^2 + \\
 & + \beta^2 \left[1 - m^\alpha \left(\frac{T_0 + T_{\text{пр}}}{T_1 + T_{\text{пр}}} \right)^{\alpha-1} \right]^2 (\Delta T_{\text{пр}})^2 + \\
 & + (\beta - 1)^2 (\Delta T_\beta)^2 + (T_\beta - T_A)^2 \left(\frac{\overline{\Delta \beta}}{\beta} \right)^2 + \beta^2 m^{2\alpha} \left(\frac{T_0 + T_{\text{пр}}}{T_1 + T_{\text{пр}}} \right)^{2(\alpha-1)} (\Delta T_0)^2,
 \end{aligned}$$

где T_1 — температура на антенном входе переключателя:

$$T_1 = \frac{T_A}{\beta} + \left(1 - \frac{1}{\beta} \right) T_\beta,$$

T_A — антенная температура, β — затухание линии передачи от антенны до входа переключателя, T_β — температура потерь линии передачи; $T_{\text{пр}}$ — температура части приемника за переключателем, T_0 — температура на входе переключателя от опорного канала, α — показатель степени закона детектирования, если $\alpha = 1$, то детектор квадратичный, K — коэффициент усиления радиометра, Δf — полоса пропускания приемника, m — фактор паразитной модуляции.

Из анализа уравнения неустойчивости следует, что для уменьшения флуктуации выходного сигнала при изменении параметров радиометра следует стремиться к тому, чтобы закон детектирования был квадратичным ($\alpha \rightarrow 1$) и фактор паразитной модуляции m приближался к единице. Первое условие $\alpha = 1$ легко достигается обычной схемой квадратичного анодного детектора.

Паразитная модуляция возникает в случае некоторого различия в согласовании антенны и опорного канала со входом приемника. Собственное шумовое излучение входных элементов приемника отражается по-разному обратно в смеситель и оказывается поэтому промодулированным, т. е.

$$m = 1 - |p_1^2 - p_0^2|,$$

где p_1 и p_0 — модуль коэффициента отражения антенного и опорного каналов соответственно.

Путем применения соответствующих согласующих элементов можно согласовать линию с облучателем и сделать коэффициент отражения равным нулю. Однако такой метод согласования будет действенным только в узкой полосе частот и при определенном положении облучателя относительно зеркала из-за реакции последнего. Согласно [11], коэффициент отражения изменяется от 0 до 2 p при перемещении облучателя вдоль оси параболоида на $\lambda/8$ или при изменении частоты на ~ 50 МГц при $l = 2$ м.

Если линия передачи согласована, то можно считать, что коэффициент отражения целиком определяется реакцией зеркала [11]:

$$p = \frac{\varepsilon_{\text{обл}} \lambda}{4\pi l},$$

где $\varepsilon_{\text{обл}}$ — коэффициент усиления облучателя, λ — длина волны, l — фокусное расстояние параболоида.

Подсчет показывает, что перемещение облучателя на 1,25 мм (при $\lambda = 10$ см, $l=2$ м, $T_1+T_{\text{пр}} = T_0 + T_{\text{пр}} = 3000^\circ$) дает изменение коэффициента отражения на 10%, соответствующее изменению антенной температуры на 1° . Такое же изменение получается при уходе частоты на 5 Мгц.

Отсюда вытекают требования к стабильности частоты гетеродина и жесткости антенной конструкции.

Применение необратимых элементов (вентилей) в высокочастотном тракте позволяет уменьшить влияние рассогласований. Фактор паразитной модуляции при этом записывается так:

$$m = 1 - \frac{|p_1^2 - p_0^2|}{n},$$

где n — коэффициент направленности необратимого элемента.

Обычный ферритовый вентиль имеет $n = 10$ (20 дб). В этом случае флуктуации коэффициента отражения на 10% не приводят к заметному ухудшению чувствительности, так как вызываемая ими нестабильность $\Delta T_A = 0,1^\circ$ получается меньше предельной чувствительности обычного радиометра. Если $p_1 = \text{max}$, а $p_0 = 0$ (наихудшее соотношение), то фактор паразитной модуляции $m = 0,9996$, т. е. достаточно близок к единице. Модуляция мощности гетеродина и связанные с ней эффекты здесь не рассмотрены.

Второй и третий члены уравнения нестабильности показывают, что радиометр будет не чувствителен к флуктуациям коэффициента усиления и полосы пропускания, если

$$\left(\frac{T_1 + T_{\text{пр}}}{T_0 + T_{\text{пр}}} \right)^\alpha - m^\alpha = 0.$$

Так как $\alpha \approx 1$ и $m \approx 1$, то для выполнения этого условия достаточно поддерживать температуру опорного канала равной температуре антенны, т. е. $T_0 = T_1$.

Отклонение от равенства вызывает пропорциональное влияние флуктуаций коэффициента усиления и полосы пропускания на выходной сигнал.

Множитель при четвертом члене уравнения становится достаточно малым при $\alpha \rightarrow 1$, $m \rightarrow 1$ и $T_0 \rightarrow T_1$, так что флуктуации шумовой температуры части приемника, следующей за переключателем, практически не влияют на выходной сигнал.

Происходящее при этом изменение чувствительности даже на несколько процентов существенного значения не имеет.

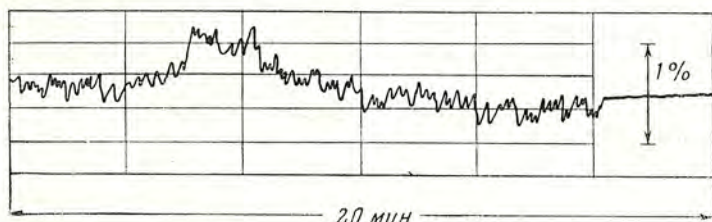
Нестабильность, вызываемая наличием потерь в линии передачи от антенны до переключателя и их флуктуациями $\Delta\beta$, может быть уменьшена только снижением самих потерь.

В связи с этим переключатель желательно располагать вблизи фокуса параболоида.

Флуктуации мощности опорного канала регистрируются на выходе радиометра как изменение наблюдаемого потока радиоизлучения.

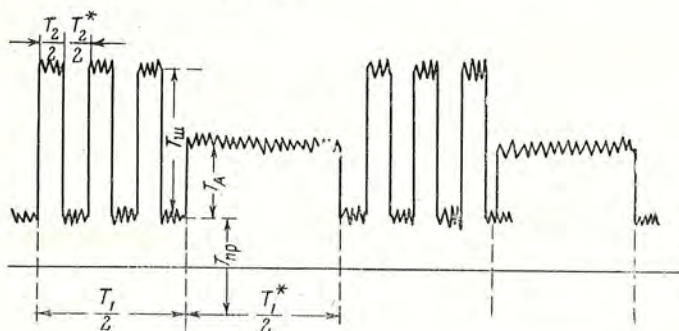
В настоящее время наиболее стабильным источником высокотемпературного шума считается газоразрядная шумовая лампа [12, 13]. Для проверки этого положения с помощью модуляционного радиометра, описание которого приведено ниже, сравнивались температура шума немодулированной газоразрядной лампы прибора ИКШ и температура модулированной с частотой 980 гц газоразрядной лампы радиометра. Специальных мер по стабилизации режимов ламп не принималось. Применялся нулевой метод, и флуктуации коэффициентов усиления не вносили существенных искажений. Результаты показаны на фиг. 1.

Очевидно, что применение газоразрядной лампы в опорном канале требует непрерывного контроля и ее шумовой температуры. Для этого можно модулировать мощность шумовой лампы с частотой, отличной от частоты модуляции сигнала [14].



Фиг. 1. Стабильность газоразрядной лампы

Напряжение на выходе детектора УПЧ пропорционально температуре на входе радиометра при квадратичном законе детектирования. Если предположить прямоугольную модуляцию, то эпюра напряжения будет иметь вид, показанный на фиг. 2.



Фиг. 2. Эпюра напряжения на детекторе УПЧ

Синхронный детектор на частоте F_1 выделяет разность напряжений в полупериодах $T_1/2$ и $T_1^*/2$ и его выходное напряжение можно записать таким образом:

$$U_1 = A_1 K \left[(T_{\text{пр}} + T_A) - \left(T_{\text{пр}} - \frac{T_{\text{ш}}}{2} \right) \right] = A_1 K \left(T_A - \frac{T_{\text{ш}}}{2} \right).$$

Синхронный детектор на частоте F_2 дает напряжение

$$U_2 = A_2 K \frac{T_{\text{ш}}}{2},$$

здесь A_1 и A_2 — коэффициенты пропорциональности, K — коэффициент усиления радиометра, $T_{\text{ш}}$ — температура шумовой лампы.

Если $T_A = T_{\text{ш}}/2$, то схема сбалансирована на входе и канал сигнала не чувствителен к флуктуациям коэффициента усиления. Напряжение U_2 при этом пропорционально температуре шумовой лампы и коэффициенту усиления радиометра. Изменение T_A не влияет на величину U_2 . При увеличении $T_{\text{ш}}$ напряжение U_1 становится отрицательным, а U_2 получает положительное приращение и наоборот. Таким образом, появляется возможность отличить действительное изменение антенной температуры от флуктуаций коэффициента усиления и изменение мощности шумовой лампы (опорного канала).

Высокая точность регистрации антенной температуры еще не обеспечивает такой же точности в определении относительного потока радиоизлучения. Необходимо также достаточно точно сопровождать источник

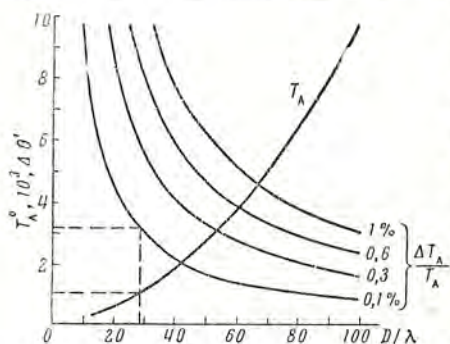
излучения. Ошибки сопровождения можно разделить на систематические и случайные.

Систематические ошибки появляются в результате деформации антенны, крепления облучателя и всей установки за счет веса и поворота антенны, из-за неточности установки полярной оси параллактической монтировки и непостоянства угловой скорости Солнца и т. п. Это вызывает

кажущийся суточный ход потока излучения и может быть учтено при обработке записей.

Случайные ошибки возникают при переменной ветровой нагрузке на зеркало телескопа из-за недостаточной жесткости установки и люфтов в редукторе привода. Дополнительные случайные ошибки наведения получаются из-за переменного момента трения и скручивания осей передачи между часовым механизмом и антенной и т. п. Учесть случайные ошибки можно с помощью оптической регистрации положения антенны и источника, но это возможно только в ясную погоду. Таким образом, появляется

Фиг. 3. График для расчета диаметра зеркала и точности сопровождения



необходимость выбирать минимальные размеры зеркала, так как с уменьшением размера и веса легче получить необходимую точность сопровождения.

Диаграмма направленности параболической антенны с распределением поля в раскрые зеркала по закону $(1 - x^2)^u$ описывается уравнением [15]

$$F(\theta) = \Lambda_{y+1}(u),$$

где x — координата, отсчитываемая от оси антенны; $y = 0, 1, 2, 3, \dots$ — некоторое целое число, пусть $y = 2$; $\Lambda_{y+1}(u)$ — функция, значения которой приводятся в [16]

$$u = \frac{\pi D}{\lambda} \sin \theta;$$

θ — угол в рассматриваемой плоскости, отсчитываемый от оси антенны; λ — длина волны; D — диаметр зеркала.

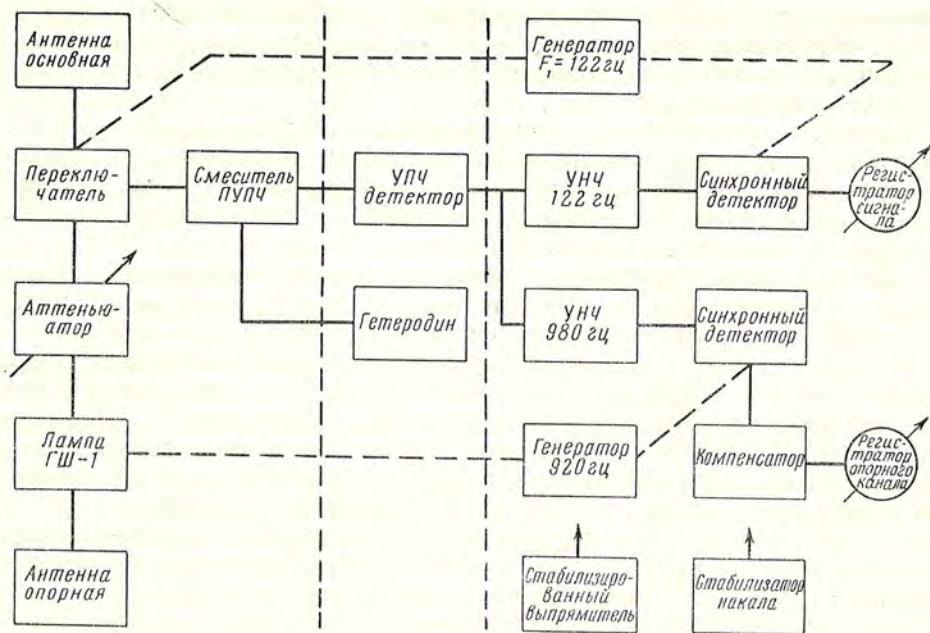
Задавая допустимые флуктуации антенной температуры, вызванные неточностью сопровождения, и переходя к мощности, можно записать

$$F(\theta) = \Lambda_{y+1}(u) = \sqrt{F(0) - \frac{\Delta T_A}{T_A}}.$$

Результаты вычислений представлены графически на фиг. 3. По оси абсцисс отложено отношение D/λ , по оси ординат — ошибка сопровождения в угловых минутах $\Delta\theta$, при которой антенная температура уменьшается на 0,1—1,0% от максимальной. График построен для области значений D/λ , где расширение диаграммы направленности из-за конечных размеров источника (35') не существенно [13].

На том же графике приведена зависимость антенной температуры от отношения D/λ , рассчитанная по формуле

$$T_A = \frac{\pi \eta T_{\text{н}} \Omega_{\text{н}}}{4g} \left(\frac{D}{\lambda} \right)^2 \quad (*)$$



Фиг. 4. Блок-схема радиометра

в предположении, что [13]: $\bar{T}_\Pi = 40 \cdot 10^3 \text{ }^\circ \text{K}$ — средняя яркостная температура спокойного Солнца на волне 10 см; $\Omega_\Pi = 6,8 \cdot 10^{-5} \text{ стер}$ — средний телесный угол, под которым видно Солнце; $\eta = 0,6$ — коэффициент использования площади зеркала; $g = \frac{1}{1 - 0,326 \left(\frac{\Theta_\Pi}{\Theta_A} \right)^2}$ — коэффициент,

учитывающий соизмеримость угловых размеров источника $\Theta_\Pi = 35'$ и диаграммы направленности Θ_A , симметричной относительно оси антенны.

Чувствительность радиометра ΔT_A , точность измерения потока радиоизлучения $\Delta S/S$ и антенная температура связаны соотношением

$$T_A = \Delta T_A \frac{S}{\Delta S}.$$

Ошибка за счет сопровождения $\Delta T_A/T_A$ в предельном случае должна быть не больше требуемой точности $\Delta S/S$.

Таким образом, при известной чувствительности радиометра и желательной точности регистрации потока с помощью графика можно найти минимальные размеры зеркала и необходимую точность сопровождения.

Например, чувствительность $\Delta T_A = 1^\circ$, а требуемая точность регистрации потока $(\Delta S/S) = 10^{-3}$ на волне 10 см. Тогда минимальная антенная температура $T_A = 1000^\circ$. Согласно графику отношение $(D/\lambda) = 30$, т. е. $D = 3 \text{ м}$. По тому же графику для полученного D/λ и $(\Delta T_A/T_A) = 10^{-3}$ находится максимальная допустимая ошибка сопровождения $\Delta \Theta = 3'$.

График пригоден для произвольной длины волны и любого источника радиоизлучения, если T_A рассчитано по формуле (*). Соотношения, приведенные на фиг. 3, подтверждаются контрольным экспериментом.

На основе соображений, приведенных выше, в Крымской астрофизической обсерватории был построен радиометр для ежедневных наблюдений потока радиоизлучения Солнца на $\lambda = 10,2 \text{ см}$ с точностью регистрации в интервале 2—3 час. относительных изменений потока в 0,5%. Основные

характеристики радиометра: шум-фактор $N = 12$, полоса УПЧ — 8 Мгц, частота модуляции сигнала $F_1 = 122$ гц, частота модуляции шумовой лампы $F_2 = 980$ гц, постоянная времени при наблюдениях $\tau = 5$ сек., реальная чувствительность $\Delta T_A = 1^\circ$.

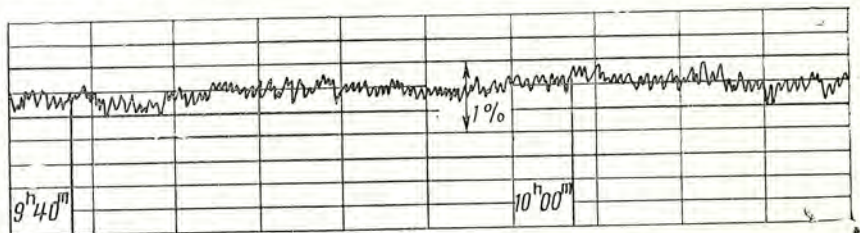
На фиг. 4 приведена блок-схема радиометра. Переключателем служит ферритовый модулятор, который использует поворот плоскости поляризации проходящей волны продольнонамагнитенным ферритом за счет эффекта Фарадея. Такой переключатель [17] является развязывающим устройством и заменяет ферритовый вентиль.

Опорный канал радиометра выполнен в виде волноводной линии передачи с облучателем, смещенным относительно фокуса параболоида так, чтобы основной и опорный лепестки диаграммы направленности антенны были достаточно близки, но не перекрывались. В линию передачи опорного канала включены газоразрядная шумовая лампа типа ГШ-1 и поглощающий аттенюатор с дистанционным управлением. Лампа поджигается и гасится 980 раз в секунду, так что получается модуляция ее мощности «меандром». Конструкция опорного канала обеспечивает широкую полосу пропускания, определяемую волноводом, и позволяет в больших пределах изменять его температуру. Если шумовая лампа выключена и поглощающие пластины аттенюатора полностью выведены из волновода, температура опорного канала равна температуре области неба вблизи основного направления приема. Введение поглощающих пластин повышает температуру до $\sim 300^\circ$ К. При горячей шумовой лампе температура может быть плавно увеличена до $\sim 10\,000^\circ$ К. Таким образом, можно всегда выполнить условие $T_1 = T_0$ и флуктуации коэффициента усиления и полосы пропускания не будут присутствовать в выходном сигнале радиометра.

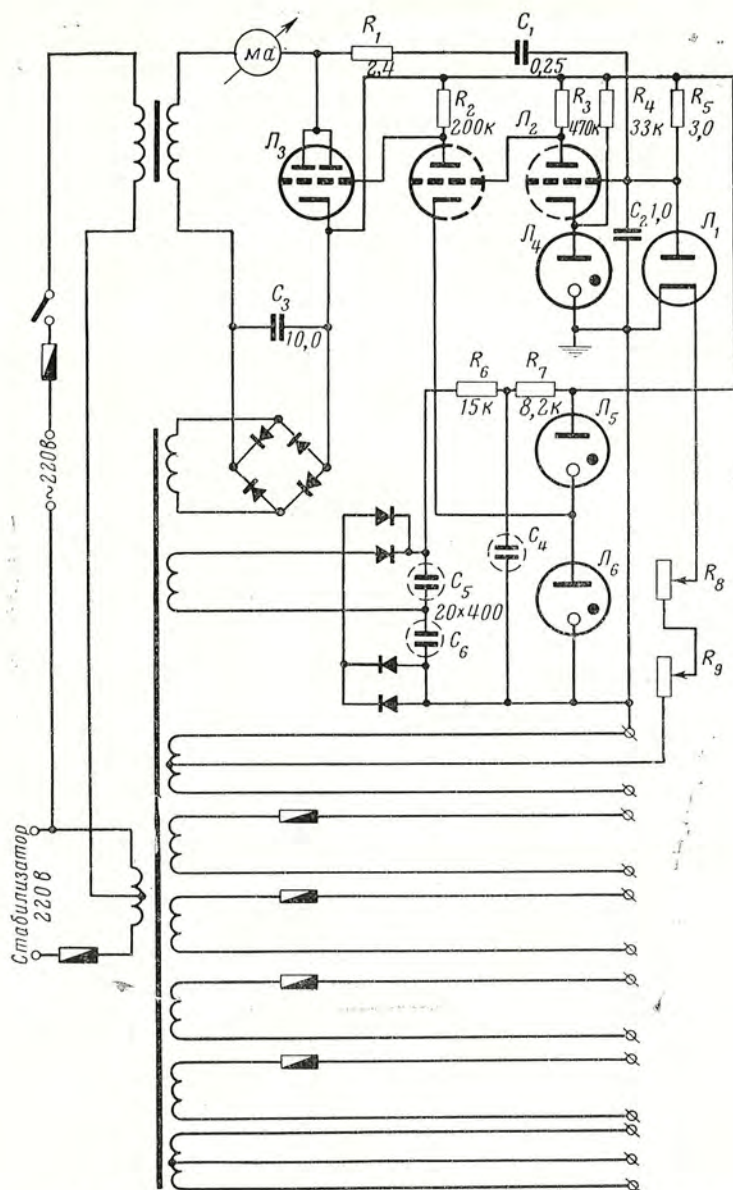
Для уменьшения потерь в линии передачи β и их влияния на стабильность радиометра переключатель находится вблизи фокуса антенны, а в качестве линии передачи использован волновод длиной $\sim 1,5$ м. Затухание при этом, согласно [11], $\beta \leq 1,01$, тогда $\Delta T_A = (\beta - 1) \Delta T_\beta = 0,01 \Delta T_\beta$. Так как ΔT_β не превышает $10\text{--}20^\circ$ за время наблюдения, то нестабильность, вызванная потерями в линии передачи, $\Delta T_A < 0,2^\circ$, меньше флуктуационной чувствительности радиометра.

Было замечено, что размещение гетеродина и основного УПЧ на подвижной части экваториальной установки приводит к изменению коэффициента усиления при повороте антенны из-за нарушения теплового режима. Поэтому гетеродин и основной УПЧ установлены на неподвижной части антенны. Усилители низкой частоты, синхронные детекторы, самописцы и блоки питания находятся в лабораторном помещении.

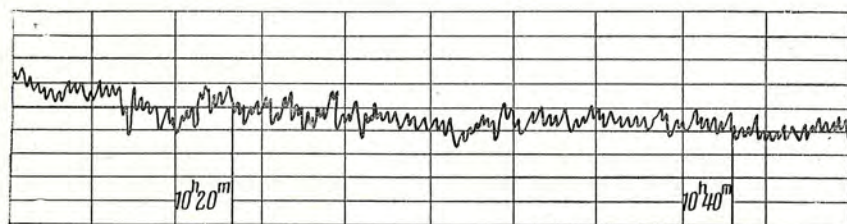
Анодные цепи питаются от стабилизированного выпрямителя типа ЭСВ-3. Кроме того, каждый блок имеет свой электронный стабилизатор анодного напряжения. Для питания накалов ламп на основе прибора ИИН-1 изготовлен стабилизатор с дросселем насыщения. Диод с вольфрамовым катодом L_1 (фиг. 5) является датчиком теплового тока. Конденсатор



Фиг. 6. Пример записи радио
Время



Фиг. 5. Принципиальная схема стабилизатора накала



излучения Солнца 17.X 1964 г.

МОСКОВСКОЕ

C_2 сглаживает пульсации напряжения, возникающие за счет динаotronного эффекта. Трехкаскадный усилитель постоянного тока (L_2, L_3) регулирует силу тока через обмотку дросселя насыщения. Для устойчивости работы усилитель охвачен отрицательной обратной связью по переменному току через фазокорректирующую цепочку R_1C_1 . Выпрямители для питания усилителя и оконечного каскада особенностей не имеют. Коэффициент стабилизации такой схемы около $4 \cdot 10^3$.

Антенная система представляет собой часть параболоида размерами $3,5 \times 7$ м, установленную на экваториальной монтировке с приводом от синхронного мотора. Точность сопровождения при слабом ветре около $3'$. Антенна не является оптимальной с точки зрения изложенного выше и используется временно.

Методика наблюдений состоит в следующем. Антенна наводится на Солнце, и включается сопровождение. Усиление радиометра устанавливается таким, чтобы отклонение самописца при наведении на Солнце составляло 0,8—0,9 шкалы. Затем включается шумовая лампа и температура опорного канала с помощью аттенюатора устанавливается равной антенной температуре от Солнца. Такой метод носит название «квазинулевого» и находит применение в радиоастрономии (см., например [18]). После выравнивания температур усиление в канале сигнала увеличивается в 10 раз. В этом случае изменение потока радиоизлучения на 10% соответствует перемещению пера самописца на всю шкалу. Напряжение с выхода синхронного детектора опорного канала компенсируется от источника постоянного тока так, чтобы вся шкала самописца соответствовала изменению температуры опорного канала на $\sim 10\%$.

На фиг. 6 показан пример записи радиоизлучения Солнца. На ней отчетливо виден кажущийся «суточный ход» из-за систематической ошибки сопровождения. При этом флуктуации антенной температуры за счет случайных ошибок также увеличиваются, так как возрастает крутизна спада диаграммы направленности. Чтобы не принять эти флуктуации за слабую активность Солнца, нужно обратить особое внимание на точность наведения и сопровождения антенны.

В заключение приношу благодарность И. Г. Моисееву за ценные замечания при обсуждении статьи.

4 декабря 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. H. W. Dodson, E. R. Hedeman, A. E. Covington. *Astrophys. J.*, 1954, 119, 541.
2. Дж. Уайлд, С. Смерд, А. Вейсс. *Усп. физ. наук*, 1964, 84, № 1, 99.
3. G. A. Harvey. *Astrophys. J.*, 1964, 139, 16.
4. Ф. В. Букин, Н. В. Карлов. *Ж. техн. физики*, 1955, 25, № 3, 430; 1955, 25, № 4, 733.
5. В. С. Воюцкий. *Радиотехника и электроника*, 1958, 3, № 2, 224.
6. А. Г. Кисляков. *Изв. высш. уч. завед., Радиофизика*, 1958, 1, № 4, 81; 1959, 2, № 2, 187.
7. J. C. Greene. *Proc. I. R. E.*, 1957, 45, 359.
8. А. Н. Малахов. *Изв. высш. уч. завед., Радиофизика*, 1959, 2, № 5, 703.
9. В. И. Винокуров. *Измерение флуктуационных сигналов малой интенсивности*. Л., 1959.
10. T. Orhaug, W. Waltman. *Publ. Nat. Radio Astron. Obs.*, 1962, 1, 12.
11. Г. З. Айзенберг. *Антенны ультракоротких волн*. М., Связьиздат, 1957.
12. В. С. Аблязов, Б. Н. Швецов. *Вопросы радиоэлектроники, серия 1*, 1961, вып. 12.
13. А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович. *Радиоастрономические методы измерений параметров антенн*. М., Изд-во «Советское радио», 1964.
14. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев. *Наст. том*, стр. 53.
15. А. И. Ардабьевский, В. Г. Воропаева, К. И. Гринева. *Пособие по расчету антенн сверхвысоких частот*. М., Оборонгиз, 1957.
16. Е. Янке, Ф. Эмде. *Таблицы функций*. М., Физматгиз, 1959.
17. И. Г. Моисеев. *Изв. высш. уч. завед., Радиофизика*, 1958, 1, 3.
18. М. С. Дурасова, Г. А. Лавринов, В. М. Шумкина, О. И. Юдин. *Геомагнетизм и аэрономия*, 1964, 4, № 5, 938.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ И ЦВЕТА
ОПОРНЫХ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ ЗВЕЗД
В ПЛОЩАДКАХ КАПТЕЙНАII. ВЕЛИЧИНЫ И ЦВЕТА 278 ЗВЕЗД
ВБЛИЗИ ПЛОЩАДОК КАПТЕЙНА 1—139*С. В. Некрасова, В. Б. Никонов**(Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР)**Е. Рыбка**(Краковская астрономическая обсерватория, Польша Народная Республика)*

Фотоэлектрические величины и цвета пар звезд шестой величины спектральных типов А и К, расположенных вблизи площадок Каптейна 1—139, были определены в Крымской астрофизической обсерватории в течение 1959—1961 гг. Наблюдения и их обработка были выполнены в соответствии с методом, предложенным В. Б. Никоновым (см. первую часть настоящей работы [7]). Каталог содержит величины и цвета 278 звезд в натуральной системе u, b, v , а также в системе U, B, V . Точность одного каталожного значения составляет: для величин $\varepsilon_v = \pm 0,012$, для цветов $\varepsilon_{b-v} = \pm 0,012$ и $\varepsilon_{u-b} = \pm 0,013$ (среднеквадратичные ошибки).

PHOTOELECTRIC MAGNITUDES AND COLOURS OF PHOTOMETRIC STANDARDS IN SELECTED AREAS. II. Magnitudes and colours of 278 stars near the Selected Areas 1—139. By *S. V. Nekrasova, V. B. Nikonov* (Crimean Astrophysical Observatory) and *E. Rybka* (Cracow Astronomical Observatory).— Photoelectric magnitudes and colours of pairs of 6^m stars of A and K spectral types near the SA 1—139 were determined from the observations made in Crimean Astrophysical Observatory in the years 1959—1961. The observations and their reductions were carried out by the Nikonov's method, as explained in the Paper I [7]. The Catalogue contains magnitudes and colours of 278 stars both in the natural ubv and in the UBV systems. The accuracy of the catalogue (the mean square errors) is as follows: $\varepsilon_v = \pm 0^m.012$; $\varepsilon_{b-v} = \pm 0^m.012$; $\varepsilon_{u-b} = \pm 0^m.013$.

Целью настоящей работы являлось составление каталога фотоэлектрических величин и цветов 278 звезд в системе U, B, V , расположенных вблизи площадок Каптейна SA 1—139, охватывающих область неба от склонений $+90$ до -15° . Необходимость такого каталога обоснована Е. Рыбкой [1] и в статье [2]. В последней рассмотрена также и методическая сторона построения каталога.

Наблюдения велись в касегреновском фокусе (светосила 1/10) 20-см рефлектора, который был переделан из менискового телескопа типа АЗТ-7. Переделка заключалась в замене мениска с нанесенным на нем

гиперболическим зеркалом на обычное, отдельное гиперболическое зеркало, не менявшее оптических параметров кассегреновской системы телескопа. Такая замена позволила вести наблюдения и в ультрафиолетовой области спектра (системе U).

Наблюдения выполнялись на электрофотометре типа АФМ-3, входящем в комплект телескопа АЗТ-7 и предназначенном для наблюдения мерцаний звезд. Этот электрофотометр был переделан в мастерских Крымской астрофизической обсерватории для выполнения обычных электрофотометрических наблюдений. Для калибровки наблюдений был введен люминофор постоянного свечения.

Наблюдения велись по методу постоянного отклонения и, после предварительного усиления двухкаскадным, балансным усилителем постоянного тока, регистрировались с помощью самопишущего потенциометра типа Brown Recorder. Для получения системы, близкой к U, B, V , применялись следующие фильтры: желтый — ЖС-12 (толщиной 1 мм), синий ВГ-25 (1 мм) и фиолетовый УГ-2 (1 мм). Последние два фильтра Шотта. Приближенные значения эффективных длин волн (для равномерного распределения энергии в спектре) соответственно равны 5200, 4200 и 3650 Å. Эти значения были оценены на основании измерений спектральной прозрачности светофильтров на фотоэлектрическом спектрофотометре, данных о средней спектральной чувствительности сурьмяно-цезиевого фотоумножителя [3] и средних данных для коэффициентов отражения от алюминиевого слоя.

Список звезд настоящего каталога составлен Е. Рыбкой. Вблизи каждой из площадок Каптейна было выбрано по две звезды в основном $5^m, 5-6^m, 5$ виз., относящихся к спектральным классам В5 — А5 и G5 — К5. Звезды этих групп в дальнейшем обозначаются как А и К соответственно с прибавлением номера площадки Каптейна. При выборе звезд особое внимание обращалось на постоянство их блеска, лучевой скорости, а также на отсутствие двойственности.

Для обеспечения учета мгновенной экстинкции из основного списка были выбраны стандартные звезды, которые наблюдались через 1—1,5 часа в течение каждой ночи наблюдений. Всегда наблюдались две стандартные звезды, принадлежащие к группам А и К. Список стандартных звезд приведен в табл. 1.

Таблица 1

Список стандартных звезд

Звезда	HD	α_{1950}	δ_{1950}	Sp	m_{vis}	m_{pg}
1A	5 914	$1^h 10^m 57^s$	$+88^\circ 45' 19''$	A2	$6^m, 48$	$6^m, 54$
1K	6 319	1 07 03	$+86^\circ 52' 51''$	K0	6, 40	7, 40
69A	7 374	1 11 28	$+15^\circ 52' 10''$	B8	5, 85	5, 80
69K	8 763	1 23 59	$+18^\circ 58' 55''$	K0	5, 63	6, 63
75A	59 059	7 25 57	$+15^\circ 12' 48''$	A0	6, 07	6, 07
75K	55 730	7 11 45	$+12^\circ 12' 12''$	K0	5, 84	6, 84
82A	124 953	14 13 43	$+19^\circ 08' 38''$	A5	5, 84	5, 98
82K	121 980	13 56 15	$+14^\circ 53' 33''$	K0	6, 02	7, 02
87A	183 144	19 25 16	$+14^\circ 10' 47''$	B5	6, 26	6, 14
87K	183 492	19 27 04	$+14^\circ 29' 30''$	K0	5, 73	6, 73

Примечание. Величины звезд m_{vis} и m_{pg} взяты из каталога HD.

Контроль за постоянством фотометрической системы осуществлялся с помощью специально подобранных контрольных звезд, список которых приведен в табл. 2. Эти звезды были выбраны из каталога Джонсона —

Моргана [4, 5]. Наблюдения этих звезд вкрапливались в наблюдения звезд основного списка. Каждую ночь наблюдались две — четыре контрольные звезды.

Таблица 2

Список контрольных звезд

BD	HD	α_{1950}	δ_{1950}	Sp	V	B - V	U - B
+19°27	1 013	0 ^h 12 ^m 01 ^s	+19°55'43"	M2 III	4 ^m 80	+1 ^m 58	+1 ^m 92
+37 34	1 280	0 14 28	+38 24 15	A2 V	4, 61	+0, 06	+0, 02
+40 171	4 727	0 47 03	+40 48 25	B5 V	4, 53	-0, 15	-0, 58
+19 279	10 476	1 39 47	+20 01 34	K1 V	5, 23	+0, 83	+0, 50
+56 438	13 267	2 07 59	+57 24 39	B5 Ia	6, 39	+0, 33	-0, 43
+57 549	13 476	2 10 09	+58 18 39	A3 Iab	6, 46	+0, 59	+0, 21
+ 2 518	20 630	3 16 44	+ 3 11 17	G5 V	4, 82	+0, 68	+0, 18
+22 563	23 753	3 45 23	+23 16 09	B8 V	5, 44	-0, 07	-0, 32
+33 1013	34 578	5 16 43	+33 54 28	A5 IIp	5, 03	+0, 27	+0, 44
+13 1173	43 112	6 12 18	+13 52 04	B1 V	5, 90	-0, 24	-0, 96
+23 1275	43 384	6 13 56	+23 45 35	B2 Ia	6, 28	+0, 44	-0, 40
+20 2150	73 598	8 36 58	+19 43 06	K0 III	6, 59	+0, 96	+0, 72
+67 577	78 154	9 06 01	+67 20 21	F7 IV—V	4, 78	+0, 48	+0, 01
+56 1408	113 139s	12 58 35	+56 38 08	F2 V	4, 93	+0, 36	+0, 01
+27 2558	143 107	15 55 31	+27 01 17	K3 III	4, 15	+1, 23	+1, 28
+61 1678	160 269	17 34 28	+61 54 45	G1 V	5, 23	+0, 61	+0, 10
+38 3095	166 920	18 07 58	+38 27 12	K2 V	6, 40	+0, 87	+0, 59
+ 3 4065	184 279s	19 31 07	+ 3 39 08	B5—B2	6, 82	+0, 02	-0, 83
+33 3587	187 013	19 44 32	+33 36 37	F5 V	4, 99	+0, 46	0, 00
- 2 5283	194 765	20 24 52	- 2 16 04	F8	6, 70	+0, 59	-0, 02
+19 4691	203 504s	21 19 46	+19 35 23	K1 III	4, 09	+1, 10	+1, 05
+88 112		20 03	+88 55	M	6, 38	+1, 57	+1, 79

Все звезды каталога наблюдались в среднем 5—6 раз.

Наблюдения выполнялись в ясные ночи, по возможности удовлетворявшие следующим критериям: отсутствие облаков с вечера и отсутствие повышенных флуктуаций на регистрируемых. Тем не менее нет уверенности, что все ночи наблюдений были безукоризненными с фотометрической точки зрения, что могло отразиться в какой-то мере на точности окончательных результатов. В частности, существенные помехи возникали от сильного ветра (инструмент был установлен в павильоне с откатной крышей) и от росы, особенно сильной весной и осенью. Иногда из-за этих помех приходилось прекращать наблюдения и в совершенно ясные ночи.

Летние и осенние месяцы были, как обычно, более устойчивыми в отношении прозрачности.

С 27 октября 1959 г. по 1 августа 1961 г. вся программа наблюдений была выполнена. Наблюдения проводились преимущественно С. В. Некрасовой с помощью лаборантов Крымской астрофизической обсерватории А. И. Брунс и Л. Н. Шваук.

Предварительные внеатмосферные величины и цвета стандартных звезд определены методом Буге в ночи с хорошей, стабильной прозрачностью. Эти значения были затем уточнены на основании специально спланированных текущих наблюдений основных и контрольных звезд в соответствии с методом построения фундаментальных фотометрических каталогов, предложенным В. Б. Никоновым [2, 6, 7]. Полученные внеатмосферные величины и цвета стандартных звезд позволяли надежно учитывать

мгновенные значения экстинкции для звезд, принадлежащих к обоим группам — А и К. Мгновенные значения экстинкции интерполировались для любого момента на основании наблюдений стандартных звезд.

Правильность полученных значений экстинкции была проверена после построения каталога. Для этого ход экстинкции в течение ночи строился по окончательным внеатмосферным значениям величин и цветов звезд, полученных на основании всех ночей наблюдений. Этот ход практически не отличался от построенного по наблюдению только стандартных звезд, что указывает на отсутствие азимутального эффекта и подтверждает надежность примененного метода учета экстинкции.

При построении фундаментальных каталогов в широкополосных фотометрических системах весьма большое значение имеет надежный учет зависимости факторов экстинкции α от цвета звезды c — определение известного фактора $\gamma = \Delta\alpha/\Delta c$ и возможных его изменений со временем.

Здесь применены средние значения γ , определявшиеся, как обычно [6, 7], для каждой пары стандартных звезд.

Значения γ для «желтых» величин (v)¹, а также цветов «синий — желтый» ($b - v$) и «фиолетовый — синий» ($u - b$) приведены в табл. 3. Из таблицы видно, что значения γ_v и γ_{b-v} совпадают с точностью их определения. Значения же γ_{u-b} имеют существенный разброс. Как известно, в большинстве случаев γ_{u-b} принимается равным нулю. Однако в настоящей работе мы принимали значения γ , взятые непосредственно из табл. 3.

Таблица 3

Значения γ , найденные по соответствующим стандартным звездам

Номер стандартных звезд	γ_v	γ_{b-v}	γ_{u-b}
69A, 69K	$-0^m,018 \pm 0^m,005$	$-0^m,018 \pm 0^m,005$	$-0^m,006 \pm 0^m,006$
75A, 75K	$-0,025 \pm 0,011$	$-0,025 \pm 0,011$	$+0,024 \pm 0,009$
82A, 82K	$-0,033 \pm 0,014$	$-0,033 \pm 0,014$	$+0,042 \pm 0,020$
87A, 87K	$-0,020 \pm 0,008$	$-0,020 \pm 0,008$	$-0,018 \pm 0,010$

Независимые фотометрические системы, полученные по отдельным парам стандартных звезд, были затем приведены к системе стандартных звезд 87A и 87K.

Эта система и явилась основной натуральной системой каталога. Для нее в дальнейшем приняты те же обозначения: v , $b - v$ и $u - b$.

Приведение к системе Джонсона — Моргана было осуществлено по контрольным звездам посредством обычных линейных формул:

$$V = 5^m,599 + 0^m,984 v, \quad (1)$$

$$\pm 0,007 \quad \pm 0,008$$

$$B - V = + 0^m,886 + 0^m,806 (b - v), \quad (2)$$

$$\pm 0,007 \quad \pm 0,012$$

$$U - B = -0^m,344 + 1^m,226 (u - b). \quad (3)$$

$$\pm 0,009 \quad \pm 0,012$$

В табл. 4 и 5 приведены результаты наших наблюдений. В табл. 4 последовательно дано: принятое обозначение звезды, обозначение по BD и HD; α_{1950} и δ_{1950} и спектр по HD. Далее следуют внеатмосферные значения

¹ v — есть разность блеска звезды и люминофора.

Список звезд площадок Кантейна 1—139

Номер звезды	BD	HD	α_{1950}	δ_{1950}	Sp	v	$b-v$	$u-b$	Число наблю- дений	V	B-V	U-B
1A	88°	5914	$1^h 10^m 57^s$	$+88^\circ 45' 10''$	A2	$+0^m 840 \pm 0^m 005$	$-0^m 947 \pm 0^m 005$	$+0^m 395 \pm 0^m 006$	241	$6^m 43$	$+0^m 12$	$+0^m 14$
1K	86	6319	07 03	86 52 51	K0	$+0^m 607$	$6^m 0$	$3^m 1$	244	$6^m 20$	$+1^m 12$	$+1^m 04$
2A	74	222386	23 37 01	75 00 56	A2	$+0^m 338$	$7^m 0$	$11^m 401$	8	$5^m 93$	$+0^m 14$	$+0^m 15$
2K	76	2589	0 27 40	76 44 38	G5	$+0^m 631$	$43^m 0$	$6^m 700$	8	$6^m 22$	$+0^m 88$	$+0^m 51$
3A	72	21610	3 29 41	73 10 49	A0	$+0^m 942$	$5^m 1$	$16^m 318$	9	$6^m 53$	$+0^m 07$	$+0^m 05$
3K	75	21970	3 33 20	75 34 35	G5	$+0^m 677$	$7^m 0$	$8^m 80$	7	$6^m 26$	$+1^m 00$	$+0^m 70$
4A	73	78935	9 10 54	73 09 18	A2	$+0^m 355$	$15^m 0$	$41^m 415$	10	$5^m 95$	$+0^m 20$	$+0^m 16$
4K	74	64307	7 54 15	74 03 17	K0	$-0^m 207$	$44^m 0$	$10^m 660$	16	$5^m 40$	$+1^m 46$	$+1^m 69$
5A	78	106053	12 09 29	77 43 08	A0	$+1^m 432$	$10^m 0$	$42^m 356$	10	$6^m 71$	$+0^m 08$	$+0^m 09$
5K	76	113049	12 57 19	75 44 30	K0	$+0^m 366$	$19^m 0$	$9^m 924$	6	$5^m 96$	$+1^m 04$	$+0^m 79$
6A	73	147321	16 15 22	73 31 03	A0	$+0^m 383$	$11^m 0$	$8^m 431$	10	$5^m 98$	$+0^m 10$	$+0^m 18$
6K	72	150010	16 32 13	72 42 57	K0	$+0^m 651$	$11^m 0$	$12^m 368$	13	$6^m 24$	$+1^m 33$	$+1^m 33$
7K	77	201908	21 06 32	77 55 27	B9	$+0^m 313$	$7^m 1$	$6^m 419$	6	$5^m 91$	$-0^m 03$	$-0^m 20$
7A	72	196142	20 30 14	72 21 45	K2	$+0^m 656$	$7^m 0$	$6^m 575$	16	$6^m 24$	$+1^m 38$	$+1^m 59$
8A	57	6676	1 05 29	57 59 50	B8	$+0^m 475$	$9^m 1$	$41^m 078$	8	$5^m 77$	$+0^m 03$	$-0^m 25$
8K	61	4817	0 48 16	61 32 02	K2	$+0^m 523$	$12^m 1$	$14^m 887$	8	$6^m 11$	$+1^m 92$	$+1^m 97$
9A	63	19065	3 03 06	63 51 55	B9	$+0^m 285$	$4^m 1$	$10^m 271$	14	$5^m 88$	$0^m 00$	$-0^m 01$
9K*	59	22764	3 38 34	59 48 37	K0	$+0^m 113$	$7^m 0$	$13^m 990$	9	$5^m 71$	$+1^m 49$	$+0^m 87$
10A	61	33266	5 08 28	61 47 26	A0	$+0^m 564$	$4^m 1$	$45^m 369$	17	$6^m 15$	$+0^m 05$	$+0^m 11$
10K	59	33618	5 10 47	59 20 57	K0	$+0^m 568$	$18^m 0$	$7^m 273$	7	$6^m 46$	$+1^m 20$	$+1^m 22$
11A	60	62976	7 45 50	60 28 06	A2	$+1^m 134$	$14^m 0$	$13^m 398$	12	$6^m 72$	$+0^m 12$	$+0^m 14$
11K	57	50551	6 52 57	57 37 46	K2	$+0^m 457$	$15^m 0$	$45^m 745$	20	$6^m 05$	$+1^m 52$	$+1^m 80$
12A	59	77692	9 02 51	59 32 44	A0	$+0^m 820$	$18^m 0$	$16^m 415$	6	$6^m 41$	$+0^m 03$	$+0^m 16$
12K	64	80953	9 21 44	64 09 27	K2	$+0^m 704$	$20^m 0$	$21^m 735$	15	$6^m 29$	$+1^m 50$	$+1^m 78$
13A	57	99859	11 26 56	57 00 49	A2	$+0^m 663$	$012^m 0$	$17^m 398$	14	$6^m 25$	$+0^m 17$	$+0^m 14$
13K	60	93875	10 48 16	59 35 10	K0	$+0^m 009$	$17^m 0$	$41^m 251$	9	$5^m 61$	$+1^m 17$	$+1^m 19$

Таблица 4 (продолжение)

Номер звезд	BD	HD	α_{1950}	δ_{1950}	Sp	v	$b-v$	$u-b$	Число набл.- дений	V	B-V	U-B
14A	57	1456	$13^{\text{h}}38^{\text{m}}32^{\text{s}}$	$57^{\circ}27'35''$	A2	$+0^{\text{m}}.631 \pm 0^{\text{m}}.010$	$-0^{\text{m}}.930 \pm 0^{\text{m}}.006$	$+0^{\text{m}}.322 \pm 0^{\text{m}}.008$	5	$6^{\text{m}}.22$	$+0^{\text{m}}.14$	$+0^{\text{m}}.05$
14K	62	1275	13 04 25	62 18 34	K0	$+0^{\text{m}}.545$	$21 +0, 132$	$9 +0, 835$	6	6, 14	$+0, 99$	$+0, 68$
15A	62	1410	15 21 41	62 13 23	B9	$+0^{\text{m}}.335$	$13 -1, 037$	$10 +0, 258$	14	5, 93	$+0, 01$	$-0, 03$
15K	61	1503	15 26 52	60 50 32	K5	$+0^{\text{m}}.296$	$15 +0, 714$	$12 +1, 655$	13	5, 89	$+1, 46$	$+1, 68$
16A	60	1754	17 25 02	60 05 23	A2	$+0^{\text{m}}.004$	$12 -1, 046$	$14 +0, 316$	10	5, 60	$+0, 04$	$+0, 04$
16K	60	1728	17 00 33	60 43 03	K0	$+0^{\text{m}}.523$	$12 +0, 187$	$10 +0, 981$	24	6, 12	$+1, 04$	$+0, 86$
17A	57	1939	19 24 52	57 55 33	B8	$+0^{\text{m}}.954$	$9 -1, 236$	$14 -0, 161$	7	6, 54	$-0, 11$	$-0, 54$
17K	62	1716	13 25 52	62 27 16	K5	$+0^{\text{m}}.790$	$6 +0, 693$	$13 +1, 715$	22	6, 38	$+1, 45$	$+1, 76$
18A	62	1903	21 08 25	63 05 23	B8	$+0^{\text{m}}.920$	$14 -1, 204$	$16 -0, 406$	15	6, 50	$-0, 03$	$-0, 47$
18K	60	2227	21 19 16	60 32 37	K0	$+0^{\text{m}}.507$	$11 +0, 160$	$10 +0, 926$	19	6, 40	$+1, 02$	$+0, 79$
19A	59	2777	23 46 26	59 42 03	A0	$+0^{\text{m}}.717$	$10 -1, 083$	$17 +0, 267$	10	6, 30	$+0, 03$	$-0, 02$
19K	59	2710	23 20 18	59 51 32	K5	$-0^{\text{m}}.019$	$9 +0, 965$	$16 +1, 806$	27	5, 58	$+1, 66$	$+1, 87$
20A	44	4335	0 43 24	44 35 19	B8	$+0^{\text{m}}.425$	$10 -1, 155$	$14 +0, 076$	11	6, 02	$-0, 04$	$-0, 25$
20K	45	5526	0 54 43	45 34 11	K0	$+0^{\text{m}}.531$	$7 +0, 200$	$10 +1, 038$	12	6, 13	$+1, 05$	$+0, 93$
21K	44	354	1 40 13	45 04 15	K0-K2	$+0^{\text{m}}.750$	$4 +0, 179$	$10 +1, 014$	16	6, 34	$+1, 03$	$+0, 90$
22A	46	692	3 04 21	47 07 01	A0	$+0^{\text{m}}.799$	$17 -0, 923$	$15 +0, 399$	17	6, 38	$+0, 14$	$+0, 15$
22K	46	648	2 48 20	46 33 14	G5	$+0^{\text{m}}.287$	$8 +0, 029$	$15 +0, 783$	17	5, 88	$+0, 91$	$+0, 62$
23A	45	804	3 41 10	45 56 36	A5	$+0^{\text{m}}.543$	$19 -0, 733$	$7 +0, 463$	16	6, 14	$+0, 30$	$+0, 22$
23K	48	1015	3 50 01	48 30 12	K0	$+0^{\text{m}}.473$	$7 +0, 234$	$15 +1, 037$	14	5, 77	$+1, 08$	$+0, 99$
24A	43	116	4 51 16	43 58 53	B9	$+0^{\text{m}}.474$	$15 -1, 102$	$10 +0, 253$	3	6, 06	0, 00	$-0, 03$
24K	48	1162	4 47 23	48 39 24	G5	$+0^{\text{m}}.078$	$6 +0, 159$	$4 +0, 967$	16	5, 68	$+1, 01$	$+0, 84$
25A	41	1218	5 29 55	42 04 29	B8	$+0^{\text{m}}.927$	$11 -1, 032$	$11 +0, 072$	8	6, 51	$+0, 01$	$-0, 26$
25K	42	1396	5 43 40	42 30 37	K0	$+0^{\text{m}}.719$	$8 +0, 606$	$9 +1, 618$	20	6, 31	$+1, 37$	$+1, 64$
26A	45	1359	6 49 29	44 54 03	A5	$+0^{\text{m}}.650$	$09 -0, 811$	$10 +0, 401$	09	6, 24	$+0, 23$	$+0, 15$
26K	46	1202	6 51 35	45 53 30	K0	$+0^{\text{m}}.751$	$20 +0, 100$	$13 +0, 841$	12	6, 34	$+0, 98$	$+0, 69$
27A	49	1653	7 34 11	48 53 15	A3	$+0^{\text{m}}.308$	$15 -0, 806$	$14 +0, 432$	9	5, 90	$+0, 24$	$+0, 19$
27K	46	1286	7 32 54	46 17 33	K5	$+0^{\text{m}}.089$	$22 +0, 847$	$19 +1, 870$	16	5, 69	$+1, 57$	$+1, 95$

Т а б л и ц а 4 (продолжение)

Номер звезды	BD	HD	α_{1950}	δ_{1950}	Sp	v	$b-v$	$u-b$	Число набл. дений	V	B-V	U-B
28A	47° 1592	72392	$8^h 30^m 59^s$	$47^\circ 18' 42''$	A0	$+1,076 \pm 0,016$	$-1,066 \pm 0,013$	$+0,331 \pm 0,020$	8	$6,66$	$+0,03$	$+0,06$
28K	45 1649	75523	8 48 48	45 30 05	K0	$+0,411$	$3 \pm 0,495$	$21 \pm 1,403$	3	6,00	$+1,28$	$+1,38$
29A	47 1683	82582	9 31 03	47 07 31	A5	$+0,902$	$14 \pm 0,799$	$6 \pm 0,377$	6	6,49	$+0,24$	$+0,12$
29K	46 1566	86166	9 54 43	45 39 13	K0	$+0,720$	$21 \pm 0,307$	$18 \pm 0,091$	4	6,31	$+1,13$	$+0,99$
30A	42 2123	90470	10 24 31	41 51 26	A2	$+0,404$	$18 \pm 0,862$	$8 \pm 0,374$	4	6,00	$+0,19$	$+0,12$
30K	45 1832	90802	10 25 36	45 28 05	K0	$+0,781$	$5 \pm 0,574$	$13 \pm 1,462$	3	6,37	$+1,35$	$+1,45$
31A	45 1943	100972	11 34 56	44 59 36	B9	$+1,230$	$16 \pm 1,021$	$17 \pm 0,366$	6	6,81	$+0,06$	$+0,11$
31K	47 1880	99967	11 27 42	46 55 53	K0	$+0,790$	$20 \pm 0,499$	$22 \pm 1,280$	6	6,33	$+1,29$	$+1,22$
32A	49 2163	114421	12 46 24	48 44 20	A3	$+0,650$	$17 \pm 0,836$	$6 \pm 0,444$	6	6,24	$+0,21$	$+0,20$
32K	49 2165	114572	12 47 20	49 00 44	K0	$+0,882$	$15 \pm 0,331$	$12 \pm 1,242$	6	6,47	$+1,15$	$+1,18$
33A	41 2424	120047	13 44 06	41 20 20	A3	$+0,256$	$18 \pm 0,813$	$16 \pm 0,352$	6	5,85	$+0,23$	$+0,09$
33K	46 1922	122675	14 00 13	45 59 42	K5	$+0,661$	$20 \pm 0,619$	$16 \pm 1,502$	5	6,25	$+1,38$	$+1,50$
34A	43 2475	135517	15 12 12	43 13 58	A5	$+1,029$	$16 \pm 0,855$	$14 \pm 0,412$	8	6,61	$+0,20$	$+0,16$
34K	44 2376	128902	14 36 13	43 51 25	K0	$+0,153$	$10 \pm 0,771$	$9 \pm 1,628$	7	5,75	$+1,51$	$+1,65$
35A	47 2300	145032	16 05 30	47 38 14	A0	$+0,986$	$12 \pm 1,086$	$18 \pm 0,264$	10	6,57	$+0,01$	$-0,02$
35K	45 2284	137390	15 22 24	45 26 43	K2	$+0,435$	$5 \pm 0,418$	$10 \pm 1,316$	12	6,03	$+1,22$	$+1,27$
36A	44 2652	154713	17 03 33	43 52 45	A0	$+0,813$	$9 \pm 0,957$	$9 \pm 0,433$	8	6,40	$+0,12$	$+0,19$
36K	43 2654	152153	16 48 07	43 30 56	K0	$+0,557$	$15 \pm 0,483$	$15 \pm 1,382$	14	6,15	$+1,28$	$+1,35$
37A	45 2635	164429	17 57 26	45 28 41	B9	$+0,855$	$17 \pm 1,172$	$20 \pm 0,439$	13	6,44	$-0,06$	$-0,17$
37K	45 2638	164646	17 58 30	45 30 10	K2	$+0,030$	$19 \pm 0,865$	$14 \pm 1,819$	15	5,63	$+1,58$	$+1,89$
38A	46 2551	174177	18 45 34	46 15 34	A0	$+0,900$	$9 \pm 0,933$	$15 \pm 0,441$	14	6,48	$+0,09$	$+0,20$
38K	41 3482	175884	18 54 00	41 59 36	K0	$+0,924$	$15 \pm 0,554$	$8 \pm 1,433$	18	6,51	$+1,33$	$+1,41$
39A	45 3025	189684	19 57 46	45 38 06	A2	$+0,302$	$10 \pm 0,872$	$12 \pm 0,429$	15	5,90	$+0,18$	$+0,18$
39K	45 2940	185955	19 33 03	45 50 27	G5	$+0,616$	$14 \pm 0,043$	$17 \pm 0,757$	16	6,20	$+0,82$	$+0,58$
40A*	46 3111	199478	20 54 08	47 13 31	B8p	$+0,090$	$16 \pm 0,553$	$11 \pm 0,032$	12	5,69	$+0,44$	$-0,38$
40K	44 3617	199098	20 51 34	44 59 23	K0	$+0,126$	$16 \pm 0,276$	$11 \pm 1,020$	11	5,72	$+1,11$	$+0,91$

Таблица 4 (продолжение)

Номер звезды	BD	HD	α_{1950}	δ_{1950}	Sp	v	b - v	u - b	Число наблю- дений	V	B - V	U - B
41A	44°	209983	$22^h 04^m 11^s$	$+45^\circ 00' 16''$	A2	$+0,575 \pm 0,018$	$-0,961 \pm 0,016$	$+0,420 \pm 0,010$	6	$6,16$	$+0,11$	$+0,17$
41K	48	206731	21 40 42	49 22 46	K0	$+0,497$	$13 \pm 0,156$	$14 \pm 0,885$	9	6,09	$+1,01$	$+0,74$
42A	43	218525	23 05 54	44 47 27	A0	$+0,942$	$14 \pm 0,861$	$17 \pm 0,472$	11	6,53	$+0,49$	$+0,24$
42K	44	219688	23 14 55	44 53 30	K2	$+0,849$	$11 \pm 0,278$	$9 \pm 1,407$	17	6,43	$+1,11$	$+1,01$
43A	45	224559	23 56 13	46 08 05	B5	$+0,921$	$9 \pm 1,465$	$7 \pm 0,234$	11	6,50	$-0,05$	$-0,63$
43K	46	224165	23 53 02	47 04 39	K0	$+0,418$	$5 \pm 0,375$	$10 \pm 1,083$	6	6,01	$+1,19$	$+0,98$
44A	30	1606	0 17 47	30 39 30	B8	$+0,276$	$4 \pm 1,484$	$9 \pm 0,405$	12	5,87	$-0,07$	$-0,47$
44K	34	3421	0 34 40	35 07 29	G5	$-0,112$	$18 \pm 0,018$	$9 \pm 0,702$	17	5,49	$+0,90$	$+0,52$
45A	34	9298	1 29 16	34 32 35	B8	$+0,766$	$10 \pm 1,191$	$8 \pm 0,040$	10	6,35	$-0,08$	$-0,39$
45K	29	10348	1 38 49	29 47 42	K0	$+0,390$	$16 \pm 0,194$	$5 \pm 0,974$	5	5,98	$+1,04$	$+0,85$
46A	31	17606	2 47 24	31 46 03	A0	$+0,986$	$8 \pm 1,034$	$18 \pm 0,297$	10	6,57	$+0,05$	$+0,02$
46K	30	16187	2 33 44	31 23 27	K0	$+0,520$	$14 \pm 0,231$	$21 \pm 0,959$	16	6,11	$+1,07$	$+0,83$
47A	30	24167	3 48 57	31 01 12	A3	$+0,633$	$7 \pm 0,828$	$6 \pm 0,421$	9	6,22	$+0,22$	$+0,17$
47K	27	20825	3 19 11	27 25 46	K0	$-0,057$	$6 \pm 0,295$	$5 \pm 1,054$	8	5,54	$+1,12$	$+0,95$
48A	32	28459	4 27 26	32 21 02	B9	$+0,587$	$9 \pm 1,106$	$10 \pm 0,188$	4	6,18	$-0,01$	$-0,11$
48K	31	30454	4 46 00	31 21 08	K0	0,000	$6 \pm 0,318$	$3 \pm 1,155$	10	5,60	$+1,14$	$+1,07$
49A	30	35600	5 23 56	30 10 01	B9	$+0,416$	$14 \pm 0,974$	$12 \pm 0,132$	9	5,71	$+0,10$	$-0,18$
49K	27	36859	5 32 47	27 37 54	K0	$+0,707$	$15 \pm 0,842$	$5 \pm 1,667$	17	6,30	$+1,56$	$+1,70$
50A	29	47152	6 35 13	29 01 44	A0	$+0,465$	$6 \pm 1,064$	$11 \pm 0,255$	5	5,76	$+0,03$	$-0,03$
50K	29	48450	6 41 35	29 01 24	K0	$-0,133$	$4 \pm 0,731$	$11 \pm 1,653$	17	5,47	$+1,48$	$+1,68$
51A	31	56386	7 14 52	31 02 51	B9	$+0,618$	$13 \pm 1,098$	$13 \pm 0,223$	8	6,21	0,00	$-0,07$
51K	26	56176	7 13 58	26 46 53	G5	$+0,808$	$14 \pm 0,028$	$12 \pm 0,712$	16	6,39	$+0,91$	$+0,53$
52A	33	71537	8 26 05	32 51 34	A0	$+1,292$	$15 \pm 1,185$	$9 \pm 0,089$	4	6,87	$-0,07$	$-0,24$
52K	31	74485	8 42 18	30 52 49	K0	$+0,515$	$14 \pm 0,052$	$17 \pm 0,827$	16	6,11	$+0,93$	$+0,67$
53A	30	84107	9 40 38	30 12 19	A2	$+0,019$	$09 \pm 0,941$	$20 \pm 0,390$	06	5,62	$+0,13$	$+0,13$
53K	33	80546	9 18 26	33 06 56	K0	$+0,581$	$21 \pm 0,283$	$10 \pm 1,465$	19	6,17	$+1,11$	$+1,08$

Таблица 4 (продолжение)

Номер звезды	BD	HD	α_{1950}	δ_{1950}	Sp	v	$b-v$	$u-b$	Число наблюдений	V	$B-V$	$U-B$
54A	28°	89239	$10^h 15^m 22^s$	$+27^\circ 39' 57''$	B9	$+0^m, 914 \pm 0, 016$	$-1^m, 097 \pm 0, 018$	$+0^m, 249 \pm 0, 018$	4	$6^m, 50$	$0^m, 00$	$-0^m, 04$
54K	30	89993	10 20 52	29 52 10	K0	$+0, 821$	$14 +0, 274$	$20 +1, 056$	6	6, 41	$+1, 11$	$+0, 95$
55A	28	98153	11 15 04	27 38 08	A2	$+1, 327$	$17 -0, 821$	$23 +0, 390$	7	6, 91	$+0, 22$	$+0, 13$
55K	34	101151	11 35 54	33 54 10	K2	$+0, 689$	$19 +0, 581$	$18 +1, 522$	7	6, 28	$+1, 35$	$+1, 52$
56A	26	2826	12 16 31	26 17 08	A3	$+0, 834$	$14 -0, 859$	$5 +0, 395$	6	6, 42	$+0, 19$	$+0, 14$
56K	27	107325	12 17 49	26 53 54	K0	$-0, 043$	$20 +0, 258$	$15 +1, 152$	7	5, 56	$+1, 09$	$+1, 07$
57A	34	2369	11 21 71	33 48 17	A2	$+0, 638$	$15 -0, 748$	$14 +0, 391$	7	6, 23	$+0, 28$	$+0, 14$
57K	28	114092	13 05 30	27 49 24	K5	$+0, 625$	$15 +0, 637$	$8 +1, 624$	15	6, 21	$+1, 40$	$+1, 65$
58A	29	2464	13 50 54	28 53 36	A5	$+0, 269$	$8 -0, 814$	$8 +0, 419$	9	5, 86	$+0, 23$	$+0, 17$
58K	32	124164	14 09 04	32 31 47	K2	$+0, 520$	$10 +0, 490$	$14 +1, 475$	15	6, 11	$+1, 28$	$+1, 46$
59A	28	124186	15 00 58	28 27 44	A0	$+1, 417$	$10 -0, 927$	$15 +0, 409$	9	7, 02	$+0, 14$	$+0, 16$
59K	30	133330	15 18 04	29 47 47	K0	$-0, 107$	$11 +0, 167$	$9 +0, 894$	16	5, 50	$+1, 02$	$+0, 75$
60A	34	138512	16 02 20	34 48 51	A0	$+1, 410$	$8 -4, 003$	$12 +0, 289$	17	6, 69	$+0, 08$	$+0, 01$
60K	37	144359	15 10 02	36 56 29	G5	$+1, 620$	$8 -0, 085$	$12 +0, 555$	20	7, 19	$+0, 82$	$+0, 34$
61A	32	135078	17 48 54	32 43 22	A0	$+1, 409$	$8 -4, 033$	$10 +0, 346$	14	6, 93	$+0, 05$	$+0, 03$
61K	32	157255	16 48 50	32 38 13	K0	$+0, 544$	$7 +0, 481$	$8 +0, 946$	13	6, 13	$+1, 03$	$+0, 82$
62A	31	152224	17 43 47	31 31 24	B9	$+0, 609$	$8 -1, 077$	$9 +0, 136$	12	6, 20	$+0, 02$	$-0, 18$
62K	32	161695	18 03 58	32 13 28	K0	$+0, 433$	$15 +0, 368$	$12 +1, 198$	20	5, 73	$+1, 18$	$+1, 12$
63A	31	165683	19 09 51	31 41 56	A0	$+0, 335$	$14 -4, 160$	$9 +0, 070$	9	5, 93	$-0, 05$	$-0, 26$
63K	31	179527	19 03 03	31 40 06	K5	$+0, 022$	$9 +0, 849$	$12 +1, 939$	16	5, 62	$+1, 57$	$+2, 03$
64A	30	177808	19 41 11	30 33 29	B9	$+0, 453$	$9 -1, 150$	$5 +0, 318$	12	6, 04	$-0, 04$	$+0, 05$
64K	29	186440	20 01 34	29 45 44	K0	$+0, 439$	$12 -0, 171$	$9 +0, 551$	14	5, 74	$+0, 75$	$+0, 33$
65A	32	190360	20 49 58	32 39 36	B9	$+0, 810$	$7 -1, 246$	$14 -0, 240$	12	6, 40	$-0, 12$	$-0, 64$
65K	29	198820	21 12 02	29 41 36	K0	$+0, 585$	$13 +0, 287$	$12 +0, 973$	15	6, 18	$+1, 12$	$+0, 85$
		202314										

Таблица 4 (продолжение)

Номер звезд	BD	HD	α_{1950}	δ_{1950}	Sp	v	$b-v$	$u-b$	Число наблюдений	V	B-V	U-B
66A	29°	4604	$22^h 08^m 36^s$	$+30^\circ 18' 23''$	A5	$+0,708 \pm 0,013$	$-0,847 \pm 0,008$	$+0,434 \pm 0,012$	40	$6,30$	$+0,20$	$+0,19$
66K	27	4280	22 41 26	28 21 36	K2	$+0,310$	$+0,363$	$9+1,309$	20	5,90	$+1,18$	$+1,26$
67A	27	4517	23 42 31	27 47 54	A0	$+1,498$	$14-1,028$	$8+0,324$	5	7,07	$+0,06$	$+0,05$
67K	28	4548	23 40 38	29 10 41	K0	$+0,758$	$12+0,078$	$5+0,809$	41	6,34	$+0,95$	$+0,65$
68A	15	59	0 24 55	15 44 55	A5	$+0,839$	$7-0,780$	$16+0,422$	11	6,42	$+0,26$	$+0,17$
68K	45	63	0 25 37	16 40 07	K2	$+0,496$	$7+0,897$	$12+1,956$	19	8	$+1,61$	$+2,05$
69A	45	177	1 41 28	15 52 40	B8	$+0,359$	$7-1,461$	$5-0,029$	7	6,09	$+0,05$	$-0,38$
69K	48	8763	1 23 59	18 58 55	K0	$-0,077$	$7+0,290$	$5+1,455$	18	5,52	$+1,12$	$+1,07$
70A	49	340	2 15 20	19 40 45	A0	$+0,000$	$9-1,061$	$7+0,322$	5	5,60	$+0,03$	$+0,05$
70K	14	357	2 40 19	15 02 47	K5	$+0,162$	$12+0,867$	$16+1,876$	19	5,76	$+1,58$	$+1,96$
71A	18	484	3 24 12	18 34 59	A2	$+0,953$	$9-0,911$	$21+0,391$	11	6,54	$+0,15$	$+0,14$
71K	12	473	3 21 25	12 27 13	G5	$+0,460$	$7+0,460$	$11+1,202$	17	6,05	$+1,26$	$+1,13$
72A	13	648	4 06 14	13 46 02	B9	$+0,327$	$8-0,934$	$21+0,241$	8	5,92	$+0,03$	$-0,05$
72K	16	569	4 09 39	17 09 01	G5	$+0,489$	$14+0,267$	$10+1,090$	20	6,08	$+1,10$	$+0,99$
73A	15	822	5 24 22	15 42 59	A2	$+0,542$	$14-0,959$	$15+0,393$	18	7	$+0,11$	$+0,14$
73K	17	931	5 25 07	17 41 57	K5	$+0,208$	$9+0,949$	$11+1,965$	19	5,80	$+1,65$	$+2,06$
74A	14	1233	6 14 43	14 04 41	B9	$+0,972$	$4-1,093$	$22+0,238$	15	4	0,00	$-0,05$
74K	14	1247	6 17 13	14 40 26	K5	$+0,124$	$9+0,882$	$10+1,846$	19	7	$+1,60$	$+1,92$
75A	15	1579	7 25 57	15 42 48	A0	$+0,592$	$11-1,439$	$15+0,212$	9	5,72	$-0,03$	$-0,03$
75K	12	1469	7 41 45	12 42 42	K0	$+0,033$	$18+0,184$	$13+0,937$	23	6,18	$+1,03$	$+0,80$
76A	15	1775	8 08 10	14 46 44	A0	$+0,605$	$14-1,039$	$22+0,362$	21	6,19	$+0,05$	$+0,10$
76K	13	1940	8 30 59	13 25 47	K0	$+0,700$	$18+0,385$	$8+1,320$	18	6,29	$+1,20$	$+1,27$
77A	15	2027	9 18 30	15 35 04	A0	$+0,909$	$3-1,059$	$14+0,347$	20	6,49	$+0,03$	$+0,03$
77K	15	2009	9 12 28	15 09 00	K0	$-0,245$	$13+0,568$	$18+1,388$	9	5,36	$+1,34$	$+1,36$
78A	15	2192	10 19 09	15 13 42	B9	$+0,498$	$18-1,042$	$15+0,338$	10	6,09	$+0,05$	$+0,07$
78K	12	2211	10 24 33	11 34 46	G5	$+1,104$	$-0,042$	$20+0,766$	19	6,68	$+0,85$	$+0,60$

Таблица 4 (продолжение)

Номер звезды	BD	HD	α_{1950}	δ_{1950}	Sp	v	$b-v$	$u-b$	Число наблю- дений	V	B-V	U-B
79A	15° 2301	97244	11 ^h 09 ^m 06 ^s	+14° 40' 22"	A5	$+0,681 \pm 0,019$	$-0,807 \pm 0,013$	$+0,374 \pm 0,017$	6	$6,27$	$+0,24$	$+0,12$
79K	12 2335	99196	11 22 23	11 42 19	K0	$+0,275$	$+0,613$	$+1,612$	46	5,87	$+1,33$	$+1,63$
80A	17 2446	105778	12 07 59	17 05 14	A0	$+0,734$	$-0,946$	$+0,405$	46	6,32	$+0,12$	$+0,15$
80K	16 2362	107415	12 18 17	15 49 06	K0	$+0,883$	$+0,190$	$+0,939$	15	6,47	$+1,04$	$+0,83$
81A	20 2814	115365	13 14 07	20 02 54	A3	$+0,834$	$-0,758$	$+0,387$	48	6,42	$+0,27$	$+0,11$
81K	17 2595	114326	13 07 20	17 06 53	K0	$+0,326$	$+0,718$	$+1,668$	17	5,93	$+1,46$	$+1,70$
82A	19 2779	124953	14 13 43	19 08 38	A5	$+0,372$	$-0,723$	$+0,348$	6	5,96	$+0,30$	$+0,08$
82K	15 2651	121980	13 56 15	14 53 33	K0	$+0,435$	$+0,718$	$+0,1718$	15	6,03	$+1,46$	$+1,76$
83A	13 2928	136831	15 20 01	12 44 43	A0	$+0,655$	$-1,067$	$+1,020,298$	13	6,24	$+0,03$	$+0,02$
83K	13 2901	134323	15 06 31	13 25 27	K0	$+0,517$	$+0,125$	$+0,815$	9	6,11	$+0,99$	$+0,66$
84A	17 2982	145647	16 03 13	16 47 37	A0	$+0,455$	$-1,031$	$+0,326$	14	6,05	$+0,03$	$+0,03$
84K	19 3075	146388	16 13 16	18 55 59	K0	$+0,410$	$+0,323$	$+1,435$	9	5,71	$+1,45$	$+1,05$
85A	16 3174	157740	17 22 17	16 20 44	A2	$+0,090$	$-0,974$	$+0,416$	9	5,69	$+0,10$	$+0,17$
85K*	13 3295	154278	17 01 40	13 38 16	K2	$+0,425$	$+0,245$	$+0,924$	14	6,02	$+1,08$	$+0,79$
86A	13 3593	168199	18 15 46	13 45 23	B5	$+0,650$	$-1,095$	$-0,466$	11	6,24	0,00	$-0,55$
86K	15 3327	164507	17 58 42	15 05 42	G5	$+0,666$	$-0,213$	$+0,508$	14	6,25	$+0,71$	$+0,23$
87A	13 4020	183144	19 25 16	14 10 47	B5	$+0,634$	$-1,457$	$-0,419$	6	6,28	$-0,05$	$-0,49$
87K	14 3936	183492	19 27 04	14 29 30	K0	$-0,002$	$+0,208$	$+1,052$	9	5,60	$+1,05$	$+0,95$
88A	13 4360	193472	20 17 40	13 23 23	A5	$+0,330$	$-0,704$	$+0,396$	11	5,92	$+0,32$	$+0,14$
88K	14 4263	193556	20 18 01	14 24 37	G5	$+0,540$	$+0,055$	$+0,830$	9	6,13	$+0,93$	$+0,67$
89A	17 4582	204133	21 23 47	17 50 54	A5	$+1,252$	$-0,075$	$+0,300$	8	6,82	$+0,02$	$+0,02$
89K	17 4592	204560	21 26 39	17 41 42	K0	$+0,871$	$+0,654$	$+1,654$	19	12	$+1,41$	$+1,68$
90A	14 4786	212186	22 19 39	15 23 56	A0	$+1,072$	$-1,084$	$+0,287$	6	6,65	$+0,01$	$-0,02$
90K	15 4592	210702	22 09 26	15 47 36	K0	$+0,386$	$-0,115$	$+0,887$	12	5,98	$+0,98$	$+0,72$
91A	14 4929	218155	23 03 04	+14 41 20	A0	$+1,466$	$-0,041$	$+0,351$	13	6,75	$+0,05$	$+0,09$
91K	16 4882	218792	23 03 13	+17 19 23	K5	$+0,138$	$+0,588$	$+1,551$	7	5,74	$+1,36$	$+1,56$

Таблица 4 (продолжение)

Номер звезды	BD	HD	α_{1950}	δ_{1950}	Sp	v	$b-v$	$u-b$	Число наблю- дений	V	B-V	U-V
92A	-3° 413	4965	$^h 0^m 49^s 00$	$-3^{\circ} 24' 54''$	A0	$+1,864 \pm 0,013$	$-0,914 \pm 0,007$	$+0,398 \pm 0,006$	8	$7,23$	$+0,15$	$+0,14$
92K	+1 221	7014	1 07 59	+2 10 48	K0	$+0,404$	$+0,820$	$+1,954$	18	6,00	$+1,55$	$+2,05$
93A	-0 307	12573	2 00 38	-0 06 42	A5	$-0,467$	$-0,888$	$+0,453$	13	5,44	$+0,47$	$+0,21$
93K	-0 318	12923	2 03 55	-0 12 10	K0	$+0,727$	$+0,020$	$+0,761$	12	6,31	$+0,90$	$+0,59$
94A	+3 420	13883	2 59 45	+4 09 25	B5	$+0,018$	$-1,208$	$-0,023$	6	5,62	$-0,09$	$-0,37$
94K	+1 534	19121	3 02 03	+1 40 11	K0	$+0,496$	$+0,228$	$+0,008$	14	6,09	$+1,07$	$+0,89$
95A	-1 600	26739	4 11 06	-1 16 32	B5	$+0,802$	$-1,196$	$-0,133$	14	6,39	$-0,08$	$-0,51$
95K	-0 602	23887	3 46 05	+0 04 32	K0	$+0,341$	$+0,443$	$+1,376$	20	5,94	$+1,24$	$+1,34$
96A	+1 846	31209	4 51 20	+1 29 20	A2	$+1,009$	$-1,026$	$+0,356$	11	6,59	$+0,06$	$+0,09$
96K	+0 923	32263	4 59 16	+0 39 03	K0	$+0,325$	$+0,503$	$+1,447$	16	5,92	$+1,29$	$+1,43$
97A	-1 1083	40574	5 57 06	-1 26 46	B9	$+0,977$	$-1,417$	$+0,035$	11	6,56	$-0,01$	$-0,30$
97K	+0 1208	39775	5 52 09	+0 57 38	K0	$+0,410$	$+0,546$	$+1,536$	18	6,00	$+1,33$	$+1,54$
98A	-1 1386	49434	6 45 47	-1 15 42	A5	$+0,474$	$-0,692$	$+1,372$	6	5,77	$+0,33$	$+0,11$
98K	-1 1509	52611	6 59 21	-1 46 21	K0	$+0,552$	$+0,555$	$+1,420$	6	6,44	$+1,33$	$+1,40$
99A	+3 1880	65372	7 55 54	+3 04 20	A3	$+1,056$	$-0,896$	$+0,468$	12	6,64	$+0,16$	$+0,23$
99K	+4 1880	64938	7 53 46	+4 37 16	K0	$+0,559$	$+0,216$	$+1,922$	20	6,15	$+1,06$	$+0,79$
100A	-3 2506	76273	8 52 28	-3 21 52	A2	$+1,401$	$-0,826$	$+1,464$	20	6,98	$+0,22$	$+0,23$
100K	+0 2449	77353	8 59 25	-0 47 10	K0	$+0,095$	$+0,333$	$+1,149$	25	5,69	$+1,16$	$+1,06$
101A	+3 2280	85504	9 49 37	+2 41 17	A0	$+0,382$	$-1,117$	$+0,278$	12	5,98	$-0,01$	0,00
101K	+0 2573	85505	9 49 38	+0 18 41	K0	$+0,791$	$+0,089$	$+0,928$	20	6,38	$+0,96$	$+0,79$
102A	+0 2728	95771	11 00 41	-0 28 53	A3	$+0,551$	$-0,755$	$+1,358$	15	6,14	$+0,28$	$+0,10$
102K	-1 2460	94402	10 51 11	-1 51 47	K0	$-0,097$	$+0,427$	$+0,893$	16	5,50	$+0,99$	$+0,75$
103A	+1 2624	103313	11 51 17	+0 49 48	A5	$+0,694$	$-0,830$	$+1,426$	16	6,28	$+0,22$	$+0,18$
103K	+1 2636	104055	11 56 30	+0 48 31	K0	$+0,638$	$-0,474$	$+1,406$	19	6,23	$+1,27$	$+1,38$
104A	+4 2631	109860	12 35 31	+3 33 26	A0	$+0,707$	$-1,033$	$+1,350$	16	6,30	$+0,05$	$+0,08$
104K	-3 3373	112048	12 51 03	-3 57 08	K0	$+0,748$	$+0,281$	$+1,119$	6	6,33	$+1,11$	$+1,03$
105A	-0 2686	116831	13 23 38	-0 55 59	A3	$+0,276$	$-0,862$	$+1,418$	12	5,87	$+0,19$	$+0,17$

Таблица 4 (продолжение)

Номер звезды	BD	HD	α_{1950}	δ_{1950}	Sp	v	$b-v$	$u-b$	Число наблю- дений	V	B-V	U-B
105K	-0° 2694	117267	13 ^h 26 ^m 41 ^s	-1° 06' 20"	K0	+0 ^m .800 ± 0 ^m .016	+0 ^m .332 ± 0 ^m .018	+1 ^m .175 ± 0 ^m .003	5	6 ^m .39	+1 ^m .15	+1 ^m .10
106A	+1 2972	129356	14 42 57	+0 55 33	B9	+0 ^m .047	44 -1, 074	08 +0, 259	40	5, 64	+0, 02	-0, 03
106K	+0 3253	130370	14 48 26	-0 03 07	K2	+0 ^m .580	40 +0, 659	47 +1, 678	41	6, 17	+1, 42	+1, 71
107A	-3 3829	141378	15 46 19	-3 40 00	A3	-0 ^m .040	8 -0, 938	20 +0, 414	12	5, 56	-0, 13	+0, 16
107K	+1 3125	140815	15 43 07	+1 02 47	K0	+0 ^m .723	5 +0, 418	14 +1, 230	8	6, 31	+1, 22	+1, 16
108A	-1 3174	147550	16 20 03	-1 57 49	B9	+0 ^m .638	5 -1, 009	14 +0, 339	12	6, 23	+0, 07	+0, 07
108K	-2 4211	148661	16 33 44	-2 13 10	K0	+0 ^m .153	44 -0, 058	40 +0, 658	20	5, 75	+0, 84	+0, 46
109A	+3 3493	161941	17 45 51	+3 49 11	A0	+0 ^m .559	18 -0, 923	18 +0, 370	14	6, 15	+0, 14	+0, 11
109K	+2 3405	162113	17 46 48	+1 58 29	K0	+0 ^m .894	7 +0, 456	15 +1, 328	19	6, 49	+1, 25	+1, 28
110A	-0 3521	171978	18 35 02	-0 21 11	A0	+0 ^m .171	11 -0, 978	9 +0, 404	13	5, 77	+0, 10	+0, 15
110K	+2 3730	175679	18 53 54	+2 24 17	K0	+0 ^m .535	7 +0, 108	11 +0, 872	13	6, 12	+0, 97	+0, 72
111A	-0 3843	185762	19 38 09	-0 44 19	A0	+0 ^m .056	12 -0, 927	8 +0, 372	12	5, 65	+0, 14	+0, 11
111K	-2 5133	187860	19 48 35	-2 35 20	K5	+0 ^m .559	11 +0, 866	8 +1, 822	19	6, 15	+1, 58	+1, 89
112A	-0 4056	196126	20 34 45	-0 04 41	B8	+0 ^m .610	11 -1, 156	12 -0, 036	11	6, 20	-0, 05	-0, 39
112K	-3 5018	197954	20 44 28	-2 40 15	K2	+0 ^m .708	7 +0, 875	14 +1, 957	6	6, 30	+1, 59	+2, 06
113A	+2 4414	207203	21 44 42	+2 27 14	A0	+0 ^m .028	14 -1, 021	6 +0, 356	13	5, 63	+0, 03	+0, 10
113K	+0 4770	206445	21 39 37	+1 03 24	K5	+0 ^m .076	17 +0, 718	14 +1, 667	15	5, 67	+1, 46	+1, 70
114A	+0 4939	216701	22 52 26	+0 47 52	A3	+0 ^m .538	21 -0, 853	13 +0, 448	9	6, 13	+0, 20	+0, 20
114K	-2 5781	213789	22 31 23	-1 49 56	K0	+0 ^m .280	8 +0, 136	8 +0, 859	21	5, 87	+1, 00	+0, 71
115A	+0 5054	223433	23 46 54	+0 47 54	A2	+0 ^m .144	21 -0, 907	16 +0, 485	17	5, 74	+0, 16	+0, 25
115K	-1 4450	221409	23 29 24	-1 21 44	K0	+0 ^m .804	17 +0, 414	20 +1, 195	6	6, 39	+1, 22	+1, 12
116A	-18 6428	256	0 04 45	-17 39 55	A3	+0 ^m .569	8 -0, 927	4 +0, 358	18	6, 16	+0, 14	+0, 10
116K	-13 43	645	0 08 03	-12 51 27	K0	+0 ^m .200	10 +0, 161	12 +0, 964	21	5, 80	+1, 02	+0, 84
117A	-16 265	9672	1 32 11	-15 55 55	A2	+0 ^m .007	15 -0, 990	22 +0, 349	8	5, 61	+0, 09	+0, 08
117K	-16 237	8589	1 22 13	-15 55 13	G5	+0 ^m .554	21 +0, 062	10 +0, 747	7	6, 14	+0, 94	+0, 57
118A	-15 380	13442	2 08 40	-15 18 18	A0	+1, 080	20 -0, 951	13 +0, 363	9	6, 64	+0, 12	+0, 10

Таблица 4 (продолжение)

Номер звезда	BD	HD	α_{1953}	δ_{1950}	Sp	v	$b-v$	$u-b$	Число наблю- дений	V	$B-V$	$U-V$
118K	-18° 409	14728	$2^h 19^m 44^s$	-17° 53' 20"	K0	$+0^m, 297 \pm 0^m, 023$	$+0^m, 454 \pm 0^m, 012$	$+1^m, 419 \pm 0^m, 022$	2	$5^m, 89$	$+1^m, 25$	$+1^m, 40$
119A	-13 662	21088	3 27 14	-12 50 45	A2	-0, 046	04 -0, 959	19 +0, 396	16	5, 55	+0, 11	+0, 14
119K	-16 587	19887	3 08 57	-16 12 46	K0	$+0, 472$	17 +0, 403	15 +1, 350	3	6, 06	+0, 21	+1, 31
120A	-16 820	26994	4 13 41	-16 34 06	B8	$+1, 410$	20 -1, 156	3 -0, 147	11	6, 69	-0, 05	-0, 52
120K	-13 896	28625	4 27 51	-13 42 00	G5	$+0, 594$	11 +0, 160	13 +0, 902	10	6, 18	+1, 02	+0, 76
121A	-13 1435	35104	5 19 33	-13 48 13	B8	$+0, 931$	5 -1, 204	12 -0, 065	22	6, 52	-0, 03	-0, 42
121K	-13 1416	34538	5 15 22	-13 34 18	K0	-0, 218	22 +0, 044	0 +0, 806	9	5, 38	+0, 92	+0, 64
122A	-16 1415	43544	6 13 54	-16 35 59	B5	$+0, 418$	15 -1, 288	22 -0, 310	16	5, 71	-0, 15	-0, 72
122K	-14 1400	44024	6 16 33	-15 00 13	K5	$+0, 367$	16 +0, 916	18 +1, 843	16	5, 96	+1, 62	+1, 92
123A	-12 1788	53975	7 04 16	-12 18 56	B5p	$+0, 617$	12 -1, 192	23 -0, 457	6	6, 21	-0, 08	-0, 90
123K	-14 1846	57478	7 18 41	-14 15 55	K0	-0, 434	16 +0, 144	16 +0, 821	8	5, 47	+1, 00	+0, 66
124A	-15 2362	69665	8 15 06	-16 07 45	A0	$+0, 542$	7 -1, 058	15 +0, 367	6	6, 13	+0, 03	+0, 11
124K	-12 2490	70673	8 20 26	-12 53 34	K0	$+0, 365$	9 +0, 148	18 +1, 038	23	5, 96	+1, 00	+0, 93
125A	-14 2793	79752	9 13 03	-14 48 57	A0	$+0, 454$	17 -1, 076	20 +0, 303	17	6, 05	+0, 02	+0, 03
125K	-13 2808	80050	9 14 45	-14 21 49	K0	$+0, 486$	16 +0, 237	23 +1, 050	17	5, 78	+1, 03	+0, 94
126A	-14 3036	88025	10 06 11	-15 21 59	A0	$+0, 667$	20 -1, 065	20 +0, 302	18	6, 26	+0, 03	+0, 03
126K	-16 2974	87808	10 04 46	-16 53 46	K2	$+0, 007$	12 +0, 749	16 +1, 693	27	5, 61	+1, 49	+1, 73
127A	-17 3321	97411	11 10 01	-18 13 39	A0	$+0, 222$	13 -1, 003	5 +0, 272	14	5, 82	+0, 07	-0, 01
127K	-12 3333	95870	11 01 07	-13 09 54	G5	$+0, 702$	19 +0, 016	20 +0, 796	13	6, 29	+0, 83	+0, 63
128A	-15 3442	106819	12 14 28	-16 24 58	A2	$+0, 227$	18 -0, 951	8 +0, 401	9	5, 82	+0, 12	+0, 15
128K	-15 3471	108477	12 25 13	-16 21 20	G5	$+0, 758$	10 -0, 031	19 +0, 716	20	6, 35	+0, 86	+0, 53
129A	-18 3587	116061	13 18 42	-19 13 39	A0	$+0, 488$	3 -1, 051	15 +0, 277	19	5, 78	+0, 04	0, 00
129K	-11 3516	116870	13 24 04	-12 26 53	K2	-0, 400	18 +0, 709	18 +1, 662	20	5, 20	+1, 46	+1, 69
130A	-17 4046	124683	14 12 38	-17 58 07	B9	-0, 356	24 -1, 170	11 +0, 239	7	5, 25	-0, 06	-0, 05
130K	-14 3863	122837	14 01 44	-14 43 56	K0	$+0, 695$	14 +0, 263	11 +1, 090	18	6, 28	+1, 10	+0, 99

Таблица 4 (окончание)

Номер звезды	BD	HD	α_{1950}	δ_{1950}	Sp	v	$b-v$	$u-b$	Число наблю- дений	V	B-V	U-V
131A	-17° 4285	135230	$15^h 11^m 44^s$	-17° 35' 00"	B9	$+0^m, 548 \pm 0^m, 012$	$-1^m, 177 \pm 0^m, 009$	$+0^m, 089 \pm 0^m, 018$	5	$6^m, 14$	$-0^m, 06$	$-0^m, 26$
131K*	-16 4089	137744	16 25 26	-16 32 37	K0	-0, 935	17 +0, 055	19 +0, 925	17	4, 68	+0, 93	+0, 79
132A	-14 4383	146254	16 13 02	-14 43 31	A0	+0, 472	14 -1, 000	8 +0, 303	22	6, 06	+0, 08	+0, 03
132K	-14 4398	146850	16 16 11	-14 45 09	K0	+0, 378	16 +0, 815	14 +1, 909	0	5, 97	+1, 54	+2, 00
133A	-18 4516	157546	17 21 41	-18 24 04	A0	+0, 523	14 -1, 027	23 +0, 178	18	6, 11	+0, 06	-0, 13
133K	-16 4470	156462	17 15 26	-16 45 36	K5	+0, 867	12 +0, 987	20 +1, 991	15	6, 45	+1, 68	+2, 10
134A	-14 5077	170397	18 26 56	-14 36 59	A0p	+0, 333	20 -1, 127	20 +0, 186	0	5, 93	-0, 02	-0, 12
134K*	-15 4927	168415	18 17 16	-15 51 14	K2	-0, 292	20 +0, 693	17 +1, 670	10	5, 31	+1, 44	+1, 70
135A	-15 5348	182645	19 23 20	-15 09 14	B8	+0, 094	20 -1, 060	22 +0, 009	15	5, 69	+0, 03	-0, 33
135K	-15 5310	180928	19 16 09	-15 37 30	K2	+0, 551	17 +0, 659	18 +1, 623	17	6, 14	+1, 42	+1, 65
136A	-13 5569	190454	20 02 40	-12 48 29	A0	+0, 926	5 -1, 025	10 +0, 306	15	6, 51	+0, 06	+0, 03
136K	-16 5609	194918	20 25 55	-15 54 31	K0	+0, 825	9 +0, 162	8 +0, 870	18	6, 41	+1, 02	+0, 72
137A	-15 5908	201707	21 08 56	-14 40 40	A5	+0, 866	8 -0, 728	9 +0, 423	7	6, 45	+0, 30	+0, 18
137K	-17 6216	202261	21 12 19	-17 33 11	G5	+0, 457	17 +0, 118	19 +0, 864	19	6, 05	+0, 58	+0, 72
138A	-15 6231	213236	22 27 37	-14 50 31	A0	+0, 745	17 -1, 128	9 -0, 002	20	6, 33	-0, 02	-0, 35
138K	-14 6255	211676	22 15 20	-13 33 22	K0	+0, 370	12 +0, 242	6 +1, 081	17	5, 96	+1, 08	+0, 98
139A	-15 6360	218639	23 07 12	-14 46 55	A0	+0, 827	14 -1, 054	14 +0, 322	10	6, 41	+0, 03	+0, 05
139K	-18 6283	219879	23 16 46	-18 20 57	K0	+0, 367	9 +0, 822	13 +1, 964	16	5, 96	+1, 55	+2, 06

Примечания. 9K — A2691, K5, 5^m, 88—5^m, 98. 21A — звезда в звездной куче — отделить трудно. Исключена из списка. 40A — Sp cB8e, General Catalogue by B. Boss. 85K — Sp G9 (Z. Astrophys., 1958, 45, 35). 131K — наблюдения неуберенные. 134K — наблюдения при $F(z) > 3.0$.

Таблица 5

Список контрольных звезд

BD	α_{1950}	δ_{1950}	S _p	v	b - v	u - b	Число наблюдений	V	B - V	U - B
+19° 27	$0^h 12^m 01^s$	+19° 55' 43"	M2 III	-0,746 ± 0,008	+0,890 ± 0,008	+1,827 ± 0,016	11	^m 4,86	+1,60	+1,90
+37 34	0 14 23	+38 24 15	A2 V	-1,039	-1,034	+0,315	7	4,58	+0,05	+0,04
+40 171	0 47 03	+40 43 25	B5 V	-1,131	-1,269	-0,496	5	4,49	-0,14	-0,58
+19 279	1 39 47	+20 01 34	K4 V	-0,340	-0,032	+0,696	14	5,26	+0,86	+0,51
+56 438	2 07 59	+57 24 39	B5 Ia	+0,792	-0,722	-0,037	20	6,38	+0,30	-0,44
+57 519	2 10 09	+58 19 39	A3 Iab	+0,889	-0,420	+0,484	20	6,47	+0,55	-0,24
+2 518	3 16 44	+3 11 17	G5	-0,751	-0,258	+0,442	20	4,86	+0,69	+0,20
+22 563	3 45 23	+23 46 09	B9 V	-0,171	-1,164	+0,031	17	5,43	-0,05	-0,31
+33 1013	5 16 43	+33 54 28	A5 II	-0,535	-0,760	+0,598	16	5,07	+0,27	+0,39
+13 1173	6 12 48	+43 52 04	B1 V	+0,325	-1,316	-0,497	9	5,91	-0,13	-0,95
+23 1275	6 13 56	+23 45 35	B2 Ia	+0,735	-0,602	-0,051	12	6,32	+0,40	-0,40
+20 2150	8 36 59	+19 43 06	K0 III	+0,938	+0,092	+0,948	14	6,52	+0,96	+0,82
+67 577	9 06 02	+67 20 21	F7 IV-V	-0,828	-0,494	+0,298	9	4,73	+0,49	+0,02
+57 1408	12 58 35	+56 38 08	F2 V	-0,704	-0,639	-0,288	8	4,90	+0,37	+0,01
+27 2558	15 55 31	+27 01 17	K3 III	-1,485	-0,469	+1,299	9	4,14	+1,26	+1,25
+61 1678	17 34 28	+61 54 45	G1 V	-0,367	-0,367	+0,336	12	5,24	+0,59	+0,07
+38 3095	18 07 58	+38 27 12	K2 V	+0,843	-0,010	+0,766	10	6,40	+0,88	+0,60
+3 4065	19 31 07	+3 39 08	B5	+1,249	-1,078	-0,424	15	6,83	+0,02	-0,85
+33 3587	19 44 32	+33 36 37	F5 V	-0,658	-0,529	+0,251	8	4,95	+0,46	-0,03
-2 5283	20 24 52	-2 46 05	F8	+1,118	-0,454	+0,280	15	6,70	+0,52	0,00
+19 4591	21 19 46	+19 35 23	K4 III	-1,546	+0,288	+1,118	10	4,08	+1,42	+1,03
+88 112	20 03	+88 55	M	+0,766	+0,869	+1,737	13	6,35	+1,59	+1,79

v , $b - v$ и $u - b$ в нашей натуральной системе с их квадратичными ошибками, а также число наблюдений. В следующих столбцах даны эти значения, приведенные к системе U, B, V .

Данные относящиеся к звездам со склонением $\delta = -15^\circ$ (площадки Каптейна SA 116—139), обладают практически не меньшей точностью, несмотря на то что наблюдения этих звезд проводились на больших зенитных расстояниях.

Среднее арифметическое значение ошибки одной каталожной величины оказалось равным $\varepsilon_v = \pm 0^m,012$. Для цветовых эквивалентов имеем соответственно: $\varepsilon_{b-v} = \pm 0^m,012$, $\varepsilon_{u-b} = \pm 0^m,013$ (для площадок № 1—115) и $\varepsilon_v = \pm 0^m,013$, $\varepsilon_{b-v} = \pm 0^m,014$ и $\varepsilon_{u-b} = \pm 0^m,014$ (для площадок № 116—139).

Несколько заниженная точность полученного каталога по сравнению с ожидавшейся объясняется, как уже отмечалось выше, использованием для наблюдений ночей, из которых не все были безупречны в фотометрическом отношении. Однако мы надеемся, что примененный нами метод учета экстинкции позволил построить каталог внеатмосферных фотометрических параметров звезд, не содержащий существенных систематических ошибок.

Для сравнения величины v и цвета $b - v$ с величинами V_R и CI_R , приведенными в табл. 3 статьи [1], были получены следующие зависимости между рассматриваемыми системами:

$$V_R = v + 5^m,613, \quad \pm 0,006 \quad (4)$$

$$CI_R = +0^m,743 + 0^m,829 (b - v). \quad \pm 0,005 \quad \pm 0,006 \quad (5)$$

Авторы считают весьма целесообразным и существенным распространить настоящий каталог на все небо с добавлением в каждой площадке Каптейна двух — трех пар звезд до $10 - 11^m$ величин.

Авторы приносят благодарность А. И. Брунс, Л. Н. Шваук и А. И. Оляковой за помощь в наблюдениях и их обработке.

Сентябрь 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Е. Р у б к а. Acta astron., 1957, 7, 65.
2. В. Н и к о н о в, С. Н е к р а с о в а, Н. П о л о с у х и н а, Е. Р ы б к а. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 27, 228.
3. П. О. Ч е ч и к, С. Н. Ф а й н ш т е й н, Т. М. Л и ф ш и ц. Электронные умножители, 2-е изд. М., Гостехиздат, 1957.
4. H. L. J o h n s o n, W. W. M o r g a n. Astrophys. J., 1953, 117, 313.
5. H. L. J o h n s o n. Ann. astrophys., 1955, 18, 292.
6. В. Б. Н и к о н о в. Бюлл. Абастуманской obs., 1953, № 14, 77.
7. В. Б. Н и к о н о в, С. В. Н е к р а с о в а, Н. С. П о л о с у х и н а, Д. Н. Р а ч к о в с к и й, К. К. Ч у в а е в. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1957, 17, 50.

СВОДНАЯ КРИВАЯ БЛЕСКА И КОЛОРИМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ RW Aur В 1962 г.

И. Ф. Ч у г а й н о в

Дана сводная кривая блеска RW Aur по наблюдениям, проводившимся в 1962 г. на пяти обсерваториях по кооперативной программе.

Изменения блеска состоят из накладывающихся коротких волн со средней амплитудой $0^m.25$ и продолжительностью меньше одних суток и длинных волн продолжительностью 10—20 дней. Различные значения блеска встречаются не одинаково часто. Наиболее предпочитаемым является блеск $B = 11^m.6$. Поярчания звезды относительно этого состояния происходят чаще, чем ослабления.

Наблюдения RW Aur, выполненные в трех цветах B , V и I , показывают, что зависимость изменения блеска от длины волны сложная. Наблюдаемые изменения блеска возникают в результате наложения эмиссии, непрерывной и линейной, на перемешанное излучение звезды. При этом абсолютная интенсивность эмиссии, по-видимому, изменяется в меньшей степени, чем интенсивность непрерывного спектра.

A GENERAL LIGHT CURVE AND COLORIMETRIC OBSERVATIONS OF RW Aur DURING 1962, by P. F. Chugainov.— A general light curve of RW Aur, obtained from observations made during 1962 at five observatories according to a cooperative program, is given.

The brightness variations consist of a superposition of short waves with a mean amplitude of $0^m.25$ with a duration of less than one day and long waves with a duration of 10—20 days. Different values of brightness do not have the same frequency of occurrence, $B=11^m.6$ being the most frequent. The increase of brightness with respect to this state is more frequent than one's decrease.

B , V , I observations of RW Aur show that the dependence of light variations on wavelength is complex. The observed light variations are due to the superposition of continuous and line emission on the variable radiation of the star, the absolute emission intensity variations apparently being smaller than those of the intensity of the continuous spectrum.

В 1962 г. по инициативе рабочей группы по нестационарным звездам комиссии по переменным звездам Астрономического совета АН СССР были организованы кооперативные наблюдения RW Aur, проводившиеся рядом советских обсерваторий, и в том числе Крымской астрофизической обсерваторией. Целью этой кооперативной работы было исследование изменений блеска и спектра RW Aur как наиболее характерной нестационарной звезды этого типа. Наблюдения проводились в ноябре и декабре 1962 г. в течение двух десятидневных интервалов.

Результаты наблюдений обсерваторий изложены в отдельных статьях, часть которых [1, 2] опубликована, а часть находится в печати [3, 4]. Здесь даны результаты фотометрических наблюдений в Крымской астрофизической обсерватории и построена сводная кривая блеска, в которую включены наблюдения и других обсерваторий.

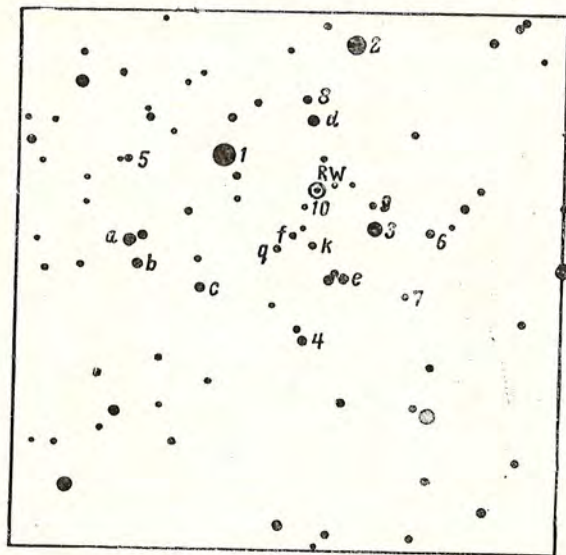
Т а б л и ц а 1

Обсерватория	Наблюдатель	Телескоп	Вид наблюдения
Абастуманская астрофизическая обсерватория АН ГрузССР	Я. И. Кумсишвили, Н. Л. Магалашвили	33-см рефлектор	Фотоэлектрические B, V
Ин-т астрофизики АН ТаджССР, Душанбе	Н. М. Шаховской, О. П. Васильяновская	20-см менисковый рефлектор	То же
Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР	П. Ф. Чугайнов	64-см менисковый рефлектор	Фотоэлектрические B, V, I
Астрофизическая лаборатория АН ЛатвССР, Рига	А. К. Алкснис, И. А. Даубе	12-см астрограф	Фотографические B
Ташкентская астрономическая обсерватория	И. М. Ищенко	6,7-см астрограф	Фотографические B, V

Автор благодарен наблюдателям, любезно предоставившим в наше распоряжение результаты своих наблюдений до их опубликования. В табл. 1 указаны обсерватории, принимавшие участие в наблюдениях RW Aur.

1. РЕДУКЦИЯ НАБЛЮДЕНИЙ

Поскольку большая часть оценок блеска сделана в синих лучах, было решено построить сводную кривую блеска в шкале величин B . Нашей задачей было перейти от разностей величин переменной и звезды сравнения в синих лучах Δm_c к ΔB . Звездой сравнения была d (фиг. 1), для которой, по нашим наблюдениям, $B = 11^m, 51$, $B - V = 0^m, 45$.



Фиг. 1. Карта окрестностей RW Aur

Соотношения, необходимые для редукции крымских наблюдений к системе B, V , рассмотрены в [5]. Для перехода от Δm_c , $\Delta m_{\text{ж}}$ к ΔB , $\Delta(B - V)$ были использованы формулы

$$\left. \begin{aligned} \Delta B &= \Delta m_c + [0,10 - \gamma_m F(z)] \frac{\Delta C_{\text{сж}}}{1 + \gamma_C F(z)}, \\ \Delta(B - V) &= 1,10 \cdot \frac{\Delta C_{\text{сж}}}{1 + \gamma_C F(z)}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где $\Delta C_{\text{сж}}$ — наблюдаемая разность показателей цвета переменной и звезды сравнения и γ — производная фактора экстинкции по цвету. Индексы m и C указывают, что фактор экстинкции относится к звездной величине и к цвету. Принимались значения $\gamma_m = \gamma_C = -0,03$ [5].

Н. М. Шаховской по наблюдениям 16 стандартов получил следующие соотношения для редукции наблюдений в Душанбе:

$$\left. \begin{aligned} \Delta B &= 0,952\Delta m_c + [0,164 - \gamma_m F(z)] \frac{\Delta C_{\text{сж}}}{1 + \gamma_C F(z)}, \\ \Delta(B - V) &= 1,023 \cdot \frac{\Delta C_{\text{сж}}}{1 + \gamma_C F(z)}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Им же получены $\gamma_m = -0,014$, $\gamma_C = -0,029^*$. Ввиду того что большая часть оценок блеска RW Aug в Душанбе была сделана только с синим фильтром, применить эти редукционные формулы было невозможно. Чтобы преодолеть это затруднение, мы использовали зависимость между $\Delta(B - V)$ и ΔB , полученную по крымским наблюдениям (использованы данные табл. 3 и фиг. 5):

$$\left. \begin{aligned} \Delta(B - V) &= +0,20 + 0,11\Delta B, \quad \Delta B < 0, \\ \Delta(B - V) &= +0,20 + 0,33\Delta B, \quad \Delta B > 0. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

С помощью соотношений (2) и (3) можно осуществить переход от Δm_c к ΔB для наблюдений, полученных в Душанбе.

Соотношение для редукции абастуманских оценок блеска было получено нами сопоставлением Δm_c , $\Delta C_{\text{сж}}$ для семи звезд сравнения по наблю-

Таблица 2

Звезда	B	$B - V$	Звезда	B	$B - V$
1	8,87	+0,08	a	10,55	+0,24
2	9,22	+0,10	b	11,11	+0,63
3	10,12	+0,51	c	11,27	+0,43
4	11,15	+1,36	d	11,51	+0,45
5	11,79	+0,53	e	11,57	+0,40
6	12,08	+0,44	f	11,90	+0,82
7	12,53	+1,49	g	12,16	+0,70
8	12,59	+0,66	k	12,52	+0,51
9	12,40	+1,73			
10	13,19	10,93			

* Эти данные были любезно предоставлены нам Н. М. Шаховским до опубликования.

Таблица 3

Л. Д. 2437...	В	В-В	Л. Д. 2437...	В	В-В
Крым					
991,250	11 ^m 11	+0 ^m 61	993,333	10 ^m 55	+0 ^m 51
991,268	11,05	+0,53	993,342	10,53	+0,53
991,280	11,09	+0,64	993,352	10,50	+0,48
991,293	11,05	+0,60	994,302	10,88	+0,56
991,319	10,94	+0,56	995,363	11,13	+0,58
991,344	10,99	+0,62	8019,292	11,58	+0,62
991,356	10,94	+0,55	8019,302	11,53	+0,59
991,367	11,00	+0,62	8019,315	11,55	+0,64
991,378	10,89	+0,59	8019,322	11,57	+0,62
991,388	10,83	+0,52	8019,331	11,59	+0,66
991,398	10,88	+0,60	8019,340	11,61	+0,72
991,407	10,89	+0,63	8019,349	11,59	+0,70
991,449	10,88	+0,54	8019,358	11,59	+0,69
991,458	10,98	+0,61	8019,366	11,56	+0,66
991,488	11,00	+0,59	8019,374	11,52	+0,63
991,497	11,00	+0,60	8019,383	11,49	+0,62
991,507	10,97	+0,54	8019,393	11,46	+0,62
991,514	10,96	+0,52	8019,403	11,39	+0,63
991,522	10,97	+0,61	8019,412	11,41	+0,61
991,535	10,97	0,49	8019,426	11,53	+0,68
991,557	10,97	—	8019,435	11,45	+0,63
993,263	10,66	+0,57	8019,445	11,50	+0,68
993,272	10,63	+0,59	8019,454	11,37	+0,59
993,281	10,57	+0,55	8019,466	11,30	+0,66
993,290	10,57	+0,54	8019,494	11,35	+0,64
993,298	10,57	+0,54	8019,504	11,36	+0,60
993,308	10,57	+0,52	8022,459	11,06	+0,65
993,325	10,52	+0,50	8022,467	11,09	+0,67

Таблица 3 (продолжение)

Л. Д. 2437...	В	Л. Д. 2437...	В	Л. Д. 2437...	В
Душанбе					
995,160	11 ^m 34	995,322	11 ^m 25	998,328	11 ^m 97
995,170	11,26	995,328	11,26	998,333	11,73
995,177	11,28	995,355	11,23	998,379	12,35
995,188	11,32	995,364	11,33	998,386	12,55
995,197	11,30	995,374	11,24	998,392	12,37
995,205	11,38	995,381	11,24	998,399	12,55
995,233	11,30	997,166	11,81	998,404	12,35
995,246	11,29	997,175	11,80	998,411	12,41
995,259	11,26	997,180	11,93	998,420	12,45
995,269	11,28	997,188	12,01	999,285	11,88
995,290	11,30	998,305	12,04	999,292	11,72
995,303	11,41	998,309	12,23	999,296	11,68
995,315	11,32	998,319	11,81	999,301	11,56
		998,324	11,76	999,314	11,50

Таблица 3 (продолжение)

J. D. 2437...	B	J. D. 2438...	B	J. D. 2438...	B
Душанбе		000,506	11 ^m 84	026,382	11 ^m 66
999,318	11 ^m 44	000,512	11,86	026,335	11,70
999,351	11,66	001,155	11,87	026,396	11,68
999,361	11,59	001,162	11,83	026,400	11,67
999,364	11,61	001,165	11,77	026,410	11,69
999,372	11,63	001,169	11,95	026,414	11,74
999,376	11,53	001,194	11,91	027,116	11,85
999,381	11,64	001,204	11,79	027,119	11,95
999,412	11,70	001,210	11,91	027,127	11,87
999,417	11,77	001,217	11,87	027,131	11,77
999,420	11,71	001,221	11,94	027,140	11,86
999,425	11,65	001,292	12,03	027,144	11,89
8000,194	11,31	001,297	12,15	027,154	11,86
8000,208	11,45	001,301	12,20	027,157	11,89
8000,218	11,47	001,308	12,18	027,174	11,82
8000,224	11,49	001,311	12,31	027,186	11,84
8000,228	11,54	001,317	12,21	027,191	11,81
8000,233	11,41	001,321	12,20	027,201	11,77
8000,238	11,44	001,325	12,26	027,205	11,79
8000,242	11,43	001,408	12,47	027,217	11,84
8000,268	11,57	001,413	12,36	027,221	11,82
8000,272	11,46	001,428	12,31	027,229	11,72
8000,276	11,52	001,432	12,25	027,233	11,66
8000,281	11,44	001,440	12,34	027,244	11,79
8000,284	11,56	001,446	12,25	026,247	11,81
8000,289	11,36	001,453	12,23	027,277	11,77
8000,296	11,68	021,157	10,79	027,288	11,75
8000,301	11,61	021,162	10,78	027,292	11,68
8000,306	11,52	021,174	10,93	027,301	11,66
8000,309	11,56	021,181	10,82	027,306	11,63
8000,316	11,48	021,289	10,72	027,312	11,61
8000,339	11,71	021,295	10,82	027,332	11,67
8000,348	11,63	021,311	10,83	027,335	11,62
8000,353	11,78	021,316	10,86	027,343	11,60
8000,360	11,66	021,361	10,80	027,346	11,59
8000,365	11,77	021,366	10,92	027,354	11,62
8000,374	11,67	021,388	11,02	027,357	11,64
8000,378	11,65	021,397	11,02	027,365	11,61
8000,386	11,60	026,172	11,57	027,368	11,68
8000,422	11,64	026,182	11,69	027,407	11,59
8000,431	11,69	026,258	11,68	027,410	11,65
8000,435	11,68	026,274	11,67	027,420	11,57
8000,442	11,62	026,307	11,71	027,423	11,57
8000,446	11,79	026,310	11,63	027,431	11,56
8000,456	11,70	026,319	11,60	027,433	11,55
8000,461	11,74	026,322	11,68	027,442	11,65
8000,471	11,67	026,331	11,69	027,444	11,54
8000,476	11,80	026,334	11,67	027,459	11,53
8000,484	11,86	026,343	11,67	027,463	11,51
8000,488	11,75	026,369	11,70	028,126	11,56
8000,499	11,80	026,373	11,65	028,129	11,61

Таблица 3 (продолжение)

J. D. 2438...	B	J. D. 2437...	B	J. D. 2437...	B
Душанбе		8029,354	11 ^m 62	993,451	10 ^m 80
028,138	11 ^m 75	8029,361	11,68	993,457	10,75
028,142	11,65	Абастумани		993,464	10,75
028,204	11,78	990,339	11,12	993,472	10,85
028,208	11,76	990,346	11,08	993,484	10,78
028,217	11,66	990,351	11,06	993,509	10,78
028,223	11,76	990,358	11,01	995,292	11,21
028,233	11,65	990,362	10,94	995,299	11,18
028,236	11,63	990,406	11,11	995,306	11,14
028,245	11,65	990,410	11,09	995,312	11,16
028,249	11,57	990,415	11,15	995,319	11,13
028,272	11,66	990,418	11,17	995,325	11,15
028,276	11,62	990,422	11,09	995,331	11,11
028,287	11,60	990,426	11,09	995,333	11,17
028,291	11,64	991,428	10,89	995,345	11,14
028,301	11,63	991,434	10,83	995,354	11,13
028,304	11,69	991,438	10,92	995,364	11,18
028,313	11,75	991,443	10,96	995,390	11,16
028,316	11,73	992,341	11,14	995,398	11,15
028,335	11,58	992,346	11,13	995,406	11,19
028,340	11,55	992,363	11,18	995,437	11,23
028,349	11,57	992,383	11,17	995,442	11,25
028,352	11,65	992,405	11,21	995,449	11,27
028,360	11,61	992,445	11,19	995,456	11,26
028,363	11,52	992,451	11,19	995,463	11,17
028,372	11,64	992,465	11,09	995,476	11,16
028,374	11,58	992,472	11,06	995,485	11,08
028,422	11,48	992,481	11,09	995,493	11,05
028,426	11,55	992,500	11,08	995,501	11,14
028,435	11,52	992,522	11,12	995,508	11,21
028,439	11,49	993,289	10,52	995,515	11,16
029,194	11,44	993,296	10,53	995,522	11,18
029,200	11,51	993,304	10,57	995,529	11,19
029,208	11,41	993,311	10,58	995,538	11,18
029,212	11,47	993,317	10,55	997,314	11,59
029,219	11,55	993,325	10,51	997,321	11,65
029,223	11,57	993,334	10,53	997,327	11,70
029,249	11,40	993,347	10,49	997,337	11,60
029,253	11,39	993,354	10,47	998,333	11,85
029,260	11,64	993,360	10,52	998,358	11,90
029,262	11,53	993,368	10,48	999,317	11,52
029,288	11,47	993,374	10,50	8025,419	11,62
029,291	11,51	993,382	10,55	8025,425	11,62
029,301	11,46	993,396	10,59	8025,431	11,64
029,304	11,55	993,412	10,68	8026,300	11,56
029,317	11,72	993,417	10,70	8026,308	11,65
029,323	11,64	993,423	10,67	8026,315	11,56
029,326	11,67	993,428	10,65	8026,344	11,56
029,340	11,58	993,435	10,69	8026,356	11,64
029,343	11,55	993,442	10,70	8026,374	11,58
029,351	11,59			8026,393	11,56

Таблица 3 (продолжение)

Ж. Д. 2437...	В	Ж. Д. 2437...	В	Ж. Д. 2437...	В
Абастуман					
		8019,231	11 ^m 32	027,331	11 ^m 33
8026,428	11 ^m 55	8019,244	11,60	027,350	11,65
8026,451	11,58	8019,258	11,59	027,367	11,79
8027,309	11,54	8019,273	11,85	029,235	11,66
8027,343	11,53	8019,291	11,82	029,248	11,57
8027,354	11,53	8019,304	11,64	029,260	11,24
8027,361	11,54	8019,319	11,44	029,272	11,43
8027,423	11,54	8020,185	11,14	029,285	11,32
8027,428	11,47	8020,201	11,14	029,299	11,68
8027,435	11,49	8020,219	11,01	029,312	11,28
8027,441	11,54	8020,262	11,12	029,324	11,58
		8020,277	11,06	029,339	11,60
Рига		8020,291	10,99	029,352	11,48
		8020,307	11,04	029,366	11,39
993,216	10,67	8020,321	10,99	029,378	11,83
993,227	10,67	8020,342	11,07	029,394	11,71
993,354	10,58	8020,354	11,08	029,407	11,59
993,371	10,60	8020,366	11,15	029,419	11,66
993,387	10,63	8020,378	11,14	029,432	11,64
993,401	10,60	8020,420	11,22	029,460	11,82
993,417	10,69	8020,432	11,08	029,472	11,53
993,434	10,81	8020,453	10,91	029,484	11,65
993,451	10,88	8020,467	10,84	029,496	11,74
993,462	10,74	8020,491	10,97	029,508	11,61
993,560	10,91	8020,506	10,91		
993,573	10,76	021,202	10,78	Ташкент	
993,585	10,85	021,216	10,67	995,211	11,27
993,608	10,84	021,260	10,95	996,155	11,02
996,333	10,99	021,281	10,99	996,187	10,89
999,266	11,63	021,294	10,83	996,216	11,22
999,324	11,57	021,332	11,01	996,246	11,11
998,342	11,58	021,348	10,74	997,155	11,90
999,358	11,59	021,365	10,85	997,179	11,68
999,373	11,37	021,421	10,88	997,203	11,90
8017,224	11,47	021,436	10,93	998,167	12,52
8017,258	11,15	021,451	11,25	998,198	12,16
8017,275	11,41	021,465	11,02	998,231	12,34
8017,291	11,28	021,489	11,05	999,146	12,16
8018,274	11,24	021,503	11,08	999,175	11,68
8018,312	11,09	021,515	11,07	999,204	11,71
8018,331	11,29	027,315	11,61	999,235	11,72
				999,271	11,57

Таблица 3 (окончание)

J. D. 2438...	<i>B</i>	J. D. 2438...	<i>B</i>	J. D. 2438...	<i>B</i>
Ташкент		018,200	11 ^m ,56	027,261	11 ^m ,61
000,174	11 ^m ,27	018,230	11,51	027,304	11,51
001,172	12,16	018,262	11,39	027,336	11,35
001,206	11,80	020,327	11,51	029,111	11,39
001,249	12,16	021,134	10,89	029,136	11,51
001,276	12,16	021,191	10,76	029,162	11,39
001,303	12,28	021,163	10,77	029,188	11,23
018,115	11,27	027,200	11,51	029,221	11,55
018,154	11,33	027,230	11,56		

дениям в Абастумани [1] с приводимыми ниже величинами *B* для них по крымским наблюдениям:

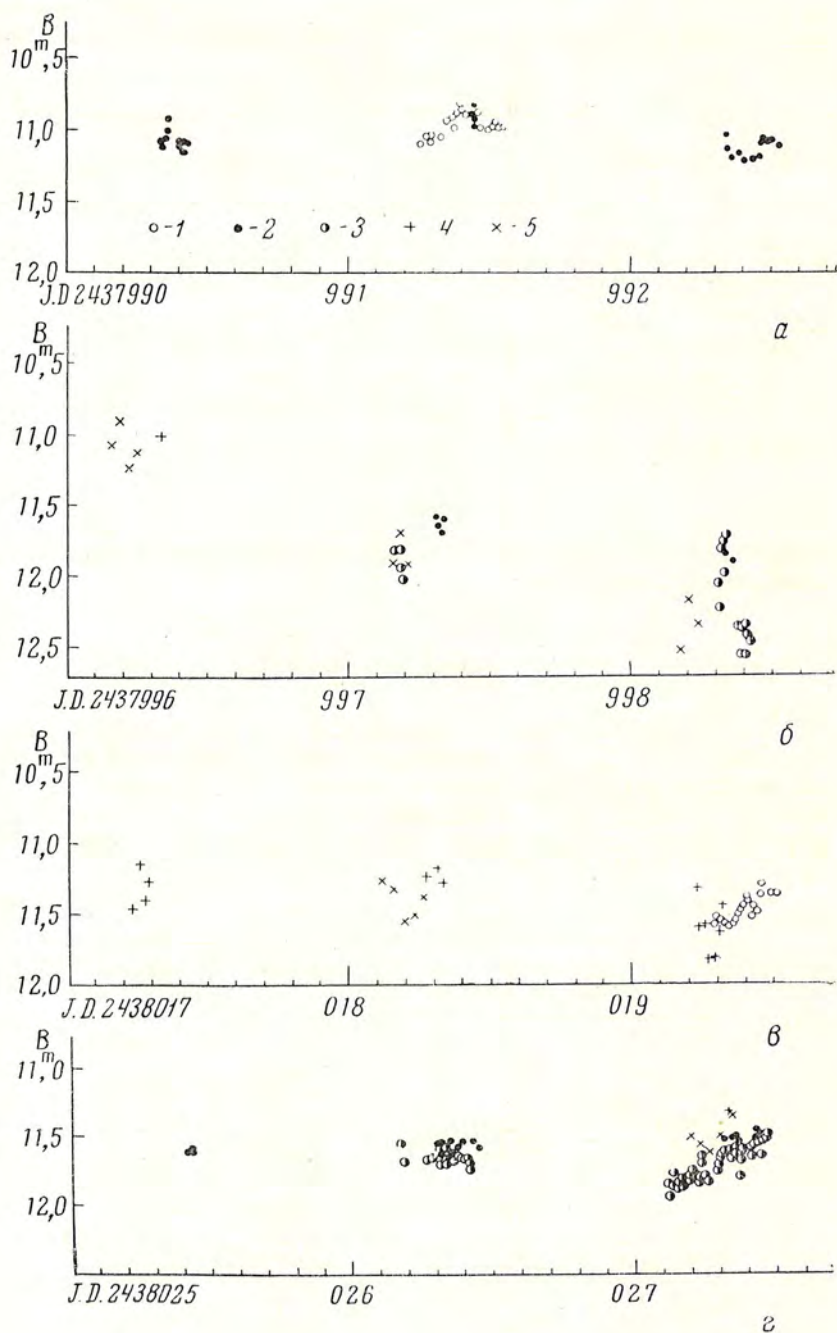
$$\begin{aligned} \Delta B &= 0,859 \Delta m_c - 0,066 \Delta C_{\text{срк}} \\ &\pm 0,003 \quad \pm 0,039 \end{aligned} \quad (4)$$

Фотографические оценки блеска RW Aur в Ташкенте и Риге делались по отношению к звездам сравнения, для которых нами были определены величины и показатели цвета в системе *B, V*. Поправки, учитывающие отличие фотографических величин от системы *B*, не вносились, но при получении оценок выбирались звезды сравнения, близкие по цвету к

Таблица 4

J.D. 2437...	Δm_I^*	ΔV^*	J.D. 2437...	Δm_I^*	ΔV
991,236	-1 ^m ,18		991,523	-1 ^m ,21	
991,305	-1,24		991,535	-1,18	
991,314	-1,23		993,292	-1,44	
991,344	-1,20		993,304	-1,57	
991,353	-1,24		993,315	-1,53	
991,361	-1,21		993,327	-1,47	
991,372	-1,28		993,340	-1,49	
991,381	-1,34		993,351	-1,45	
991,392	-1,40		995,308	-1,09	
991,404	-1,35		995,327	-1,15	
991,417	-1,29		995,351	-1,09	
991,423	-1,26		8105,333	-0,93	-0,43
991,442	-1,29		110,271	-0,85	-0,43
991,476	-1,23		115,271	-0,94	-0,31
991,487	-1,30		116,323	-1,00	-0,43
991,493	-1,24		137,311	-0,78	-0,11
991,510	-1,13		141,292	-1,11	-0,52

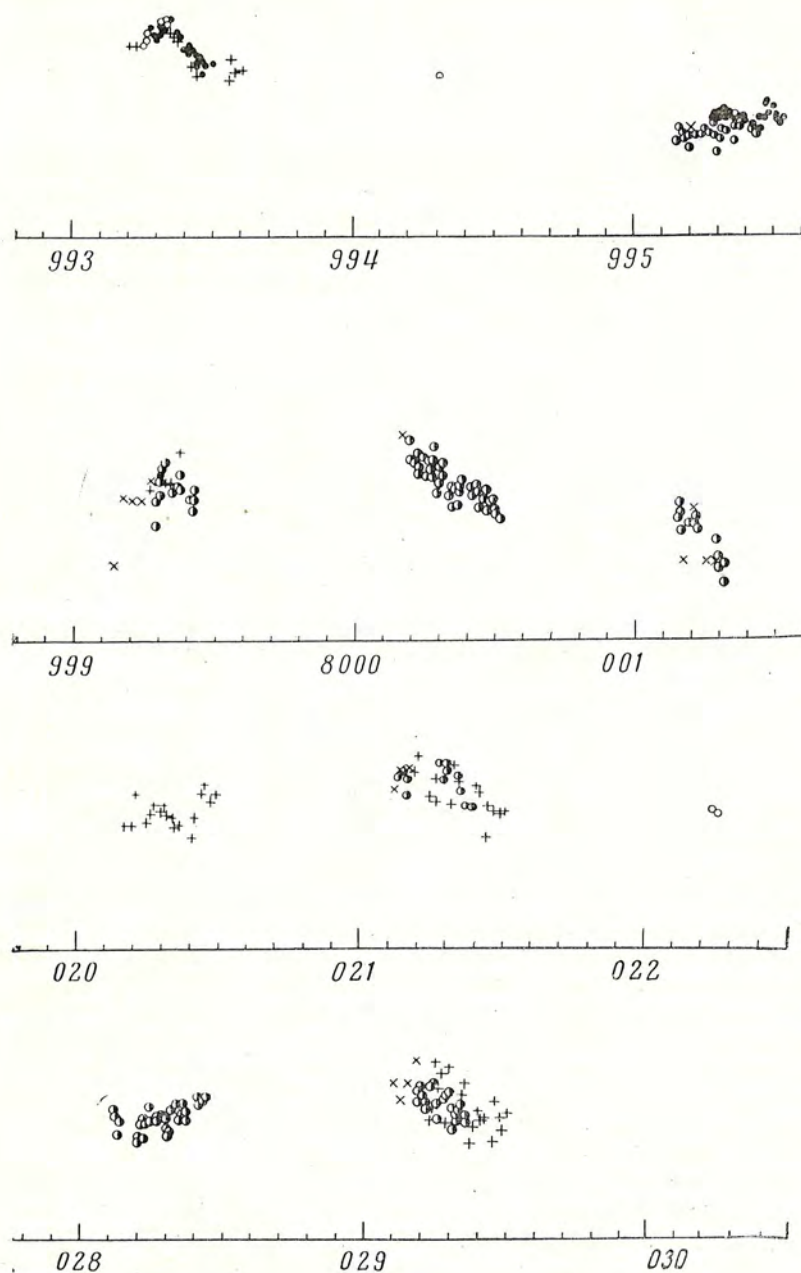
* Разности величин по отношению к звезде сравнения *d*.



Фиг. 2. Сводная

1 — Крым; 2 — Абастумани;

переменной. А. К. Алкснис и другие [3] использовали первоначально полученные нами величины звезд сравнения, которые, как оказалось впоследствии, имели значительные систематические ошибки. Мы переработали заново рижские наблюдения, используя окончательно полученные значения для звезд сравнения. Поэтому между приводимыми ниже оценками блеска, полученными в Риге, и значениями, опубликованными А. К. Алкснисом, имеются различия.



кривая блеска RW Aur

3 — Душанбе; 4 — Рига; 5 — Ташкент

Величины и показатели цвета звезд сравнения RW Aur даны в табл. 2, а карта окрестностей — на фиг. 1. Звезды сравнения $a - k$ ранее использовались П. Н. Холоповым [6].

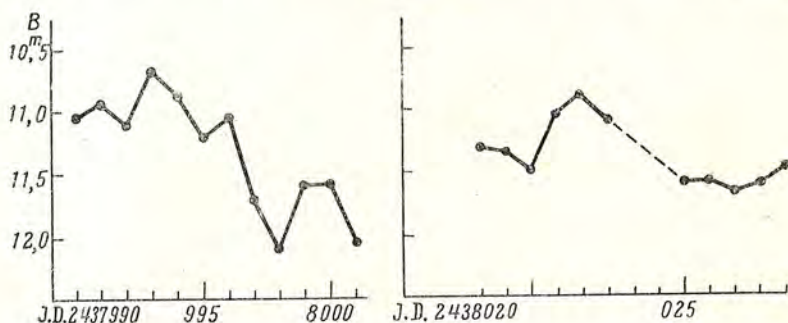
Оценки блеска RW Aur, полученные в Крыму, Душанбе, Абастумани, Риге и Ташкенте и редуцированные к системе B, V , приведены в табл. 3.

Результаты наблюдений RW Aur в инфракрасных лучах даны в табл. 4. Эти наблюдения были получены в Крыму с кислородно-цезиевым

фотоумножителем ВЭИ-1 и фильтром КС-17 толщиной 2 мм ($\lambda_{эфф} = 8250 \text{ \AA}$). Фотометрическая система в этой комбинации весьма близка к системе Крона [7].

2. СВОДНАЯ КРИВАЯ БЛЕСКА

Сводная кривая блеска для двух десятидневных интервалов приведена на фиг. 2. Ее можно сравнить с наблюдениями RW Aug, полученными автором и Г. В. Зайцевой в 1961—1962 гг. [8]. В оба сезона изменения блеска в течение ночи имеют вид волн продолжительностью в несколько часов. Скорость изменения блеска характеризуется следующими средними значениями. Средняя амплитуда изменения блеска за ночь $0^m,25$ при средней



Фиг. 3. Изменение среднего блеска RW Aug

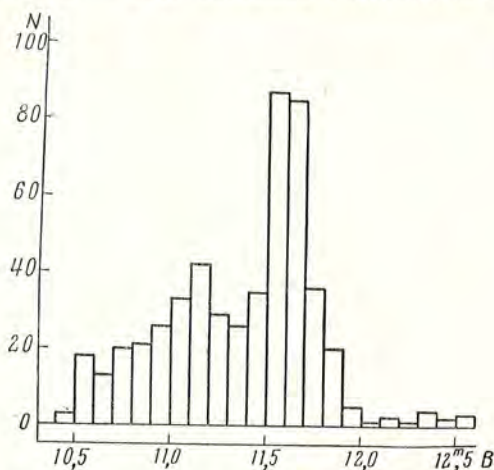
продолжительности наблюдений 0,25 суток. Средняя скорость изменения блеска независимо от знака (как увеличения, так и уменьшения) $0^m,06$ в час.

Изменение блеска от ночи к ночи показано на фиг. 3. Каждая точка представляет среднее за ночь значение блеска. Среднее значение разностей между последовательными ночами составляет $0^m,2$, т. е. того же порядка, что и изменение блеска за промежуток суток, охватываемый наблюдениями (0,25). Это как будто говорит в пользу того, что волны имеют продолжительность меньше одних суток. Наряду с короткими, по-видимому, имеются и длинные волны. Из фиг. 3 видно, что от ночи к ночи происходит систематическое изменение блеска звезды. Такой вывод, впрочем, был сделан уже давно на основе систематических визуальных и фотографических наблюдений. Средняя продолжительность длинной волны оценивается примерно в 10—20 дней [9].

Недавно В. Фюртиг и В. Венцель [10] сообщили о фотоэлектрических наблюдениях вспышки RW Aug, весьма напоминающей вспышки звезд типа UV Cet. Вспышка произошла в ночь с 4 на 5 ноября 1962 г., когда RW Aug была в минимуме блеска. Авторы считают возможным, что наблюдавшееся изменение блеска было вызвано не RW Aug, а вспышкой слабой Ме-компоненты, находящейся на расстоянии $1'',2$ от нее. Именно то обстоятельство, что RW Aug была в минимуме, по мнению авторов, позволило наблюдать вспышку Ме-компоненты. Во время наших кооперативных наблюдений в ночь с 30 ноября на 1 декабря 1962 г. наблюдалась довольно быстрая вспышка с амплитудой около $0^m,7$. Интересно, что и в этом случае перед вспышкой и после нее звезда находилась в состоянии минимума блеска. К сожалению, довольно большой разброс наблюдений в эту ночь не позволяет подробно проследить кривую блеска вспышки.

На фиг. 4 дана кривая распределения всех оценок блеска RW Aug, редуцированных к системе *B*. Из рассмотрения фиг. 4 можно сделать вы-

вод, что изменения блеска RW Aur имеют сложный характер. Нам представляется, что два максимума кривой распределения вблизи B , равного 11,2 и 11,6, реальны и соответствуют двум состояниям, «предпочитаемым» звездой. Максимум, соответствующий $B = 11,6$ особенно выделяется и, по-видимому, соответствует наиболее вероятному состоянию звезды. Асимметрия кривой распределения относительно этого главного максимума свидетельствует о том, что поярчения блеска звезды происходят чаще, чем ослабления. Эти выводы подтверждают заключения, сделанные нами ранее по наблюдениям предыдущего сезона. Нужно только иметь в виду, что те наблюдения были редуцированы к системе V . Кривая распределения, приведенная в [8], весьма сходна по форме с кривой на фиг. 4. Она также имеет два максимума, меньший при $V = 10,8$ и больший при $V = 11,1$. Используя зависимость между блеском в лучах B и V (см. ниже), получаем положения максимумов для сезона 1960—1961 гг. в лучах B , равных 11,4 и 11,8 соответственно. Можно заключить, что характер изменения блеска в оба сезона был почти одинаковым, но в сезон 1960—1961 гг. звезда была в среднем на $0^m,2$ слабее.



Фиг. 4. Распределение оценок блеска RW Aur

3. О ЗАВИСИМОСТИ ИЗМЕНЕНИЙ БЛЕСКА ОТ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

Как говорилось выше, определения блеска делались нами через фильтры B , V и I ($\lambda_{эфф} = 8250 \text{ \AA}$). Представляет интерес рассмотреть соотношения между изменениями блеска в соответствующих спектральных участках. На фиг. 5 и 6 сопоставлены изменения блеска в лучах B и V , а также V и I . На графике фиг. 5 нанесены также наблюдения 1961—1962 гг. Зависимость между величинами B и V можно приблизительно разбить на два участка, соответствующие $10,5 \leq B \leq 11,5$ и $11,5 \leq B \leq 12,5$. Наклон этих участков $\Delta B / \Delta V$ равен 1,04 и 1,50. Из графика на фиг. 6 получаем $\Delta V / \Delta I = 1,10$.

Согласно данным спектральных наблюдений RW Aur, приводимым Е. К. Харадзе и Р. А. Бартая [2], отношение амплитуд $\Delta m_{3650} / \Delta m_{4340} = 0,8$. С этим согласуются также данные фотоэлектрических наблюдений Ф. Лепувеля [11], согласно которым $\Delta U / \Delta B \approx 1,0$. Таким образом, амплитуда изменения блеска RW Aur довольно слабо зависит от длины волны.

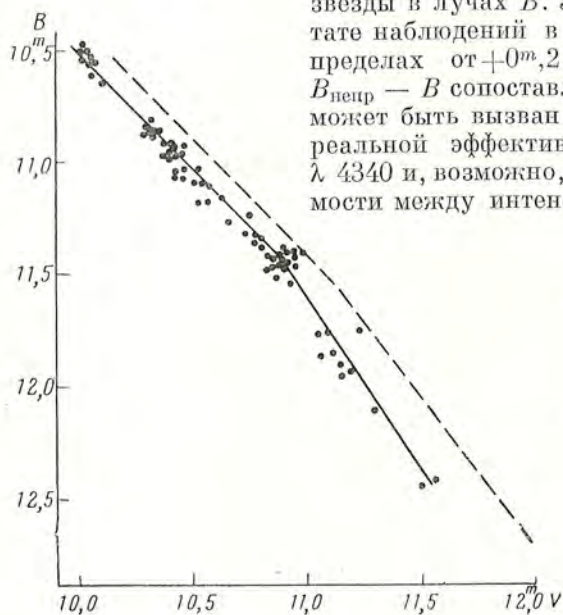
Отметим, что все рассматриваемые наблюдения относятся к суммарному блеску обеих компонент RW Aur. Более слабая компонента, согласно А. Джою [12], имеет спектральный тип dM0e. Сведения о его блеске довольно противоречивы. А. Джой дает $m_v = 11,5$. Г. Хербиг [13] $m_v = 13,0$, в ОКПЗ 1958 г. дано $m = 12,5$, причем не указано, в какой системе, визуальной или фотографической. Учет влияния слабой компоненты на суммарный блеск может лишь уменьшить производные $\Delta U / \Delta B$, $\Delta B / \Delta V$ и $\Delta V / \Delta I$. Вполне вероятно, что наблюдаемое увеличение наклона $\Delta B / \Delta V$ с уменьшением блеска и объясняется увеличением влияния слабой компоненты на суммарный блеск в лучах V .

На фиг. 5 и 6 пунктиром показаны соотношения между величинами B и V , V и I , освобожденными от влияния слабой компоненты. Для нее

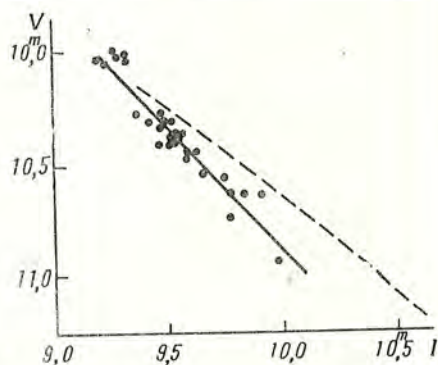
было принято $V = 12,5$ и показатели цвета, средние для звезды dM0: $B - V = +1,4$, $V - I = +1,6$. Обе зависимости довольно близки к линейным и имеют средние наклоны $\Delta B/\Delta V = 1,2$, $\Delta V/\Delta I = 0,9$. Влиянием слабой компоненты на блеск в лучах U можно, по-видимому, пренебречь и принять значение $\Delta U/\Delta B \approx 0,8$, получающееся по данным [2]. В случае изменений блеска, вызываемых только изменениями температуры, $\Delta U/\Delta B = 1,24$, $\Delta B/\Delta V = 1,28$, $\Delta V/\Delta I = 1,46$ (значения производных соответствуют $T = 5000^\circ$). Наблюдаемые изменения блеска отличаются от температурных, причем особенно в ультрафиолетовых и инфракрасных лучах.

Сложный характер зависимости амплитуды изменений блеска RW Aur от длины волны, вероятно, объясняется наложением на тепловое излучение добавочной эмиссии, непрерывной и линейной. Спектральные наблюдения, проводившиеся Е. К. Харадзе и Р. А. Бартая [2], показали, что происходят изменения не только непрерывного спектра, но и относительных интенсивностей эмиссионных линий. Согласно этим наблюдениям, 24 ноября (J. D. 2437993), когда звезда была в максимуме блеска, эмиссионные линии в ее спектре ослабли, а абсорбционные усилились. Распределение энергии в спектре соответствовало нормальной звезде F6. Перед максимумом и после него имело место усиление непрерывной эмиссии за балмеровским пределом. Появился сильный избыток излучения в ультрафиолете. В минимуме непрерывная эмиссия хотя и относительно слаба, но имеется. Авторы [2] приходят к выводу, что четкой зависимости между блеском и интенсивностью эмиссии нет.

В [2] приводятся оценки интенсивности непрерывного спектра RW Aur в длине волны $\lambda 4340 \text{ \AA}$, соответствующей $\lambda_{\text{эфф}}$ системы B . Звезды сравнения, обозначенные a и b , соответствуют в наших обозначениях звездам e и $ж$ № 3. Можно было по приводимым в [2] разностям Δm_{4340} найти звездные величины $B_{\text{непр}}$, которые дают блеск RW Aur с учетом только излучения в непрерывном спектре, и сравнить их с величинами B , полученными из фотометрических наблюдений. Разность $B_{\text{непр}} - B$ характеризует вклад эмиссионных полос в полное излучение звезды в лучах B . Эти разности, найденные в результате наблюдений в течение 11 ночей, заключены в пределах от $+0^m,2$ до $+0^m,4$. На фиг. 7 разности $B_{\text{непр}} - B$ сопоставлены с блеском B . Разброс точек может быть вызван ошибками наблюдений, отличием реальной эффективной длины волны от значения $\lambda 4340$ и, возможно, отсутствием однозначной зависимости между интенсивностями непрерывного спектра



Фиг. 5. Зависимость между блеском RW Aur в лучах B и V

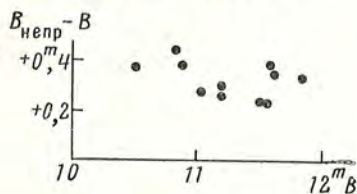


Фиг. 6. Зависимость между блеском RW Aur в лучах V и I

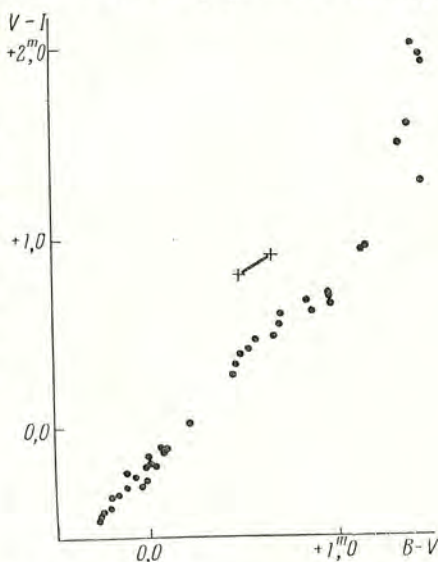
и эмиссии, как отмечают Е. К. Харадзе и Р. А. Бартая. Отсюда вывод, что эмиссионные линии, по-видимому, вносят заметный вклад в полное излучение RW Aur в лучах B , но имеющийся материал недостаточен для детального исследования этого явления.

Наложение непрерывной и линейной эмиссии на переменное излучение звезды в спектральных участках U и B будет уменьшать амплитуду изменений блеска. Вероятно, абсолютная интенсивность эмиссии тоже переменна, но в меньшей степени, чем непрерывное излучение звезды. Согласно приводимым в [2] данным, абсолютная интенсивность наиболее сильных в участке B эмиссионных линий H и K Ca II изменяется в 1,5 раза меньше, чем интенсивность непрерывного спектра. Об остальных эмиссионных линиях нет данных. Нет данных об инфракрасном участке спектра RW Aur.

На фиг. 8 показаны крайние положения RW Aur на диаграмме $B - V$, $V - I$. Показатель цвета $V - I$ RW Aur вычислялся на основе данных табл. 3 и 4, и оценки цвета звезды сравнения $d V - I = -0,30 \pm 0,05$, полученной в результате сравнения ее с λ Aur. Данные о цветах $B - V$, $V - I$ нормальных звезд взяты из [7, 14]. Как видно из диаграммы, RW Aur имеет



Фиг. 7. Сопоставление эффекта ярких полос $B_{\text{перп.}} - B$ с блеском B



Фиг. 8. Двухцветная диаграмма $B - V$, $V - I$

Точками отмечены положения нормальных звезд, крестик указывает перемещение RW Aur

значительный избыток инфракрасного излучения, что, по-видимому, объясняется вкладом излучения М-компоненты. Перемещение RW Aur по диаграмме $B - V$, $V - I$ происходит приблизительно параллельно последовательности нормальных звезд, что указывает на тепловую природу изменений блеска.

Выражаем глубокую благодарность Е. К. Харадзе, Р. А. Бартая, Л. И. Кумсишвили, Н. М. Шаховскому, А. К. Алксису и И. М. Ищенко за сообщение результатов их наблюдений до опубликования.

12 декабря 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Я. И. Кумсишвили, Н. Л. Магалашвили, О. П. Абуладзе. Бюлл. Абастуманской астрофиз. obs., 1964, 30, 33.
2. Е. К. Харадзе, Р. А. Бартая. Бюлл. Абастуманской астрофиз. obs., 1964, 30, 3.
3. А. Алксис, И. Даубе. Переменные звезды, 1964, 15, 194.
4. Н. М. Шаховской. Бюлл. Ин-та астрофизики АН ТаджССР (в печати).
5. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 217.
6. П. Н. Холопов. Переменные звезды, 1955, 10, 390.
7. G. E. Kron, S. C. B. Gascoigne, H. S. White. Astron. J., 1957, 62, 1.
8. П. Ф. Чугайнов, Г. В. Зайцева. Переменные звезды, 1962, 14, 148.
9. И. М. Ищенко. Переменные звезды, 1964, 15, 143.
10. W. Furtig, W. Wenzel. Sterne, 1964, 40, 35.
11. P. Broglia, F. Lenouvel. Contrib. Osserv. Milano-Merate, 1959, N 145.
12. A. H. Joy, O. C. Wilson. Astrophys. J., 1949, 109, 231.
13. G. H. Herbig. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1948, 60, 257.
14. H. L. Johnson, W. W. Morgan. Astrophys. J., 1953, 117, 313.

К ВОПРОСУ О ЦВЕТАХ
СИМБИОТИЧЕСКИХ ЗВЕЗД

Т. С. Белякина

Для симбиотических звезд AG Dra, AG Peg и Z And, результаты наблюдений которых опубликованы в [1], определено их положение на двухцветной диаграмме $C_{\text{сж}}$ — $C_{\text{сф}}$ (фиг. 1). Двухцветная диаграмма построена в инструментальной системе. Получены соотношения для перевода $C_{\text{сж}}$ в систему $B-V$ и $C_{\text{сф}}$ — в систему $U-B$.

Сделана попытка интерпретировать $C_{\text{сж}}$ и $C_{\text{сф}}$ AG Dra, AG Peg и Z And как цвета суммарного излучения поздней звезды и свечения ионизованного водорода (фиг. 2).

THE COLORS OF SYMBIOTIC STARS, by T. S. Belyakina.— The positions of the symbiotic stars AG Dra, AG Peg and Z And on the two-color diagram $C_{\text{сж}}$ — $C_{\text{сф}}$ (fig. 1) have been determined using the observational results published in [1]. The diagram is given in the system of the instrument. Relations for the transformation of $C_{\text{сж}}$ to $B-V$ and $C_{\text{сф}}$ to $U-B$ are obtained.

An attempt is made to interpret the $C_{\text{сж}}$ and $C_{\text{сф}}$ of these stars as colors resulting from the combined radiation of a late-type star and ionized hydrogen emission (fig. 2).

При изучении переменных звезд ценная информация может быть получена из рассмотрения их положения на двухцветной диаграмме по отношению к звездам главной последовательности. Поэтому большой интерес представляло определение положения на двухцветной диаграмме симбиотических звезд AG Dra, AG Peg и Z And, результаты наблюдений которых опубликованы в [1].

Обычно двухцветные диаграммы строят в системе U, B, V , поскольку для большого числа звезд фотометрические данные известны именно в этой системе. К сожалению, границы полос пропускания нашей системы и системы U, B, V несколько различаются [1]. Это обстоятельство имеет решающее значение при наблюдениях небесных объектов с эмиссионными линиями в спектре, как например, в случае симбиотических звезд. При переводе наблюдений таких объектов из одной системы в другую можно получить искаженные результаты. Поэтому было решено строить двухцветную диаграмму в нашей системе.

Чтобы определить положение главной последовательности на диаграмме, построенной в нашей системе, необходимо установить достаточно точные соотношения для перехода от системы U, B, V к нашей системе. По совету В. Б. Никонова эти соотношения были найдены следующим образом.

Предположим, что C и C' — наблюдаемые сине-желтые цвета двух звезд, полученные в системе, близкой к U, B, V , C_0 и C'_0 — внеатмосфер-

ные синие-желтые цвета этих же звезд в той же системе. Тогда можно написать линейное соотношение

$$C_0 = A + a(B - V). \quad (1)$$

Для каждой из этих звезд также можно записать

$$C = C_0 + \alpha(t) F(z), \quad (2)$$

$$C' = C_0 + \alpha(t) F'(z) + \gamma \Delta(B - V) F'(z), \quad (3)$$

где $\alpha(t)$ — коэффициент атмосферной экстинкции, $F(z)$ и $F'(z)$ — воздушные массы для звезд в моменты наблюдений, γ — фактор, характеризующий изменение экстинкции с показателем цвета.

Умножим равенство (2) на $F'(z)$, а равенство (3) на $F(z)$ и вычтем одно из другого. Принимая во внимание равенство (1) и сделав несложные преобразования для звезд с близкими $(B - V)$, получим

$$\frac{[CF'(z) - C'F(z)]}{F'(z) - F(z)} = A + a(B - V). \quad (4)$$

Равенство (4) — основное.

При использовании этого равенства желательно так подобрать звезды с близкими $(B - V)$, чтобы их можно было наблюдать в близкие моменты времени на существенно различных воздушных массах. Если эти звезды наблюдать одну за другой, то можно, очевидно, пренебречь влиянием изменения экстинкции в течение ночи. Нам, к сожалению, не удалось подобрать такие пары звезд. У нас наблюдения звезд с близкими $(B - V)$ разделены значительным промежутком времени. Поэтому существенно было проводить эти наблюдения в ночи с хорошей устойчивой прозрачностью.

Как уже отмечалось [1, 2], наша цветовая система достаточно близка к системе U, B, V , что позволило искать линейные соотношения между ними. Кроме того, наблюдения проведены в течение двух ночей с хорошей и устойчивой прозрачностью в сентябре 1964 г. Таким образом, использование равенства (4) в нашем случае оправдано.

Для определения A и a формулы (1) из каталога [3] были выбраны пять пар звезд с $\delta \approx 0^\circ$. Каждая пара, состоящая из звезд спектральных классов А и К, наблюдалась 4 раза: 2 раза при малой воздушной массе и 2 раза при большой. В результате были составлены 17 уравнений типа равенства (4) для синие-желтого цвета и 18 для синие-фиолетового. Решая их способом наименьших квадратов, мы получили

$$C_{\text{сж}} = -0^m,22 + 0,90(B - V),$$

$$C_{\text{сф}} = +1^m,76 + 1,00(U - B).$$

Коэффициенты 0,90 и 1,00 близки к полученным ранее [1, 2]. Это свидетельствует о постоянстве нашей цветовой системы в период осень 1962 г. — осень 1964 г. Следовательно, все наши наблюдения этого периода можно объединить.

На фиг. 1 представлена двуцветная диаграмма, построенная в нашей системе. Для AG Dra и AG Peg нанесены по две точки, соответствующие максимальному и минимальному значениям блеска в желтом фильтре. Амплитуда изменения блеска AG Dra в период наблюдений в «желтой» области спектра не превышала $0^m,1$, а для AG Peg — $0^m,4$. Причем с увеличением блеска AG Dra как бы удаляется от главной последовательности, а AG Peg приближается.

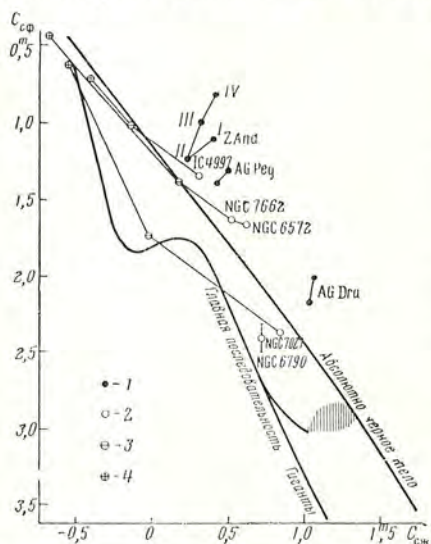
Амплитуда изменения блеска Z And в желтом фильтре в период наблюдений превышала $1^m,5$. Точка I на двуцветной диаграмме соответствует наблюдениям 1—2 ноября 1962 г., когда разность между блеском Z And и звезды сравнения $\Delta m_{\text{ж}}$ составляла $+0^m,43$; точка II — максимальному

значению блеска ($\Delta m_{\text{ж}} = -0^m,25$), наблюдавшемуся 12—13 декабря 1962 г., точка IV — наблюдениям 10—11 августа 1964 г. ($\Delta m_{\text{ж}} = +1^m,42$). Отсюда можно заключить, что с увеличением блеска звезда приближается к главной последовательности, а с уменьшением блеска — вновь удаляется.

Отметим, что все симбиотические звезды располагаются на значительном расстоянии от главной последовательности.

Главной особенностью симбиотических звезд является одновременное присутствие в их спектрах эмиссионных линий с высоким потенциалом возбуждения и абсорбционного спектра, характерного для холодной звезды [4—6]. Для объяснения этих особенностей предложен ряд моделей, предполагающих сочетание нескольких компонент, в число которых входят поздняя звезда и газовое образование [7, 8]. На основе этих представлений ранее была сделана попытка объяснить распределение энергий в непрерывном спектре некоторых симбиотических звезд суммарным излучением ионизованного водорода и холодной звезды [9].

Это побудило нас попытаться интерпретировать полученные нами цвета симбиотических звезд также суммарным излучением ионизованного водорода и холодной звезды. Для этого необходимо иметь в нашей цветовой системе цвета поздних звезд и



Фиг. 1. Двухцветная диаграмма в инструментальной системе

1 — наши наблюдения симбиотических звезд;
2—4 — наблюдения планетарных туманностей

цвета, характерные для излучения ионизованного водорода. Цвета поздних звезд в нашей системе уже известны (см. выше). Что касается цветовых характеристик излучения ионизованного газа, то обычно их вычисляют, пользуясь кривыми реакции цветовой системы и теоретическими кривыми распределения энергии для излучения ионизованного водорода [10]. Мы не могли пойти этим путем, так как для нашей инструментальной системы кривые реакции известны недостаточно точно. Поэтому было решено пронаблюдать несколько планетарных туманностей. Были выбраны пять туманностей, в которых влиянием центральной звезды можно пренебречь и спектры которых известны. Наблюдения этих туманностей позволили получить цветовые характеристики излучения ионизованного водорода в нашей системе. Список туманностей и их наиболее существенные характеристики из [11, 12] приведены в таблице.

Туманность	Угловые размеры	m_n	m_h	n_e	Звезда для привязки
1	2	3	4	5	6
NGC 6572	$13 \times 16''$	$9^m,6$	12^m	10^4	№ 137 NGC 6633 [13]
NGC 6790	2?	$11,4$	$(18,4)$	10^5	№ 1 NGC 6755 [14]
IC II 4997	2?	$11,4$	$(13,7)$	10^5	№ 2 NGC 6802 [14]
NGC 7027	11×18	$10,4$	$17,1$	$6 \cdot 10^4$	№ 1 NGC 7063 [14]
NGC 7662	14×17 28×32	$8,9$	$12,5$	$2,4 \cdot 10^3$	№ 3 NGC 7686 [14]

В первом столбце таблицы дан номер туманности, во втором — угловые размеры, в третьем — суммарный блеск туманности и центральной звезды, в четвертом — блеск центральной звезды, в пятом — величина электронной плотности, в шестом — звезда, по отношению к которой определялся блеск туманности в различных фильтрах (звезда для привязки). Все звезды для привязок взяты из ближайших рассеянных скоплений, номера которых также приводятся. Для каждой из этих звезд дана ссылка на работу, откуда взяты значения их $B - V$ и $U - B$. Наблюдения туманностей и звезд для привязок производились на возможно близких воздушных массах. Для трех туманностей IC II 4997, NGC 7027 и NGC 7662 достаточно точно известно межзвездное поглощение [15]. Поэтому в дальнейших расчетах взяты только эти три туманности, так как для NGC 6572 и NGC 6790 величину межзвездного поглощения можно определить лишь крайне ненадежно.

Известно, что в спектрах AG Dra, AG Peg и Z And небулярные линии или не наблюдаются, или очень слабы. Но у IC II 4997, NGC 7027 и NGC 7662 небулярные линии очень интенсивные. Поэтому для этих туманностей мы попытались провести хотя бы грубо учет эффекта небулярных линий. Нам пришлось воспользоваться кривыми реакции системы U, B, V [16], поскольку кривые реакции нашей системы специально не определялись. Такой грубый учет может привести к значительным погрешностям — порядка $0^m4 - 0^m2$.

Доля эмиссионных линий для излучения в каждом фильтре была определена затем по данным [10, 15].

Результаты колориметрических наблюдений планетарных туманностей изображены на фиг. 1, где кривые 2 и 3 — цвета планетарных туманностей с учетом межзвездного поглощения, а кривая 4 — цвета планетарных туманностей, исправленные за эффект небулярных линий $\lambda\lambda$ 3869 Å [Ne III], 4959 и 5007 Å [O III].

Следует отметить хорошее согласие между результатами [10] и нашими наблюдениями.

К сожалению, практически невозможно получить из наблюдений цветовые характеристики излучения ионизованного водорода с электронной плотностью более чем 10^6 . А в газовых компонентах симбиотических звезд, согласно спектральным наблюдениям, следует ожидать именно такие плотности [4]. Возможно также, что в симбиотических звездах мы встречаемся с большим диапазоном электронных температур, чем тот, который имеется в наблюдаемых нами туманностях. Поэтому хотя бы качественно оценим возможное влияние электронной температуры и электронной плотности на цвета планетарных туманностей. Основываясь на [10], можно утверждать, что увеличение электронной плотности смещает точку на двцветной диаграмме влево, а увеличение электронной температуры — вниз.

Теперь, имея данные для цветов как поздних звезд, так и планетарных туманностей, освобожденных от влияния межзвездного поглощения и небулярных линий, можно получить и цвета их суммарного излучения. Известно, что

$$C_{\text{жк}} = -2,5 \lg \frac{I_{\text{ж}}}{I_{\text{ж}}}, \quad C_{\text{сф}} = -2,5 \lg \frac{I_{\text{ф}}}{I_{\text{с}}},$$

где $I_{\text{ж}}$, $I_{\text{с}}$ и $I_{\text{ф}}$ — интенсивности излучения, определенные в желтом, синем и ультрафиолетовом фильтрах соответственно. Для простоты примем за единицы излучения в желтом фильтре для туманности, звезды и их суммарного излучения. Теперь, если обозначить долю, вносимую свечением звезды в суммарное излучение в желтом фильтре через a , а долю, вносимую свечением туманности через b , то для желтого, синего и

ультрафиолетового фильтров суммарного излучения соответственно можно написать:

$$1 = a + b, I_{\Sigma} = I_{\text{с. зв}} + I_{\text{с. т.}}, I_{\Phi\Sigma} = I_{\Phi. \text{ зв}} + I_{\Phi. \text{ т.}}$$

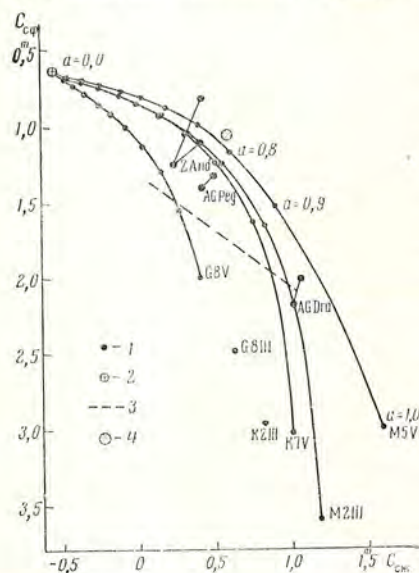
Принимая для a значения 1,0; 0,9; 0,8;...; 0, а следовательно, для b 0; 0,1; 0,2;...; 1,0, можно получить на двухцветной диаграмме кривую, соединяющую звезду и туманность.

Из наблюдений известно, что в спектрах AG Peg и Z And видны полосы TiO, характерные для звезд класса M, в спектре же AG Dra эти полосы отсутствуют. Поэтому при расчетах в качестве звездных компонент системы были взяты звезды M2 III, M5 V, K7 V и G8 V. Для газовой составляющей использованы значения цветов NGC 7027, близкие к средним значениям цветов по трем туманностям: IC II 4997, NGC 7027 и NGC 7662.

Кривые, соответствующие рассчитанным цветам суммарного излучения, представлены на фиг. 2, где также нанесены наши наблюдения симбиотических звезд.

Проанализируем теперь полученные наблюдения на основе вышеизложенных предположений.

AG Dra располагается на двухцветной диаграмме в той области, где излучение, зарегистрированное через желтый фильтр, больше, чем на 90%, определяется излучением звезды. Во время наших наблюдений блеск AG Dra в желтых лучах менялся не более чем на 0^m.1, тогда как сине-фиолетовый цвет менялся весьма значительно. Этот факт хорошо объясняется в рамках наших предположений. Небольшое увеличение доли, вносимой излучением туманности, мало влияет на суммарное излучение в желтых лучах, но в то же время значительно меняет излучение в ультрафиолете. На фиг. 2 нанесены значения цветов AG Dra для 1952 г., когда она



Фиг. 2. Линии цветов суммарного излучения (поздняя звезда + свечение ионизованного водорода)

1 — наблюдения симбиотических звезд; 2 — наблюдение планетарной туманности NGC 7027 с учетом эффекта межзвездного поглощения и небулярных линий; a — доля, вносимая свечением поздней звезды в суммарное излучение; 3 — направление линии нарастающего поглощения; 4 — наблюдения AG Dra 1952 г. [17]

была на величину ярче, чем в период наших наблюдений [17]. Это дает возможность предположить, что при увеличении яркости AG Dra мы имеем дело с увеличением доли, вносимой туманностью в суммарное излучение.

Для AG Peg и Z And мы имеем несколько иную картину.

В суммарном излучении AG Peg газовая компонента играет большую роль, чем в случае AG Dra. Несколько смещенное положение ее по отношению к расчетным линиям можно было бы объяснить высокой температурой газовой составляющей¹. При увеличении блеска AG Peg смещается по направлению к главной последовательности. Нечто подобное наблюдается и у Z And. В максимуме блеска эта звезда приближается к главной последовательности, а по мере падения блеска удаляется от нее. Такое поведение можно объяснить изменением физических условий в газовой компоненте, например увеличением электронной плотности и элект-

¹ Согласно частному сообщению А. А. Боярчука.

ронной температуры. Таким образом, в соответствии с нашими предположениями увеличение блеска симбиотических звезд можно объяснить как прирост доли, вносимой излучением газовой компоненты (AG Dra) или изменением физических условий в газовой компоненте (AG Peg, Z And). Отметим также, что в период наших наблюдений для AG Dra доля, вносимая излучением газовой составляющей в желтых лучах, составляла около 10%, у AG Peg — порядка 20% и у Z And — 30%.

В заключение приношу глубокую благодарность А. А. Боярчуку, Р. Е. Гершбергу, В. Б. Никонову и В. И. Пронику за полезное обсуждение результатов работы, А. И. Брунс — за помощь при подготовке материалов к печати.

0 ноября 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Т. С. Белякина. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 226.
2. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 215.
3. С. В. Некрасова, В. Б. Никонов, Е. Рыбка. Наст. том, стр. 69.
4. H. H. Plaskett. Publ. Victoria Obs., 1928, 4, 119.
5. P. Swings, O. Struve. Astrophys. J., 1940, 91, 546.
6. R. E. Wilson. Publ. Astron. Soc. Pacific., 1943, 55, 244.
7. H. L. Aller. Publ. Domin. Astrophys. Obs., 1954, 9, 321.
8. А. А. Боярчук. Переменные звезды, 1964, 15, 48.
9. Т. С. Белякина, А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 25.
10. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 33, 206.
11. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Газовые туманности и новые звезды. Л.—М., Изд-во АН СССР, 1948.
12. Г. А. Гурздян. Планетарные туманности. М., Физматгиз, 1962.
13. W. A. Hiltner, B. Iriarte, H. L. Johnson. Astrophys. J., 1958, 127, 539.
14. A. A. Hoag, H. L. Johnson. Publ. Naval Obs., ser. 2, 1961, 17, 7, 488.
15. C. R. O'Dell. Astrophys. J., 1963, 138, 1018.
16. T. A. Matthews, A. R. Sandage. Astrophys. J., 1963, 138, 3.
17. N. G. Roman. Astrophys. J. Suppl., 2, 1955, N 18, 222.

ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЯ СВЕРХГИГАНТОВ

Э. А. В и т р и ч е н к о

(Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР),

И. С е м е н ю к

(Варшавская астрономическая обсерватория, Польская Народная Республика)

В фотометрической системе, близкой к UBV , проведена электрофотометрия двух сверхгигантов: χ^2 Ori (B2 Ia) и β Ori (B8 Ia).

Обнаружена переменность блеска χ^2 Ori, имеющая неправильный характер. Изменения спектрофотометрического градиента звезды можно объяснить изменением температуры порядка 2000° .

Подтверждена переменность блеска β Ori. За последние 19 лет характер кривой блеска этой звезды, по-видимому, не изменился.

Попутно заподозрена переменность блеска звезды λ Eri.

ELECTROPHOTOMETRY OF SUPERGIANTS, by E. A. Vitrichenko and I. Semenjuk.— Electrophotometric observations of two supergiants χ^2 Ori (B2 Ia) and β Ori (B8 Ia) have been made on a system close to the UBV . Light variations of an irregular character were detected for χ^2 Ori. The variations of the spectrophotometric gradient of this star can be explained by temperature variations of the order of 2000° .

The variability of β Ori is confirmed. Evidently the character of the light curve has not changed during the last 19 years.

Variability of λ Eri is suspected.

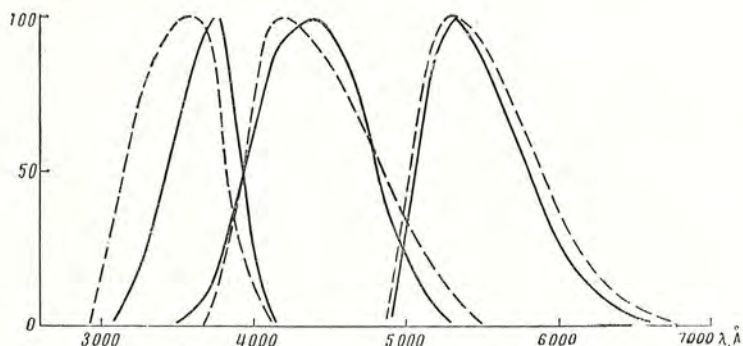
К настоящему времени накопилось большое количество данных, свидетельствующих о нестабильности блеска как ранних, так и поздних сверхгигантов [1]; все имеющиеся наблюдения говорят о том, что переменность этих звезд носит полуправильный или неправильный характер — типа переменности звезд класса М. Однако работы по изучению переменности сверхгигантов в большинстве случаев носили случайный характер. Систематическое, комплексное изучение этого вопроса позволило бы внести вклад в решение проблемы строения верхних слоев этих интересных звезд.

НАБЛЮДЕНИЯ

Мы поставили своей целью пронаблюдать в трех цветах два сверхгиганта класса светимости Ia различных спектральных классов в течение возможно большего интервала времени для установления характера их переменности.

Объектами исследования были выбраны χ^2 Ori (B2 Ia) и β Ori (B8 Ia). Наблюдения выполнены на 200-мм телескопе системы Нэсмита (MTM-200) Крымской астрофизической обсерватории. Были использованы три

фильтра: UG-2 (шоттовский), CC-5 (отечественный) и GG-11 (шоттовский), а также фотоумножитель ЕМІ-9502 со стеклянным баллоном. На фиг. 1 представлены приближенные кривые спектральной чувствительности нашей аппаратуры и системы *UBV*. Кривые пропускания фильтров измерены нами; кривая относительной спектральной чувствительности фотоумножителя взята из его технического паспорта. Мы предположили, что коэффициент отражения алюминия и коэффициент пропускания линзы Фабри не зависят от длины волны.



Фиг. 1. Кривые относительной спектральной чувствительности нашей системы (сплошная линия) и системы *UBV* (штриховая линия)

Приближенные значения величин эффективных длин волн $\lambda_{\text{эфф}}$, вычисленные по этим данным, приведены в табл. 1. Здесь же для сравнения даны $\lambda_{\text{эфф}}$ системы *UBV* [2]. В последнем столбце приведены полные полуширины полос пропускания нашей системы, которую мы будем в дальнейшем обозначать через u , b , v .

Таблица 1

Фильтр	$\lambda_{\text{эфф}}, \text{Å}$		$\Delta\lambda, \text{Å}$
	здесь	[2]	
UG-2	3650	3500	500
CC-5	4400	4350	900
GG-11	5500	5550	750

Наблюдения велись в следующей последовательности:

$$c_u - c_b - c_v - f_v - f_b - f_u - v_u - v_b - v_v - f_v - f_b - f_u - c_u - c_b - c_v,$$

где c обозначает звезду сравнения, f — фон неба, v — исследуемую звезду. Одному такому полному наблюдению приписывался вес, равный единице.

ЗВЕЗДА χ^2 Ori

Наблюдения χ^2 Ori проводились практически каждую ясную ночь между 18.IX и 3.XII 1963 г. Всего за 24 ночи были получены 95 полных наблюдений. В табл. 2 приведены некоторые сведения о χ^2 Ori, 68 Ori (основная звезда сравнения) и 64 Ori (контрольная звезда сравнения).

Таблица 2

Звезда	$\alpha_{1950,0}$	$\delta_{1950,0}$	m_v	M_v	Sp
χ^2 Ori	6 ^h 00 ^m 57 ^s ,0	+20°08'29"	4 ^m ,71	-7 ^m ,0	B2
68 Ori	6 09 03,6	19 48 13	5, 70		B9
64 Ori	6 00 29,7	19 41 36	5, 17	-0,6	B8

Естественнее было бы выбрать в качестве основной звезды сравнения 64 Ori, но мы опасались, что она может оказаться переменной, так как лучевая скорость ее меняется. Наши опасения не подтвердились: как показали контрольные наблюдения, блеск 64 Ori постоянен в пределах точности наших наблюдений.

Для определения атмосферной экстинкции наблюдались одновременно стандартные звезды одного цвета [3] на различных зенитных расстояниях. Фактор экстинкции вычислялся по формуле

$$\alpha = \frac{\Delta m_0 - \Delta m}{\Delta F(z)},$$

где Δm_0 — внеатмосферная разность звездных величин двух стандартных звезд, Δm — наблюдаемая разность, $\Delta F(z)$ — разность воздушных масс. Поскольку наблюдения экстинкции проводились не каждую ночь, мы воспользовались средней экстинкцией, выведенной из наших наблюдений

$$\begin{aligned} u & 0^m,59 \pm 0^m,13 \\ b & 0,24 \pm 0,04 \\ v & 0,14 \pm 0,01. \end{aligned}$$

Так как различие в воздушных массах для χ^2 Ori и 68 Ori никогда не превосходило 0,15 (а для β Ori и τ Ori 0,07), то введение средней экстинкции может дать следующие ошибки: $\pm 0^m,02$; $\pm 0^m,01$ и $< 0^m,01$ соответственно для u , b и v . Эти величины и ограничивают точность наших наблюдений, поскольку разброс отдельных наблюдений за одну ночь значительно меньше и составляет в среднем 0^m,006; 0^m,004 и 0^m,003 для цветов u , b и v соответственно.

В табл. 3 и на фиг. 2 приведены результаты наблюдений. В предпоследнем столбце таблицы дано число полных наблюдений, в последнем —

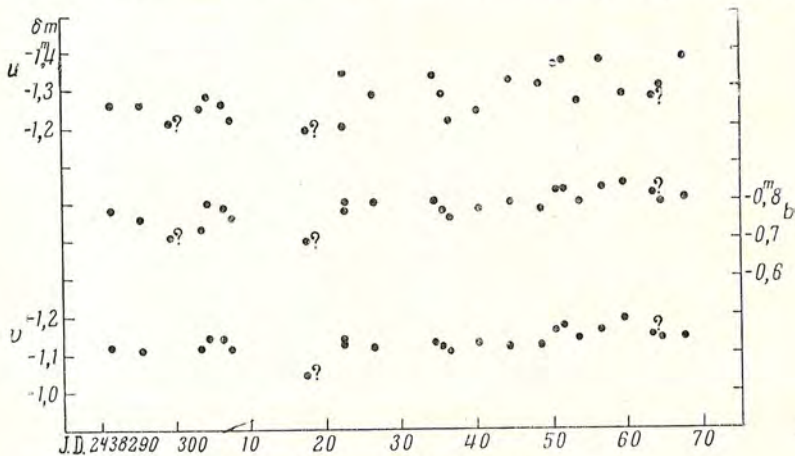
Фиг. 2. Кривые блеска χ^2 Ori

Таблица 3

J.D. 2438 . . .	Дата, 1933 г.	$\delta m = m(\chi^2) - m(68)$			Вес	Прозрач- ность
		u	b	v		
291,560	18.IX	-1, ^m 26	-0, ^m 78	-1, ^m 12	4	4
295,565	22.IX	-1, 26	-0, 76	-1, 11	3	5
299,554	26.IX	-1, 21	-0, 71	—	1	1
303,529	30.IX	-1, 25	-0, 73	-1, 12	4	5
304,560	1.X	-1, 28	-0, 80	-1, 14	8	5
306,525	3.X	-1, 26	-0, 79	-1, 14	6	4
307,500	4.X	-1, 22	-0, 76	-1, 12	6	2
317,496	14.X	-1, 19	-0, 70	-1, 05	3	5
322,431	19.X	-1, 20	-0, 78	-1, 13	3	5
322,622	19.X	-1, 34	-0, 80	-1, 14	1	4
326,535	23.X	-1, 28	-0, 80	-1, 12	4	4
334,563	31.X	-1, 33	-0, 80	-1, 13	4	5
335,532	1.XI	-1, 28	-0, 78	-1, 12	4	5
336,443	2.XI	-1, 21	-0, 76	-1, 11	4	4
340,243	6.XI	-1, 24	-0, 78	-1, 13	5	3
344,573	10.XI	-1, 32	-0, 80	-1, 12	3	5
348,479	14.XI	-1, 31	-0, 78	-1, 12	4	5
350,479	16.XI	-1, 36	-0, 83	-1, 16	3	5
351,551	17.XI	-1, 37	-0, 83	-1, 17	3	5
353,389	19.XI	-1, 26	-0, 80	-1, 14	6	3
356,553	22.XI	-1, 37	-0, 84	-1, 16	3	5
359,376	25.XI	-1, 28	-0, 85	-1, 19	2	4
363,370	29.XI	-1, 27	-0, 82	-1, 15	4	2
364,357	30.XI	-1, 30	-0, 80	-1, 14	4	5
367,501	3.XII	-1, 38	-0, 81	-1, 14	3	5

глазомерная оценка качества прозрачности. Наблюдения в ночи с оценками 2 и 1 заслуживают наименьшего доверия. На фиг. 2 такие наблюдения отмечены вопросительным знаком. Даты, указанные во втором столбце таблицы, относятся к вечеру.

Из рассмотрения фиг. 2 можно сделать следующие выводы: 1) кривые блеска подобны во всех трех цветах, 2) явной закономерности в изменении блеска подметить нельзя. Возможно, существует некоторая цикличность с характерным временем 25 ± 5 дней.

Во второй и третьей колонках табл. 4 последовательно даны амплитуды и максимальные суточные скорости изменения блеска в трех цветах.

Мы оценили возможные изменения цветовой температуры χ^2 Ori. На фиг. 3 показана зависимость разности

$$\Delta m = \delta m(t_2) - \delta m(t_1)$$

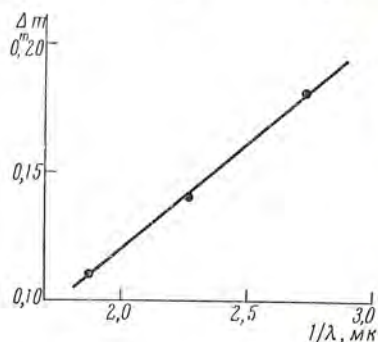
от величины $1/\lambda$; здесь $t_1 = \text{J.D. } 2438356,553$; $t_2 = \text{J.D. } 2438317,496$. Относительный спектрофотометрический градиент вычислялся по обычной формуле

$$g = 0,922 \cdot \frac{d\Delta m(\lambda)}{d1/\lambda} = 0,075.$$

Так как температуру в атмосфере звезды можно принять равной 17500° [1], то найденное нами изменение градиента соответствует изменению температуры на 1900° . Оценка изменения радиуса, полученная по формуле

$$\frac{\Delta R}{R} = -0,087 \left[\Delta m(\lambda) + \frac{1,56}{\lambda} \frac{\Delta T}{T^2} \right],$$

дает величину 3% в среднем по трем цветам.



Фиг. 3. К вычислению изменения спектрофотометрического градиента χ^2 Ogi между 22.XI и 14.X 1963 г.

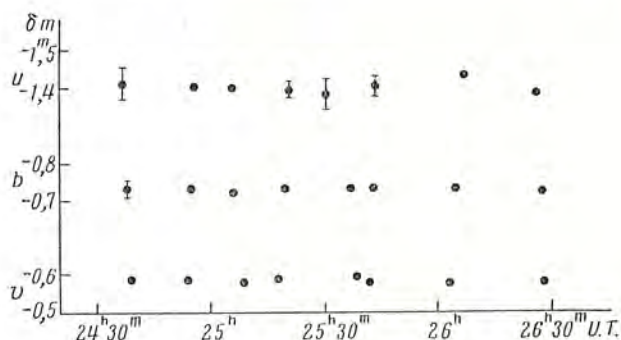
С целью выяснения вопроса, нет ли у χ^2 Ogi колебаний блеска длительностью порядка нескольких минут, мы выбрали самый продолжительный ряд наблюдений 1.X 1963 г., который занимает $1^h 50^m$, и

Таблица 4

Цвет	$(\Delta m)_{\max}$	$\left(\frac{dm}{dt}\right)_{\max}$ m/день
u	0,20	0,6
b	0,15	0,3
v	0,10	0,2

построили кривые блеска за эту ночь (фиг. 4). Экстинкция не учитывалась.

Как видно из фиг. 4, короткопериодические колебания не обнаруживаются.



Фиг. 4. Кривые блеска χ^2 Ogi за 1.X 1963 г.

Черточками указаны примерные величины ошибок

ЗВЕЗДА β Ogi

При наблюдениях β Ogi возникают две трудности:

1) поскольку это одна из самых ярких звезд, трудно подобрать близкую к ней звезду сравнения подходящей яркости;

2) на широте Крымской астрофизической обсерватории звезда не поднимается над горизонтом выше, чем на 37° , поэтому ее приходилось наблюдать на больших зенитных расстояниях, что увеличивало ошибки наблюдений.

Первую из этих трудностей нам удалось обойти, применив диафрагму Гартманна, ослабляющую блеск β Ogi на $3^m,38$.

В табл. 5 содержатся некоторые сведения об исследуемой звезде,

Таблица 5

Звезда	$\alpha_{1950,0}$	$\delta_{1950,0}$	m_v	M_v	Sp
β Ori	5 ^h 12 ^m 08 ^s ,0	-8° 15' 29"	0 ^m ,34	-8 ^m ,2	B8
τ Ori	5 15 10,6	-6 53 49	3,68	-1,8	B8
λ Eri	5 06 45,1	-8 49 00	4,34	-3,2	B3
29e Ori	5 21 32,2	-7 51 09	4,21	-0,4	G8

звезде сравнения (τ Ori), первоначально выбранной контрольной звездой сравнения (λ Eri), оказавшейся переменной, и окончательной контрольной звездой сравнения (29e Ori).

Наблюдения охватывают период с 19.X по 25.XII 1963 г., в течение которого были выполнены 72 полных наблюдения звезды. Результаты с учетом средней экстинкции приведены в табл. 6 и показаны на фиг. 5, б. Построение табл. 6 такое же, как и табл. 3. На фиг. 5, а представлены фотоэлектрические наблюдения Э. С. Бродской [4] (1944 г.), выполненные в фиолетовых ($\lambda_{\text{эфф}} \sim 3800 \text{ \AA}$, на фиг. обозначено u') и желтых ($\lambda_{\text{эфф}} \sim 5300 \text{ \AA}$, на фиг. обозначено v') лучах со звездой сравнения ξ Ori.

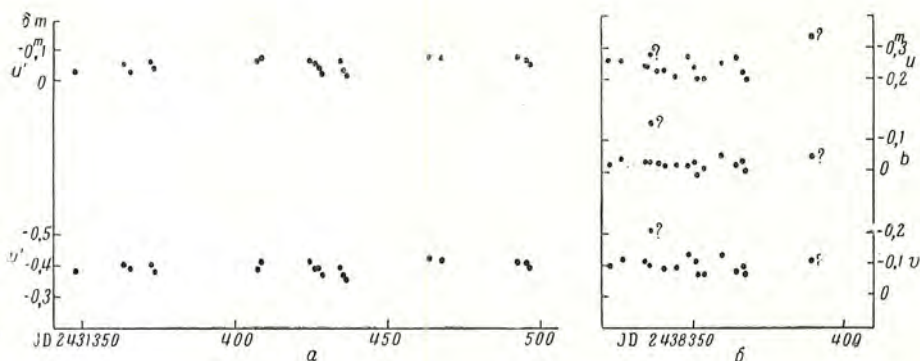
Таблица 6

J. D. 2438 . . .	Дата, 1963 г.	$\delta m = m(\beta) - m(\tau)$			Вес	Прозрачность
		u	b	v		
322,544	19.X	-0 ^m ,26	-0 ^m ,02	-0 ^m ,10	3	4
326,565	23.X	-0,26	-0,04	-0,12	3	4
334,604	31.X	-0,24	-0,03	-0,11	3	5
335,522	1.XI	-0,24	-0,03	-0,10	3	5
336,483	2.XI	-0,28	-0,16	-0,21	3	2
338,469	4.XI	-0,23	-0,03	-0,03	3	4
340,475	6.XI	-0,23	-0,02	-0,09	3	5
344,537	10.XI	-0,21	-0,02	-0,09	4	4
348,514	14.XI	-0,27	-0,02	-0,13	2	3
359,517	16.XI	-0,24	-0,03	-0,11	3	5
351,517	17.XI	-0,20	+0,01	-0,07	3	5
353,454	19.XI	-0,20	-0,01	-0,07	2	4
359,421	25.XI	-0,25	-0,05	-0,13	3	4
364,395	30.XI	-0,27	-0,02	-0,08	3	5
366,463	2.XII	-0,22	-0,03	-0,09	3	5
367,463	3.XII	-0,20	-0,00	-0,07	27	5
389,365	25.XII	-0,34	-0,05	-0,14	1	1

Из фиг. 5 видно, что характер изменения блеска у β Ori в настоящее время такой же, как и 19 лет назад: неправильные колебания со слабовыраженной циклическостью в 10—20 дней.

Амплитуды и максимальные суточные скорости изменения блеска приведены в табл. 7. Сравнивая эти данные с аналогичными для χ^2 Ori, можно заметить существенные различия в характере переменности обеих звезд.

С целью выявления короткопериодических колебаний блеска мы наблюдали β Ori в течение 5 час. 3.XII 1963 г. Результаты этих наблюдений (без учета экстинкции) представлены на фиг. 6. По-видимому, можно



Фиг. 5. Кривые блеска β Ori

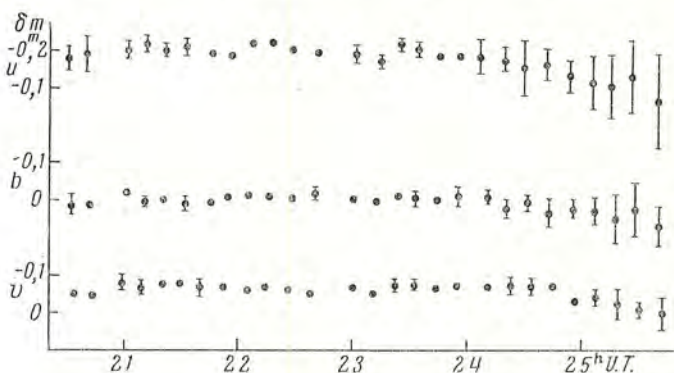
a — полученные Э. С. Бродской [4]; b — полученные нами (шкала ординат справа)

подозревать колебания блеска с амплитудой три-четыре сотых звездной величины и характерным временем порядка часа. Однако это заключение недостаточно уверенно и нуждается в подтверждении.

Несколько слов о λ Eri; мы уже упоминали, что эта звезда, выбранная сначала в качестве контрольной звезды сравнения, оказалась переменной. Характер ее переменности мы не исследовали, однако надо указать некоторые общие характеристики, которые могут оказаться полезными для других наблюдателей:

а) амплитуды изменения блеска в u , b и v имеют порядок $0^m,10$; $0^m,05$ и $0^m,03$ соответственно;

б) во всех трех цветах кривые блеска подобны и удовлетворительно аппроксимируются синусоидой с периодом около 12—13 дней.



Фиг. 6. Кривые блеска β Ori за 3.XII 1963 г.

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

1. Оба исследованных сверхгиганта χ^2 Ori и β Ori показывают переменность блеска неправильного характера.

2. Имеются существенные различия в поведении этих звезд как в амплитудах блеска, так и в скорости его изменения.

3. Изменение спектрофотометрического градиента у χ^2 Ori указывает на возможность изменения температуры в атмосфере звезды на величину до 2000° .

4. Средняя продолжительность времени между двумя максимумами блеска χ^2 Ori (цикл) имеет порядок 20—30 дней. Короткопериодические колебания блеска (в течение нескольких минут) не обнаружены.

5. Колебания блеска β Ori в настоящее время имеют такой же характер, как и 19 лет назад. Характерное время этих колебаний около 10—20 дней. Возможно, существуют также колебания в пределах 0^m03 — 0^m04 с характерным временем порядка часа.

6. Заподозрена переменность блеска правильного характера у звезды λ Eri (гигант В3).

Работа выполнена во время пребывания И. Семенюк (Варшавская астрономическая обсерватория) на Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

Октябрь 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. И. М. Копылов, Э. А. Витриченко, Т. С. Галкина, О. П. Голландский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 30, 42.
2. H. L. Johnson. Ann. astrophys., 1955, 18, 292.
3. W. A. Hiltner. Astrophys. J. Suppl., 2, 1956, N 24, 389.
4. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1951, 6, 84.

ЭЛЕКТРОПОЛЯРИМЕТРИЯ χ^2 Ori

Э. А. Витриченко, Ю. С. Ефимов

На интегрирующем фотоэлектрическом поляриметре Крымской астрофизической обсерватории [1] были выполнены наблюдения поляризации света χ^2 Ori (B2 Ia).

Обнаружены неправильные изменения поляризации света χ^2 Ori с амплитудой 0,66%. Характерное время этих колебаний, по-видимому, не противоречит характерному времени колебаний блеска χ^2 Ori (20—30 дней, [2]).

Сделана попытка объяснить наблюдаемые изменения поляризации при помощи гипотезы о выбросах материи с поверхности звезды. Отмечается трудность, возникающая при такой интерпретации.

ELECTROPOLARIMETRIC OBSERVATIONS OF χ^2 Ori, by E. A. Vitrichenko and Y. S. Efimov.— Polarization observations of χ^2 Ori (B2 Ia) have been made with the integrating photoelectric polarimeter of the Crimean Astrophysical Observatory [1]. Irregular variations of polarized light with an amplitude 0.66% are detected. The characteristic time of these variations apparently does not contradict that of the light variations (20—30 days [2]). An attempt is made to explain the observed polarization variations by a hypothesis on the ejection of matter from the surface of the star. The difficulties which are met at such an interpretation are noted.

Как было показано ранее [2], сверхгигант χ^2 Ori (B2 Ia) изменяет свой блеск в пределах, на порядок превышающих ошибки наблюдений. Анализ изменений блеска в трех цветах указывает на возможность изменений температуры в атмосфере звезды, которые могут достигать 2000°.

В связи с обнаружением переменности блеска χ^2 Ori нам показалось интересным провести ряд параллельных поляриметрических и колориметрических наблюдений этой звезды.

НАБЛЮДЕНИЯ

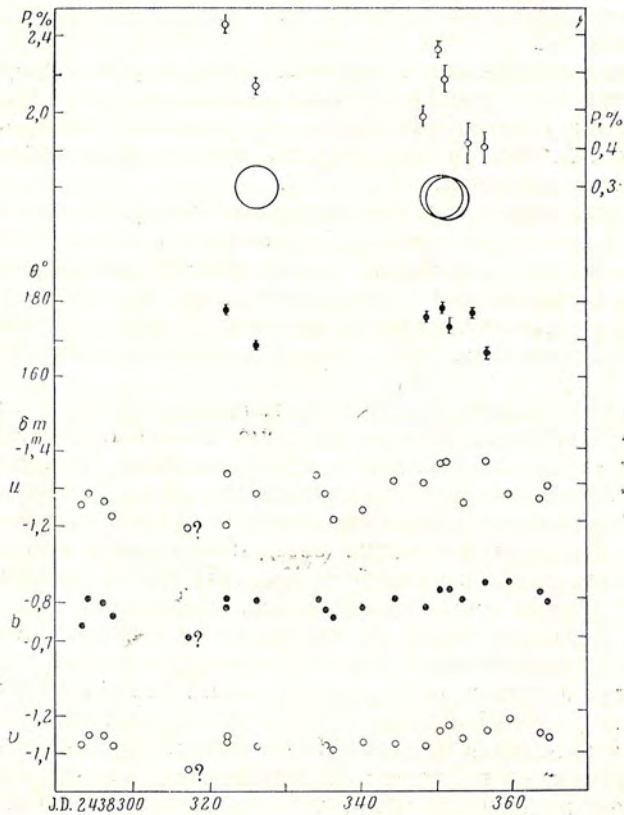
Поляриметрические наблюдения в интегральном свете и их обработка проведены по методике, описанной в [1].

Всего за период с 19.X по 22.XI 1963 г. были сделаны 76 измерений поляризации света χ^2 Ori. Из них только наблюдения 20.XI не сопровождались колориметрическими наблюдениями. Во всех других случаях те и другие наблюдения проводились одновременно или почти одновременно. Результаты колориметрических наблюдений вместе с их анализом содержатся в [2]. Результаты поляризационных наблюдений χ^2 Ori приведены в таблице. Здесь последовательно даны: средний момент наблюдений (в юлианских днях); дата, относящаяся к вечеру; степень поляризации (в процентах) и положение плоскости поляризации (плоскость преимущественных колебаний электрического вектора) в экваториальной системе отсчета

вместе со среднеквадратичными ошибками их определения; число наблюдений (каждое наблюдение имеет трехминутное время накопления); в последнем столбце — примечания.

J. D. 2438...	Дата, 1963 г.	$\bar{P}, \%$	$\sigma_{\bar{P}}$	$\bar{\theta}, ^\circ$	$\sigma_{\bar{\theta}}$	n	Примечание
322,546	19.X	2,46	$\pm 0,04$	177,1	$\pm 0,3$	8	
326,596	23.X	2,13	0,04	168,0	2,0	3	
348,527	14.XI	1,97	0,05	175,2	0,5	5	
350,564	16.XI	2,32	0,03	178,1	0,5	27	Очень хорошая прозрачность
351,572	17.XI	2,17	0,08	173,2	1,3	5	
354,476	20.XI	1,82	0,11	176,8	1,1	8	Сильный ветер
356,485	22.XI	1,80	0,08	166,5	0,7	6	Легкие цирусы
Среднее взвешенное по всем наблюдениям		2,24	$\pm 0,08$	175,6	$\pm 1,3$	76	

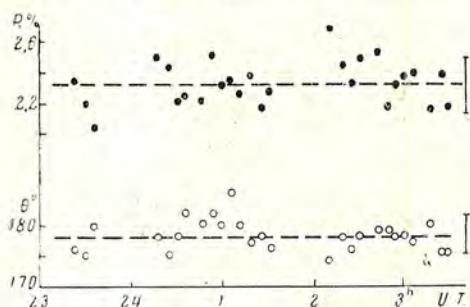
На фиг. 1 приведенные выше данные представлены графически вместе с колориметрическими наблюдениями [2]. Длина вертикальных черточек соответствует удвоенной среднеквадратичной ошибке результата. Наблюдения поляризации контрольной звезды χ^2 Ogi показаны на той же фиг. 1



Фиг. 1. Изменение степени поляризации, положения плоскости поляризации и блеска [2] у звезды χ^2 Ogi за период с 19.X по 22.XI 1963 г.

(кружки). Радиус кружков равен среднеквадратичной ошибке наблюдений. Шкала значений P для этой звезды нанесена справа. Ввиду малости значения поляризации χ^2 Ori положение плоскости поляризации определяется неуверенно и поэтому не приводится.

Для выявления короткопериодических изменений поляризации в одну из ночей (16.XI) звезда наблюдалась три часа подряд. Эти наблюдения



Фиг. 2. Результаты поляризационных наблюдений χ^2 Ori 16.XI 1963 г.

χ^2 Ori (0,66%) примерно в 8 раз превышает среднюю ошибку ее определения (0,08%). То же относится и к амплитуде изменения позиционного угла плоскости поляризации. Применение к результатам наблюдений метода последовательного анализа, разработанного в [3], также приводит к выводу о реальности изменений степени поляризации и положения ее плоскости.

Короткопериодические колебания поляризации, по-видимому, отсутствуют, так как дисперсия наблюдений не превышает дисперсии, возникающей из-за мерцания звезды и шумов аппаратуры. Однако, как видно из фиг. 2, можно заподозрить небольшое возрастание степени поляризации со временем.

Контроль за состоянием атмосферы в те же даты производился при помощи наблюдения звезды в непосредственной окрестности χ^2 Ori. Результаты показали, что изменения поляризации, наблюдаемые у χ^2 Ori, не могут быть объяснены изменениями поляризующих свойств земной атмосферы или оптики телескопа во время наблюдений. Стабильность аппаратуры контролировалась при помощи эталона с известной поляризацией (см. [1]).

Поскольку маловероятно, чтобы межзвездная среда на протяжении около 1000 μ s за несколько суток изменяла свои свойства настолько, чтобы это приводило к наблюдаемым изменениям поляризации, то эти изменения следует приписать изменению поляризации света самой звезды.

В настоящее время можно предложить следующие механизмы возникновения поляризации излучения звезды: а) тормозное излучение релятивистских электронов в магнитном поле, б) чистое рассеяние, в) эффект затмения, г) эффект эллипсоидальности. Последние два случая могут иметь место только в двойных или кратных системах. Мы не будем их рассматривать, потому что у нас нет никаких сведений о двойственности χ^2 Ori. Случай а) также не рассматривается, так как ничего не известно ни о наличии у χ^2 Ori сильного магнитного поля, ни о сколько-нибудь значительной эмиссии в непрерывном спектре, свидетельствующей о возможности тормозного излучения. Таким образом, остается предположить, если магнитное поле звезды мало, то поляризация вызвана рассеянием на сгустках материи, временами возникающих вблизи звезды.

В свете предложенной гипотезы следует рассмотреть вопрос, должны ли колебания поляризации совпадать по фазе с колебаниями блеска.

представлены на фиг. 2 отдельно для P и θ . Пунктиром показано положение среднего значения. Величина отрезка, помещенного на графиках справа, равна удвоенной среднеквадратичной ошибке одного наблюдения.

ОБСУЖДЕНИЕ

Сначала следует решить вопрос о реальности наблюдаемых изменений поляризации. Как видно из фиг. 1, амплитуда изменения величины поляризации света

Если выбросы материи происходят беспорядочно во все стороны, то изменения блеска могут быть вызваны всеми выбросами; изменения же поляризации, по-видимому, связаны с выбросами в основном вблизи картинной плоскости. Поэтому колебания поляризации и блеска могут не совпадать как по фазе, так и по длительности.

Рассмотрение фиг. 1 позволяет сделать вывод, что характерное время изменений поляризации не противоречит среднему времени колебаний блеска χ^2 Ori (25 ± 5 дней), найденному в [2]. Для более определенного суждения о характерном времени изменения поляризации, очевидно, необходим более длинный ряд наблюдений.

С учетом сказанного можно предположить, что и изменения блеска, и изменения поляризации вызваны одним механизмом — выбросами сгустков материи с поверхности звезды в околозвездное пространство. Заметим также, что на возможность выбросов с поверхности звезды указывает анализ переменности лучевых скоростей и контура H_α , произведенный Э. Андерхилл [4].

С помощью рассуждений, подробно изложенных в [5], можно грубо оценить число электронов N_e , участвующих в создании поляризации света звезды, воспользовавшись формулой

$$N_e = \frac{4\pi R^2 \Delta P}{\alpha \sigma W} = 10^{50} \text{ электронов,}$$

где $R = 50 R_\odot$ — радиус звезды, который мы оценили по абсолютной величине ($M_v = -7^m,36$ [6]) и эффективной температуре ($T_{\text{эфф}} = 24500^\circ$ [6, 7]); $\Delta P = 0,66\%$ — амплитуда изменения поляризации; $\sigma = 0,67 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ — коэффициент рассеяния на свободных электронах; $\alpha = 0,24$ — коэффициент, учитывающий индикатрису рассеяния; W (фактор дилуции) мы приняли равным 0,01. Считая, что выброшенная материя состоит из полностью ионизованного водорода, получаем (с точностью до одного-двух порядков) величину массы выбрасываемого газа

$$M = 10^{26} \text{ г} = 10^{-7} M_\odot.$$

Однако легко показать, что такая значительная масса газа ($10^{-7} M_\odot$) должна давать сильную эмиссию в водородных линиях χ^2 Ori, чего не наблюдается. Это создает серьезное затруднение для рассмотренной гипотезы.

Вышеизложенное показывает, что механизм, ответственный за наблюдаемые изменения поляризации и блеска χ^2 Ori, видимо, пока остается неясным.

В заключение авторы приносят благодарность Л. Лебедевой за тщательное выполнение наблюдений и их обработку, а также А. А. Боярчуку и Р. Е. Гершбергу за полезное обсуждение результатов.

Декабрь 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. М. Шаховской, Н. А. Димов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 27, 291.
2. Э. А. Витриченко, И. Семенюк. Наст. том, стр. 106.
3. А. Вальд. Последовательный анализ, 1960.
4. A. B. Underhill. Publ. Domin. Astrophys. Obs., 1961, 11, 353.
5. Н. М. Шаховской. Астрон. ж., 1962, 39, 755.
6. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 20, 156.
7. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 69.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ζ Tau
В 1964 г.

А. А. Боярчук, И. И. Проник

На основании спектрограмм с большой дисперсией (1,3, 13, 35 Å/мм) изучены условия в оболочке ζ Tau. Найдено, что число атомов на втором уровне водорода практически оставалось неизменным во время наблюдения, $\lg N_2 = 16,03$. Контуры водородных линий заметно изменились за время наблюдений (фиг. 1). Была построена кривая роста и определена турбулентная скорость, оказавшаяся переменной. Найдена корреляция между величиной турбулентной скорости и характером эмиссии водородных линий (фиг. 7).

Центральные остаточные интенсивности резких линий поглощения водорода оказались практически равными нулю. Линии поглощения металлов имеют спутников с коротковолновой стороны (фиг. 3).

A SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF ζ Tau in 1964, by A. A. Boyarchuk and I. I. Pronik.— Conditions in the envelope of ζ Tau have been studied using high dispersion spectrograms (1,3, 13 and 35 Å/mm). It is found that during the period of observations the number of atoms at the second hydrogen level practically remained the same, $\lg N_2 = 16.03$. The hydrogen line profiles showed considerable variations during the period of observations (fig. 1). The curve of growth was constructed and the turbulent velocity, found to be variable, determined. A correlation between the turbulent velocity and the character of hydrogen line emission was detected (fig. 7).

The central residual intensities of sharp hydrogen absorption lines are practically zero. The metallic absorption lines have satellites to the shortwave side (fig. 3).

ζ Tau является одной из наиболее интересных Ве-звезд. Струве и Хайнек [1] обнаружили, что лучевая скорость, определенная по линиям He I и O II, меняется с периодом 135^d. Характер спектра оболочки звезды также меняется. Однако эти изменения, по-видимому, не связаны жестко с изменением лучевой скорости звезды. Их закономерности еще недостаточно установлены. Одной из причин является отсутствие достаточного количества наблюдений, выполненных на спектрографах с большой дисперсией. Настоящее исследование является первым, которое посвящено систематическим наблюдениям ζ Tau в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

Наблюдения. Спектрограммы ζ Tau были получены в начале 1964 г. на дифракционном спектрографе 1,22-м телескопа и эшелюном куде-спектрографе 2,6-м телескопа [2]. Последние спектрограммы были любезно предоставлены авторам И. М. Копыловым. Более подробные данные о спектрограммах приведены в табл. 1.

Таблица 1

Дата, 1964 г.	Телескоп	Дисперсия, А/мм	Пластика	Число спек- трограмм	Область, спектра, А
11.I	ЗТШ	1,3	0aO	2	3600—5000
17.II	50''	13	0aO	5	3600—5000
27.III	50''	13	0aO	1	3600—5000
27.III	50''	35	0aF	2	5500—6600
17.IV	50''	13	0aO	5	3600—5000

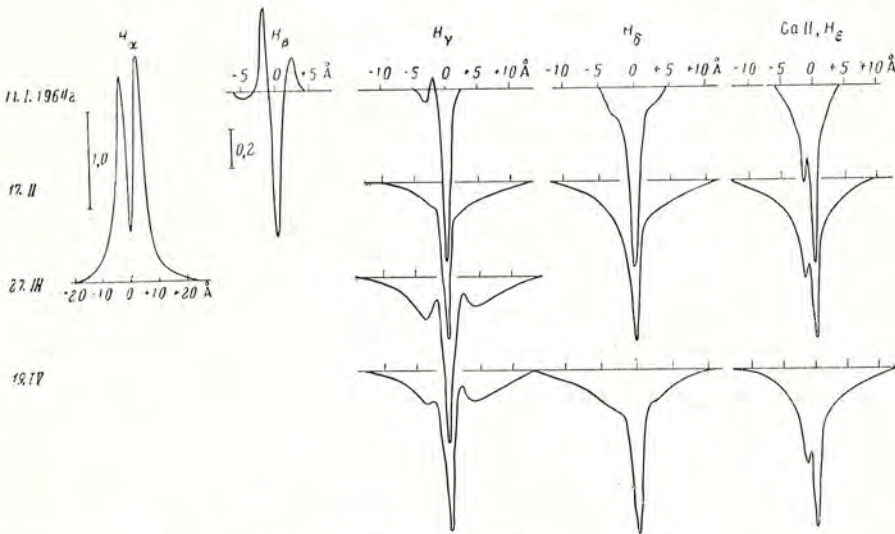
Все спектрограммы были измерены на регистрирующем микрофотометре Молля. На основании регистрограмм обычным путем были определены контуры и эквивалентные ширины линий.

Табл. 2 содержит эквивалентные ширины линий W_λ отдельно для каждой даты получения спектрограмм (n — число определений). На фиг. 1—3 представлены контуры некоторых линий.

1. ОБЩИЙ ХАРАКТЕР СПЕКТРА

Во время наших наблюдений спектр ζ Тау сохранил типичные черты спектра звезды с оболочкой.

В спектре ζ Тау наблюдается много линий, возникающих в атмосфере звезды. Сюда относятся водородные линии, линии He I, Mg II, N II и многочисленные линии O II. Из-за большой ширины и относительной слабости последние линии заметны на наших спектрограммах не очень



Фиг. 1. Контуры водородных линий $H_\alpha - H_\epsilon$

хорошо. Все линии довольно широки, и характер их контура свидетельствует о большой скорости вращения. Наиболее широкие линии He I, O II и N II. Их ширина соответствует величине $v \sin i = 400$ км/сек. Линия $\lambda 4481$ Mg II заметно уже. Ее ширина соответствует величине $v \sin i = 170$ км/сек.

Кроме того, в спектре наблюдаются узкие линии, принадлежащие оболочке. На фиг. 1 представлены контуры линий H_α , H_β , H_γ , H_δ и H_ϵ ,

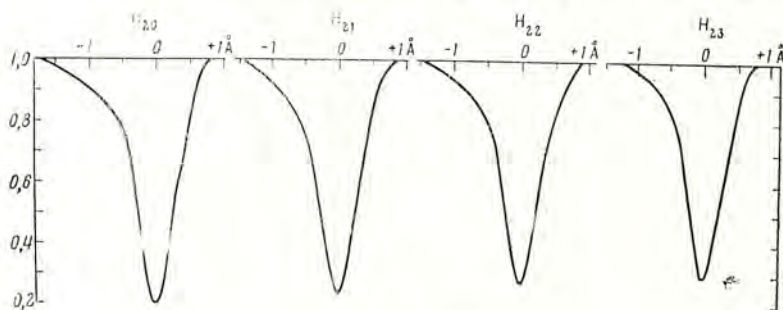
Таблица 2

λ	Элемент и номер мультиплета	11 января		17 февраля		27 марта		17 апреля	
		W_{λ}	n	W_{λ}	n	W_{λ}	n	W_{λ}	n
3656,14	H ₃₈	0,02	3						
3656,67	H ₃₇	0,03	3						
3657,27	H ₃₆	0,04	3						
3657,93	H ₃₅	0,05	3						
3658,64	H ₃₄	0,07	3	0,05	1			0,05	1
3659,42	H ₃₃	0,09	3	0,02	2			0,03	3
3660,28	H ₃₂	0,12	3	0,06	2			0,14	3
3661,22	H ₃₁	0,14	3	0,09	2			0,08	3
3662,26	H ₃₀	0,15	3	0,11	3			0,11	3
3663,41	H ₂₉	0,20	3	0,09	3			0,09	3
3664,68	H ₂₈	0,22	3	0,19	3			0,16	3
3666,10	H ₂₇	0,23	3	0,20	3			0,15	3
3667,68	H ₂₆	0,26	3	0,24	3			0,22	3
3669,47	H ₂₅	0,31	3	0,27	3			0,27	3
3671,48	H ₂₄	0,38	3	0,31	3			0,28	3
3673,76	H ₂₃	0,44	3	0,38	3			0,38	3
3676,36	H ₂₂	0,55	3	0,50	3			0,37	3
3679,36	H ₂₁	0,56	4	0,43	3			0,42	3
3682,81	H ₂₀	0,59	3	0,55	3			0,51	3
3685,19	Ti II, 14	0,05	1	0,04	3			0,03	1
3686,83	H ₁₉	0,61	4	0,53	3			0,65	3
3691,56	H ₁₈	0,72	4	0,73	3			0,76	3
3697,15	H ₁₇	0,79	4	0,79	3			0,78	3
3703,86	H ₁₆	0,97	4	0,96	3			0,89	3
3711,97	H ₁₅	0,90	4	0,92	3			0,99	3
3713,04	Cr II, 12	0,50	3						
3715,37		0,25	2						
3721,94	H ₁₄	0,96	3	0,82	3			1,04	3
3727,04	Fe II, 192	0,04	2	0,04	2			0,02	3
3734,37	H ₁₃	0,91	3	1,00	3			0,95	3
3748,49	Fe II, 154	0,04	3	0,07	3			0,06	2
3750,15	H ₁₂	1,36	4	0,97	3			0,87	3
3758,23	Fe I, 21	0,04	2						
3759,46	Fe II, 154 бп	0,08	3	0,07	3			0,06	2
3761,69	Cr II, 11	0,04	2	0,05	3			0,02	2
3762,89	Fe II, 192	0,04	2						
3769,46	Ni II, 4	0,06	3	0,06	6			0,05	3
3770,63	H ₁₁	1,28	4	1,08	3			0,65	3
3797,90	H ₁₀	1,33	4	1,01	3			0,76	3
3832,30	Mg I, 3	0,07	2	0,18	3			0,08	2
3835,39	H ₉	0,99	2	1,03	3			0,94	3
3838,29	Mg I, 3	0,07	2	0,14	3			0,09	3
3849,58	Ni II, 11	0,08	4	0,06	3			0,05	3
3853,66	Si II, 1	0,02	1	0,04	2			0,02	2
3856,02	Si II, 1	0,18	4	0,12	3			0,07	3
3862,59	Si II, 1	0,12	4	0,08	3			0,06	3
3889,05	H ₈	1,03	2	0,94	3			1,23	3
3906,04	Fe II, 173	0,10	1						
3933,66	Ca II, 1	0,47	3	0,43	3			0,51	3
3935,94	Fe II, 173	0,04	3						

Таблица 2 (окончание)

λ	Элемент и номер мультиплета	11 января		17 февраля		27 марта		17 апреля	
		W_λ	n	W_λ	n	W_λ	n	W_λ	n
3938,97	Fe II, 190	0,04	3	0,09	1			0,03	1
3947,90		0,04	2	0,09	1				
3964		0,09	3	0,04	3			0,09	2
3961,53	Al I, 1	0,09	2						
3968,47	Ca II, 1	0,18	3						
3970,07	H _{ϵ}								
4063,60	Fe I, 43	0,04	1						
4067,05	Ni II, 11	0,11	3	0,12	2			0,10	3
4101,74	H _{δ}								
4122,64	Fe II, 28	0,04	2						
4128,05	Si II, 3	0,15	4	0,09	5			0,13	5
4130,88	Si II, 3	0,19	4	0,12	5			0,20	5
4173,45	Fe II, 27	0,19	2	0,11	2			0,20	2
4178,86	Fe II, 28	0,23	1	0,16	2			0,17	2
4233,17	Fe II, 27	0,28	3	0,23	2	0,34	1	0,15	1
4296,57	Fe II, 28	0,11	2						
4303,17	Fe II, 27	0,16	2	0,10	2	0,16	1	0,08	2
4325,76	Fe I, 42	0,06	2						
4340,47	H _{γ}								
4351,76	Fe II, 27	0,26	2	0,14	2	0,32	1	0,20	2
4357,57	Fe II			0,03	2	0,09	1	0,06	2
4369,40	Fe II, 28	0,04	1						
4385,38	Fe II, 27	0,20	4	0,04	2	0,07	1	0,07	2
4416,82	Fe II, 27	0,13	5	0,08	2	0,08	1	0,08	2
4451,54	Fe II	0,05	2						
4454,78	Ca I, 4	0,05	2						
4489,19	Fe II, 37	0,06	1						
4491,40	Fe II, 37	0,09	3						
4508,28	Fe II, 38	0,09	2	0,20	2	0,14	1	0,12	2
4515,34	Fe II, 37	0,13	2	0,08	2	0,05	1	0,12	2
4520,22	Fe II, 37	0,08	2	0,10	2	0,07	1	0,13	2
4522,63	Fe II, 38	0,17	2	0,16	2	0,16	1	0,12	2
4534,17	Fe II, 37	0,04	1						
4541,52	Fe II, 38	0,05	2						
4549,48	Fe II, 38	0,29	4	0,34	2	0,32	1	0,32	2
4555,89	Fe II, 37	0,22	4	0,22	2	0,17	1	0,16	2
4558,66	Cr II, 44	0,11	2	0,10	2	0,09	1	0,06	2
4576,33	Fe II, 38	0,08	2	0,06	2	0,06	1	0,06	2
4583,83	Fe II, 38	0,28	2	0,23	2	0,27	1	0,19	2
4588,22	Cr II, 44	0,06	2	0,12	2	0,06	1	0,06	2
4595,68	Fe II, 38	0,05	2						
4618,83	Cr II, 44	0,06	2						
4620,51	Fe II, 38	0,04	2						
4629,34	Fe II, 37	0,16	4	0,20	2	0,20	1	0,12	2
4634,11	Cr II, 44 б.н	0,04	2	0,07	2	0,04	1	0,07	1
4635,33	Fe II, 186	0,12	4	0,12	2	0,10	1	0,06	2
4731,44	Fe II, 43	0,06	2						
4861,33	H _{β}								
6347,09	Si II, 2					0,31	2		
6371,34	Si II, 2					0,48	2		
6562,82	H _{α}								

полученные в разные даты. На протяжении всего периода наблюдений в первых членах балмеровской серии до H_8 имела эмиссия, разделенная резкой линией поглощения на две компоненты. Из рассмотрения фиг. 1 видно, что за время наших наблюдений изменились интенсивность и характер эмиссионных компонент. В начале наших наблюдений была более интенсивной фиолетовая компонента, но уже после марта стала более интенсивной красная. Отсутствие протяженных крыльев у контуров линий, относящихся к январю, является следствием инструментальных эффектов эшелюного спектрографа и не отражает реального изменения контура. Следует отметить, что нам не удалось обнаружить признаков тонкой структуры эмиссионных компонент водородных линий ни на одной спектрограмме. Резкая линия поглощения может быть прослежена на спектрограммах, полученных на эшелюном спектрографе вплоть до H_{39} .



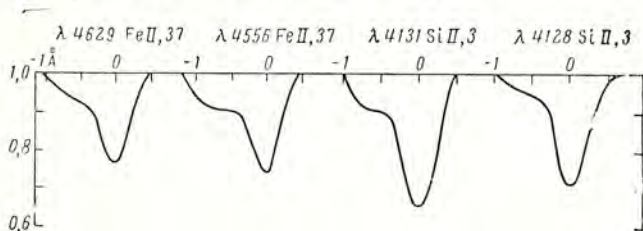
Фиг. 2. Контурь водородных линий $H_{20} - H_{23}$

Одной из характерных особенностей узких водородных линий поглощения в рассматриваемый период является их исключительно малая центральная остаточная интенсивность. На эшелюных спектрограммах, где инструментальный контур меньше, эта величина составляет всего лишь 5%. Однако рассеянный свет в спектрографе составляет $\sim 3\%$, и конечная ширина инструментального контура позволяет сделать вывод, что реальная величина центральной остаточной интенсивности близка к нулю. Таким образом, центральная остаточная интенсивность водородных линий поглощения оболочки во много раз меньше центральной остаточной интенсивности водородных линий ($\sim 0,5$), возникающих в атмосфере звезды B1,5 V.

Другой характерной особенностью узких линий поглощения водорода является депрессия с фиолетовой стороны. На фиг. 2 эта особенность проиллюстрирована по линиям $H_{20} - H_{23}$. Эти линии выбраны не случайно. Обычно для звезды B2 V последней линией, видимой в спектре, является H_{17} , поэтому можно считать, что все более высокие члены серий оболочки неотягчены влиянием атмосферных линий самой звезды. С другой стороны, линии $H_{20} - H_{23}$ еще достаточно далеко расположены друг от друга и не блендируются. Кроме узких линий водорода, в спектре ζ Тау наблюдаются также многочисленные узкие линии поглощения металлов, возникающих в оболочке звезды. В основном эти линии принадлежат ионам, а в ультрафиолетовой части спектра есть несколько линий, принадлежащих нейтральным атомам Fe I, Mg I, Al I. Наиболее интенсивные линии Fe II имеют эмиссионные спутники. Интенсивность этих спутников заметно меняется. Характер изменения эмиссионных компонент повторяет характер изменения эмиссии, наблюдаемый у водородных линий, который был описан выше. На спектрограммах, полученных в январе, заметна небольшая эмиссия, расположенная с фиолетовой стороны линий. К февралю эмиссия усилилась, появилась более сильная, чем фио-

летовая, красная компонента. Во время последующих наблюдений характер эмиссии практически не менялся.

Линии поглощения металлов довольно узкие. Их ширина составляет 35 и 45 км/сек для спектрограмм, полученных на эшелъном и дифракционном спектрографах соответственно. На эшелъных спектрограммах видно, что эти линии имеют сложное строение. На фиг. 3 в качестве примера представлены контуры некоторых линий металлов. Спутники, расположенные с фиолетовой стороны, имеют смещения по отношению к главным линиям примерно такое же, как «центр тяжести» депрессии водородных линий, рассмотренных на фиг. 2. Эти спутники видны и на других спектрограммах, но менее отчетливо.



Фиг. 3. Контуры некоторых линий металлов

Такой вид линий можно интерпретировать двумя способами. Во-первых, можно предположить, что в спектре ζ Tau существуют две системы линий поглощения, соответствующие двум поглощающим массам, движущимся с разностью лучевых скоростей 43 км/сек. Во-вторых, можно предположить, что наряду с системой узких линий существует еще система более широких линий поглощения, сдвинутая на 20 км/сек в сторону коротких длин волн по сравнению с системой резких линий. Сделать выбор между указанными объяснениями вида контуров линий поглощения металлов на основании имеющегося материала не представляется возможным вследствие большой ширины инструментального контура даже для эшелъных спектрограмм, поскольку при их получении для сокращения экспозиции была взята довольно широкая щель.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ОБОЛОЧКЕ ζ Tau

Размеры оболочки. Предполагая справедливость закона сохранения углового момента $Vr = \text{const}$, мы можем определить размеры оболочек, используя скорости вращения, определенные по разным линиям. Здесь следует помнить, что поскольку ширины самых узких линий поглощения, возникающих в оболочке, очень малы и близки к инструментальным, то этим способом будут найдены нижние границы размера оболочек.

Другая трудность возникает при определении скорости вращения по широким линиям. Дело в том, что линии He I и Mg II имеют разную ширину. Вероятно, это можно объяснить тем, что линия Mg II возникает не в самой атмосфере звезды, где возникают линии He I, а где-то выше. Принять объяснение, что линии He I шире из-за несколько большей эквивалентной ширины, нельзя, поскольку линия $\lambda 3995$ N II имеет такую же ширину, хотя ее эквивалентная ширина меньше, чем у $\lambda 4481$ Mg II. Поэтому будем считать, что скорость вращения атмосферы звезды, определяющаяся по линиям He I, равна 400 км/сек.

При определении размера оболочки будем предполагать, что линии поглощения Fe II образуются в той части оболочки, которая проектируется на диск звезды. Тогда будем иметь

$$\frac{v_{\text{Fe II}}}{v_{\text{He I}}} = \left(\frac{R_{\text{зв}}}{r_{\text{об}}} \right)^2 \quad (1)$$

и для коэффициента дилуции

$$W = 0,5 \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{R_{3B}}{r_{об}} \right)^2} \right] = 0,5 \left[1 - \sqrt{1 - \frac{v_{Fe II}}{v_{He I}}} \right]. \quad (2)$$

Подставляя численные значения, будем иметь

$$\frac{r_{об}}{R_{3B}} \geq 10 \text{ и } W \leq 0,02 \text{ по линиям Fe II,}$$

$$\frac{r_{об}}{R_{3B}} = 2,4 \text{ и } W = 0,17 \text{ по линиям Mg II.}$$

Электронная плотность в оболочке. Величина электронной плотности n_e обычно определяется по известной формуле Инглиса — Теллера

$$\lg n_e = 23,26 - 7,5 \lg m, \quad (3)$$

где m — номер последней видимой линии бальмеровской серии водорода. Эта формула применяется, когда последние члены бальмеровской серии замыкаются вследствие эффекта Штарка.

Таблица 3

Дата, 1964 г.	m	$\lg n_e$	$\Delta \lambda_m - (m + 1),$ км/сек	$\Delta \lambda_{Fe II},$ км/сек	$\Delta \lambda_{инстр},$ км/сек
11.I	39	11,3	39	35	25
17.II	35	11,7	53	50	51
17.IV	35	11,7	53	50	51

В табл. 3 для каждой даты приведена величина $\lg n_e$, получаемая на основании формального применения формулы (3). В четвертом столбце приведено расстояние между двумя последними линиями, выраженное в км/сек, в пятом столбце — полуширина линий Fe II, выраженная также в км/сек. В шестом столбце дана полуширина инструментального контура. Из сравнения этих столбцов видно, что основной причиной расширения резких линий водорода является эффект Доплера. Поэтому величины n_e , приведенные в табл. 3, являются верхней границей электронной плотности в оболочке ζ Тау, т. е.

$$n_e < 2 \cdot 10^{11}. \quad (4)$$

Определение величины N_2 . Используя эквивалентные ширины резких линий поглощения водорода, можно определить число атомов N_2 на втором уровне водорода над 1 см^2 поверхности звезды по формуле [3]

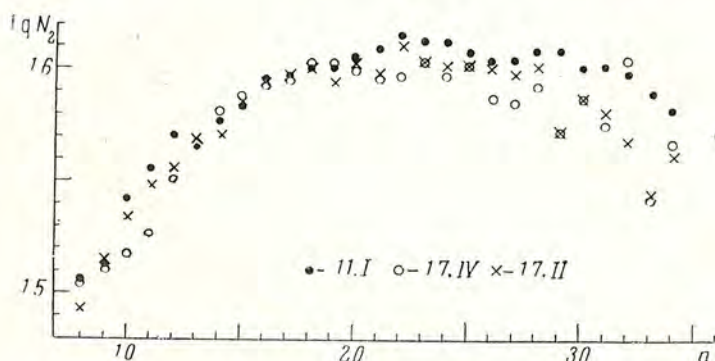
$$N_2 = \frac{W_\lambda}{\frac{\pi e^2}{m_e c^2} f \lambda^2}, \quad (5)$$

где W_λ — эквивалентная ширина резкой линии поглощения, f — сила осциллятора, а остальные обозначения имеют обычный смысл. Результаты определения $\lg N_2$ представлены на фиг. 4. Мы видим, что для линий, начиная примерно с H_{20} , выполняется условие оптически тонкого слоя и по их эквивалентной ширине мы получаем практически одинаковое значение величины $\lg N_2$. Уменьшение величины $\lg N_2$ после H_{30} вызвано понижением континуума вследствие перекрытия резких линий поглощения.

Таким образом, линии $H_{20}-H_{30}$ дают нам возможность определить саму величину $Ig N_2$, а не ее нижнюю границу, как в случае звездных атмосфер. Результаты определения приведены ниже.

Дата	11 января	17 февраля	17 апреля
$Ig N_2$	16,08	16,02	16,00

Из этих данных видно, что величины $Ig N_2$ очень близки между собой во все даты наблюдений. Можно отметить небольшое уменьшение со временем, хотя трудно быть уверенным, что это изменение реально, поскольку здесь используются данные, полученные на различных спектрографах.



Фиг. 4. Зависимость величины $Ig N_2$ от номера водородной линии n

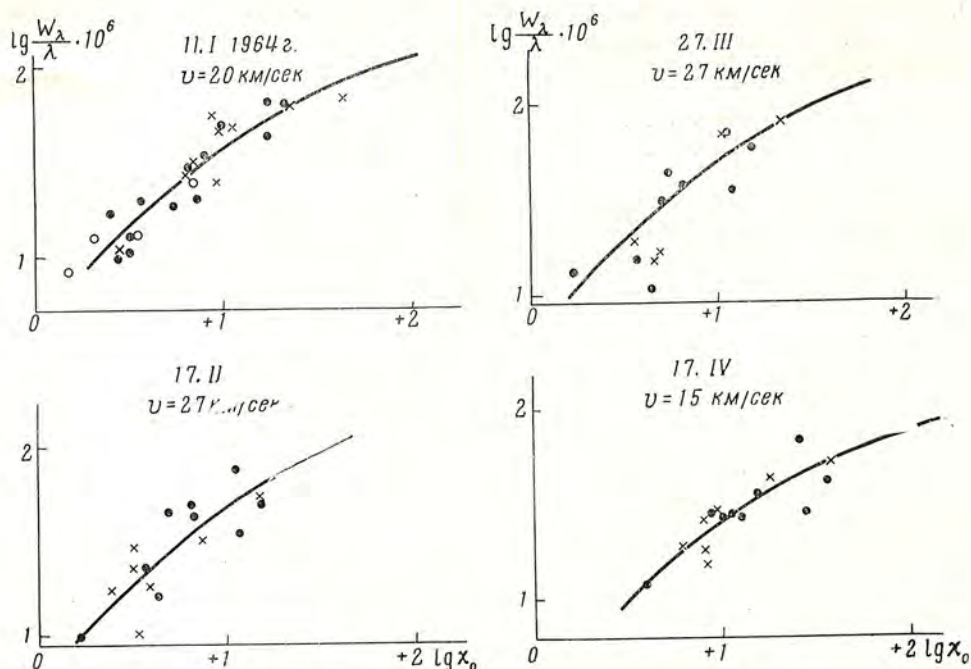
Движения в оболочке. В спектре ζ Тау наблюдаются по крайней мере четыре системы линий поглощений: широкие линии He I, O II, N II, узкие линии водорода, узкие линии металлов и их спутники, расположенные с фиолетовой стороны. Поскольку эти линии формируются в различных местах, то можно ожидать, что они будут иметь различную лучевую скорость. Были сделаны измерения положения линий по эшелювым спектрограммам; результаты схематически представлены на фиг. 5. Здесь мы приняли лучевую скорость равной нулю для широких линий He I. Ошибки составляют ± 7 км/сек для широких линий и ± 3 км/сек для узких. На основании фиг. 5 можно считать, что районы возникновения широких линий и узких линий водорода и металлов (M I) не имеют относительного движения по лучу зрения, превышающего ошибки измерения. Лишь небольшая часть оболочки, где возникают спутники линий металлов (M II), движется от звезды со скоростью 43 км/сек.



Фиг. 5. Схема положения линий поглощения в оболочке ζ Тау 11.I 1964 г.

H — система узких линий поглощения водорода; M I и M II — две системы узких линий поглощения металлов; He — система широких линий поглощения He I

Используя эквивалентные ширины линий поглощения металлов, мы можем построить кривую роста. При этом будем считать, что звезду Ве можно представить такой моделью: над фотосферным слоем звезды В находится газ в сильном конвективном движении, в котором возникают линии поглощения оболочки. Для этого случая наиболее подходящей является теоретическая кривая роста, рассчитанная К. Хунгером [4] для модели атмосферы Шустера — Шварцшильда. Для построения кривых роста использовались линии Fe II мультиплетов 27, 28, 37, 38 и Sr II мультиплета 44. Значения сил осцилляторов были взяты из [5]. Кривые



Фиг. 6. Кривые роста для оболочки ζ Тау

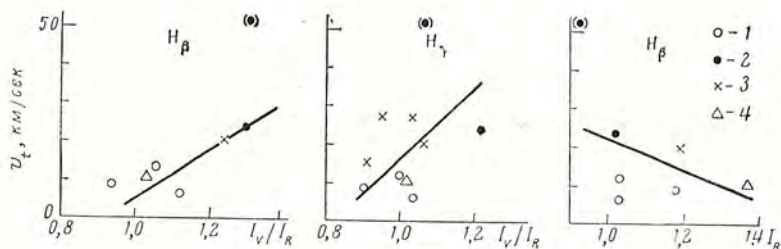
роста приведены на фиг. 6. Из сравнения наблюдаемой и теоретической кривых роста удалось определить турбулентные скорости и числа атомов на возбужденных уровнях. Результаты определения логарифмов чисел атомов представлены в табл. 4.

Таблица 4

Дата, 1964 г.	Mg I $3^2 p^0$	Si II $3 p^2 2D$	Si II $4^2 S$	Si II $3^2 D$	Cr II $b^4 F$	Fe II $b^4 p$	Fe II $b^4 F$	v_t , км/сек
11.I	12,45	14,34		13,26	12,87	15,27	15,02	20
17.II	12,64	13,4		12,95	12,84	14,86	15,10	27
27.III			14,92		12,70	15,01	15,02	27
17.IV	12,50	14,54		13,37	13,21	15,03	15,06	15

Приведенные в табл. 4 данные о турбулентной скорости, а также опубликованные нами в [6] дают возможность сопоставить изменение турбулентной скорости с изменением общего характера спектра оболочки. В работах [6, 7] приведено значение турбулентной скорости, определенное по средней кривой роста для наблюдений 1953—1956 гг. Мы пересмотрели эти наблюдения и построили кривые роста отдельно для 26.XII 1953 г., 11.XI 1954 г. и 12.I 1956 г. и получили соответственно следующие значения турбулентной скорости: 12, 6,4 и 9,1 км/сек. При этом были использованы силы осциллятора, опубликованные в [5]. На фиг. 7 представлено сравнение величины v_t с отношением интенсивностей длинноволновой и коротковолновой компонент I_V/I_R для линий H_β и H_γ , а также с интенсивностью I_R длинноволновой компоненты у H_β . Мы видим, что между изменением этих величин существует заметная корреляция: величина турбулентной скорости растет с увеличением отношения I_V/I_R . Ранее

отмечалось [8], что величина отношения I_V/I_R связана со скоростью расширения оболочки: при $I_V/I_R > 1$ оболочка сжимается, при $I_V/I_R < 1$ — расширяется. В этом случае мы можем сделать вывод, что скорость турбулентных вихрей, характерный размер которых меньше толщины оболочки, возрастает при сжатии оболочки и уменьшается при ее расширении. Вследствие небольшого числа точек на фиг. 7 этот вывод следует рассматривать как предварительный.



Фиг. 7. Зависимость турбулентной скорости от отношения интенсивностей эмиссионных компонент линий H_β и H_γ и от интенсивности красной эмиссионной компоненты линии H_β

1 — наблюдения 1953—1956 гг.; 2 — 1958 г.; 3 — 1964 г.; 4 — наблюдения 1958 г. звезды HD 217050

Авторы приносят глубокую благодарность Г. Н. Шараповой за помощь в обработке спектрограмм и И. М. Копылову за получение спектрограмм 11 января.

30 ноября 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. A. Н у н е к, O. S t r u v e. *Astrophys. J.*, 1942, 96, 425.
2. И. М. К о п ы л о в, Н. В. С т е ш е н к о. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1965, 33, 308.
3. А. А. Б о я р ч у к. *Вопросы космогонии*, 1960, 7, 231.
4. K. H u n g e r. *Z. Astrophys.*, 1956, 39, 36.
5. М. Е. Б о я р ч у к, А. А. Б о я р ч у к. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1960, 22, 234.
6. А. А. Б о я р ч у к, И. И. П р о н и к. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1963, 29, 268.
7. А. А. Б о я р ч у к. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1957, 17, 89.
8. D. B. M c L a u g h l i n. *Publ. Roy. Astron. Soc. Canada*, 1959, 53, N 4; 1961, 55, N 2.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗД
KX Ori, V 359 Ori и V 372 Ori

Т. М. Барташ

На основании спектрограмм, полученных с дисперсией $36 \text{ \AA/мм}$, проведено сравнение спектров звезд типа RW Aur: KX Ori, V 359 Ori, V 372 Ori со спектрами нормальных звезд того же спектрального класса и класса светимости. Сравнение показало, что не существует заметных различий в химическом составе этих звезд. Эквивалентные ширины водородных линий W_λ и электронные плотности $\lg n_e$ у звезд KX Ori, V 359 Ori, V 372 Ori несколько больше, чем у нормальных звезд.

Показано, что звезды KX Ori, V 359 Ori, а также ранее изученные звезды AE Aur, NU Ori [2] лежат вблизи линии нулевого возраста диаграммы спектр — светимость и, видимо, являются молодыми объектами.

SPECTROPHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF KX Ori, V359 Ori and V372 Ori, by T. M. Bartash.— Spectrograms of the RW Aur type stars: KX Ori, V359 Ori and V372 Ori, were obtained with a dispersion of $36 \text{ \AA/mm}$. These were compared with those of normal type stars of the same spectral type and luminosity class. The comparison shows that there is no appreciable difference in the chemical composition of these stars. The equivalent widths of hydrogen lines W_λ and electron densities $\lg n_e$ are somewhat greater than those for normal stars. It is shown that KX Ori and V359 Ori and also the previously investigated stars AE Aur and NU Ori [2] lie close to the zero-age sequence in the spectrum — luminosity diagram and are evidently young objects.

Звезды KX Ori, V 359 Ori, V 372 Ori отнесены к типу RW Aur на основании изучения их кривых блеска [1]. Здесь, как и в [2], мы проводим сравнение спектров переменных звезд со спектрами нормальных звезд.

В качестве звезд сравнения были взяты η Aur, ν Ori, 35 Ari, 1 Vul для переменных KX Ori и V359 Ori и λ Per и 29 Vul — для V372 Ori. Звезды сравнения выбирались таким образом, чтобы их спектральный класс, класс светимости и скорость вращения были такие же, как у исследуемых переменных. Как видно из табл. 1, эти условия выполняются хорошо для каждой группы изучаемых звезд.

Наблюдения выполнены с помощью дифракционного спектрографа 1220-мм рефлектора Крымской астрофизической обсерватории с дисперсией $36 \text{ \AA/мм}$ и охватывают спектральную область $3700\text{--}5000 \text{ \AA}$. Данные о спектрограммах представлены в табл. 2. В период с 1.II по 4.XI 1962 г. для получения спектрограмм использовались пластинки Kodak 103aO, а в период с 19.XI 1962 г. по 3.I 1964 г. — Kodak 0aO.

Спектрограммы были прокалиброваны при помощи ступенчатого ослабителя на спектрографе ИСП-51. Измерение спектрограмм выполнено

Таблица 1

Звезда	m_{pg}	Sp	$v \sin i$, км/сек
KX Ori	$7^m.1-8^m.1$	B2,5 V	163
V359 Ori	$6,9-8,1$	B2,5 V	156
η Aur	3,17	B2,5 V	162
ν Ori	4,40	B3 V	144
35 Ari	4,58	B3 V	177
1 Vul	4,60	B3 V	156
V372 Ori	$7,9-8,6$	A0 V	180
λ Per	4,33	A0 V	198
29 Vul	4,78	B9 V	114

на регистрирующем микрофотометре типа Молля с увеличением в 50 раз. Построение контуров и определение эквивалентных ширин производилось обычным способом.

В табл. 3 и 4 приводятся результаты фотометрической обработки спектрограмм. В первом столбце даны длины волн наблюдаемых линий,

Таблица 2

Звезда	Дата	Экспозиция	Звезда	Дата	Экспозиция
KX Ori	4.II 1962 г.	4^h30^m	V359 Ori	19.XI	3
	3.II	3 50		22.XI	2
	10.X	2 30		7.XII	2
	3.X	2 45	V372 Ori	6.II 1963 г.	2
	4.XI	2 30		16.XI 1962 г.	3
				20.XI	4
				3.I 1964 г.	4

во втором — элемент, которому принадлежит данная линия, в последующих столбцах для каждой звезды дается значение эквивалентных ширин W_λ и n — число использованных спектрограмм.

Для определения спектральных классов и классов светимости в системе МК для исследуемых звезд и звезд сравнения мы использовали зависимости эквивалентных ширин от спектральных классов, полученные в [3] и [4]. Точность спектральной классификации V372 Ori составляет примерно один подкласс, так как в звездах класса A0 очень мало спектральных линий для того, чтобы выполнить точную классификацию.

Скорости вращения $v \sin i$, приведенные в табл. 1, определены по полуширине линии $\lambda 4481$, Mg II для всех звезд.

У V372 Ori наблюдалась эмиссия в линиях $\lambda\lambda 3729, 3726$ [O II]. Эта звезда расположена рядом с NU Ori, и обе принадлежат туманности Ориона [5]. Поэтому нет сомнения в том, что эмиссия в линиях $\lambda\lambda 3729$ и 3726 [O II], наблюдаемая у V372 Ori, как и в случае NU Ori, возникает в туманности Ориона. Оценки отношения интенсивностей линий $\lambda 3729/\lambda 3726$ [O II] по двум спектрограммам в среднем дают 1,10, что соответствует, как и в случае NU Ori [2], электронной плотности в туманности $\lg n_e = 2,6$ [6], если считать для диффузных туманностей $T = 8000^\circ$. В этой же точке туманности Ориона Остерброк [7] определил отношение интенсивностей линий $\lambda 3729/\lambda 3726$ [O II] также равным 1,1.

Водородные линии. Из табл. 3 и 4 видно, что эквивалентные ширины водородных линий W_λ переменных звезд больше W_λ звезд сравнения.

Таблица 3

$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	KX Ori B2,5 V		V359 Ori B2,5 V		η Aur B2,5 V		ν Ori B3 V		35 Ari B3 V		1 Vul B3 V	
		$W_\lambda, \text{\AA}$	n	$W_\lambda, \text{\AA}$	n	$W_\lambda, \text{\AA}$	n	$W_\lambda, \text{\AA}$	n	$W_\lambda, \text{\AA}$	n	$W_\lambda, \text{\AA}$	n
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
4922	He I	0,46	1	0,70	2	0,78	3			0,62	2	0,56	3
4861	H $_{\beta}$	8,75	4	8,50	2	6,55	4	5,50	2	6,55	3	7,00	3
4713	He I	0,29	4	0,32	4	0,25	4	0,45	2				
4676	O II			0,46	2								
4481	Mg II	0,26	5	0,40	4	0,24	3	0,37	3	0,39	4	0,33	2
4471	He I	1,29	5	1,69	4	1,01	4	1,51	2	1,04	4	1,15	3
4437	He I			0,15	3								
4388	He I	0,71	4	0,80	4	0,77	3	0,90	3	0,60	3	0,51	3
4367	O II	0,09	4	0,09	2								
4340	H $_{\gamma}$	7,85	4	7,30	4	6,35	3	6,25	3	6,25	4	7,15	3
4331	O II									0,06	2		
4325	O II, C II	0,13	3	0,07	3					0,15	2		
4319	O II									0,10	2		
4267	C II	0,19	4	0,33	3			0,32	3	0,16	3	0,14	2
4169	He II, O II	0,12	3					0,33	2				
4144	He I	0,76	4	1,00	3	0,72	4	0,82	3	0,64	4	0,45	3
4120	He I, O II	0,25	3	0,37	3	0,25	4	0,22	3	0,40	3		
4102	H $_{\delta}$	8,25	4	7,30	4	6,45	4	6,43	3	6,45	4	6,55	3
4077	Si IV			0,21	3								
4026	He I	1,42	3	1,56	3	1,24	4	1,54	2	1,28	4	0,98	3
4009	He I	0,54	3	0,58	3	0,54	3	0,78	2	0,52	3	0,44	2
3995	N II	0,14	2	0,08	3					0,13	3		
3984	O II											0,14	2
3970	H $_{\epsilon}$	7,80	4	6,90	4	6,60	4	6,25	3	6,55	4	6,35	3
3965	He I	0,11	2	0,10	2								
3933	Ca II	0,26	5	0,22	4	0,22	2			0,22	3	0,14	2
3927	He I	0,12	3	0,34	3	0,39	3	0,34	2	0,46	2		
3919	C II			0,26	3								
3889	H $_{\delta}$	7,35	4	6,65	4	6,30	4	5,95	3	6,50	4	7,15	3
3872	He I			0,13	3							0,22	3
3868	He I			0,22	3								
3835	H $_{\theta}$	6,75	4	6,00	4	5,85	4	5,05	3	5,60	4	5,85	3
3820	He I	0,11	4	1,18	4	0,94	4			1,06	4	0,98	3
3798	H $_{10}$	5,75	4	5,70	4	5,40	4	4,50	3	5,25	4	6,10	3
3771	H $_{11}$	4,80	4	3,95	4	4,45	4	4,61	2	4,40	4	4,50	3
3750	H $_{12}$	3,08	4	2,90	4	3,16	4	3,56	2	2,73	4	3,70	3
3734	H $_{13}$	1,95	4	1,85	4	2,60	4	3,11	2	1,95	4	2,72	3
3727	H $_{14}$	1,35	4	1,06	2	1,30	4	2,24	1	1,40	4	1,72	3
3712	H $_{15}$	0,53	4	0,60	2	0,80	3	1,70	1	0,76	3	1,27	3
3706	H $_{16}$, He I	0,44	4	0,70	2	0,70	3			0,68	3	0,70	2

По бальмеровским линиям мы определили $N_{02}H$ — число водородных атомов в атмосфере звезды на втором энергетическом уровне над 1 см² фотосферы, используя формулу

$$W_\lambda = \frac{\pi e^2 \lambda^2}{mc^2} f N_{02} H, \quad (1)$$

Таблица 4

$\lambda, \text{ \AA}$	Элемент	V372 Ori A0 V		29 Vul B9 V		λ Per A0 V	
		$W_\lambda, \text{ \AA}$	n	$W_\lambda, \text{ \AA}$	n	$W_\lambda, \text{ \AA}$	n
1	2	3	4	5	6	7	8
4861	H $_{\beta}$	13,30	2	12,90	2	9,30	4
4559	Cr II	0,24	3				
4481	Mg II	0,55	2	0,27	4	0,44	4
4340	H $_{\gamma}$	12,70	3	11,05	4	12,00	4
4134	Fe I			0,16	3		
4131	Si II			0,33	2		
4128	Si II			0,22	3		
4102	H $_{\delta}$	13,80	3	12,05	4	12,35	4
3970	H $_{\epsilon}$	13,40	3	14,60	4	11,30	4
3933	Ca II	1,44	3	0,42	4	1,48	4
3928	Fe I	0,18	2				
3889	H $_{\delta}$	12,50	3	11,10	3	10,40	4
3838	Mg I	0,20	2				
3835	H $_{\theta}$	10,50	3	8,70	4	9,85	5
3798	H $_{10}$	8,10	2	8,65	4	7,30	5
3771	H $_{11}$	6,35	2	6,26	4	5,95	5
3750	H $_{12}$	4,62	2	4,95	4	4,55	5
3734	H $_{13}$	4,10	2	3,45	4	3,32	5
3727	H $_{14}$	3,34	1	2,50	4	2,50	5
3712	H $_{15}$	1,70	1	1,44	1	1,73	5
3706	H $_{16}$	1,36	1	0,85	1	0,71	4
3697	H $_{17}$			0,57	1	0,36	2
3692	H $_{18}$					0,36	2
3689	H $_{19}$					0,21	3

где W_λ — эквивалентная ширина, λ — длина волны, f — сила осциллятора.

Поскольку эта формула действительна для оптически тонкого слоя, что справедливо лишь для высших членов балмеровской серии, то мы можем определить величину $N_{02}H$ как некоторый нижний предел. На фиг. 1 представлены зависимости $\lg N_{02}H$ от $\lg f$ для исследуемых звезд. Из этих зависимостей мы получаем $\lg N_{02}H$ (табл. 5, столбец 5) с точностью до 0,05.

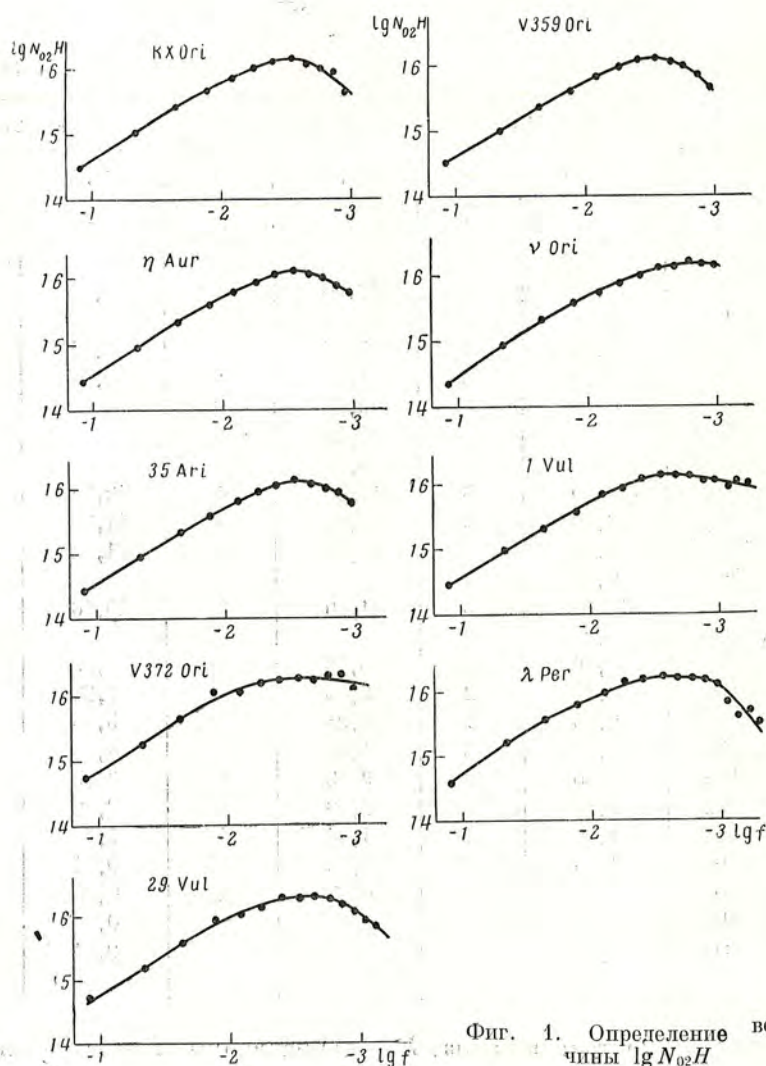
Изучая водородные линии, можно определить величину электронной плотности по формуле Инглиса — Теллера

$$\lg n_e = 23,26 - 7,5 \lg m, \quad (2)$$

где n_e — электронная плотность, m — номер последней наблюдаемой балмеровской линии.

Для определения m были построены графики зависимости R_c — центральной глубины линии от номера линии. Путем экстраполяции величин R_c мы получили m . Эти же зависимости дают значение предельной центральной глубины R_c , которое представлено во втором столбце табл. 5 для каждой звезды.

В третьем столбце этой же таблицы даны значения $\lg n_e$, определенные по формуле (2).



Фиг. 1. Определение величины $\lg N_{02}H$

Величину электронной плотности можно определить, используя соотношение

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

где k — постоянная, зависящая от длины волны и силы осциллятора, а $N_{02}H$, R_c , W_{λ} — величины известные. Величины $\lg n_e$ определены по формуле (3) для линий H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , а затем усреднены для каждой звезды. Средние значения $\lg n_e$ по трем линиям приведены в четвертом столбце табл. 5.

Линии нейтрального гелия, наблюдаемые у KX Ori и V359 Ori и у звезд сравнения, принадлежат сериям

$$\begin{aligned} 2^3P - n^3D, & \quad 2^1P - n^1D, \\ 2^3P - n^3S, & \quad 2^1S - n^1P. \end{aligned}$$

На основании формулы (1) [8] вычислены числа атомов в состояниях 2^3P и 2^1P над 1 см^2 фотосферы и построены зависимости $\lg N_{2^3P} H$ от $\lg f$ для линий, имеющих общий нижний уровень 2^3P , и $\lg N_{2^1P} H$ от $\lg f$ для линий с общим нижним уровнем 2^1P (фиг. 2).

Из фиг. 2 определены величины $\lg N_{2^3P} H$ и $\lg N_{2^1P} H$ (табл. 5, столбцы 6 и 7), соответствующие насыщению кривых. Для 35 Ari значение $\lg N_{2^3P} H$ неуверенное, то же самое можно сказать и о $\lg N_{2^3P} H$ для 1 Vul.

Из рассмотрения результатов, приведенных в табл. 5, можно сделать следующие выводы:

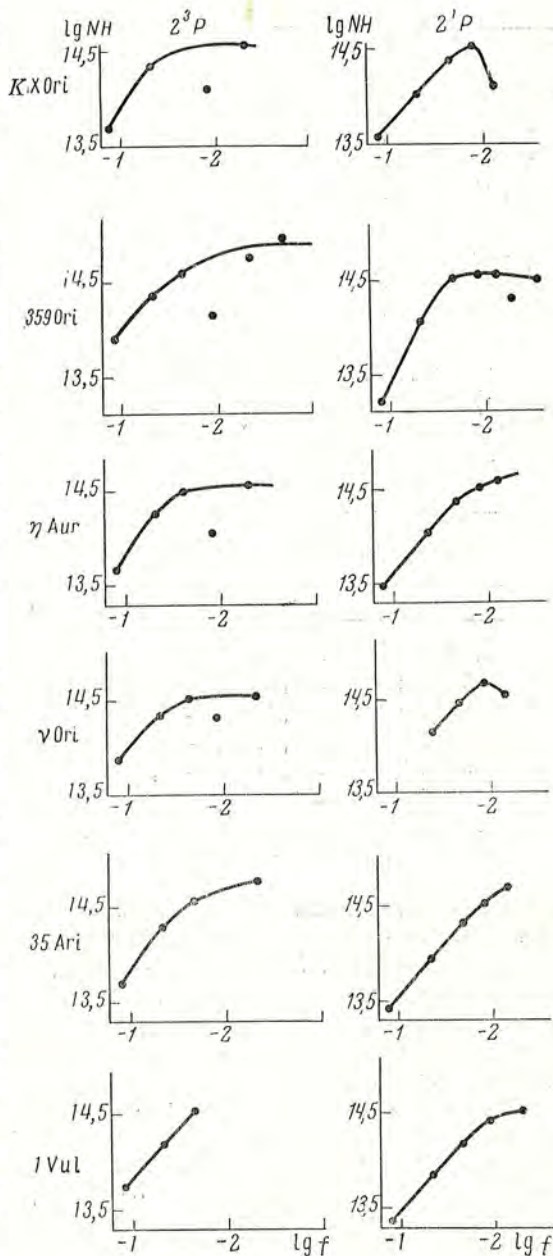
1. Остаточные интенсивности водородных линий у KX Ori, V359 Ori и V372 Ori не отличаются заметно от R_c у нормальных звезд.

2. Наблюдается различие в электронных плотностях (и больше всего в $\lg n_e$, определенных по номеру последней наблюдаемой линии Балмера и относящихся, как известно, к более внешним слоям атмосферы звезды), причем атмосферы изучаемых здесь переменных звезд оказались плотнее, чем у нормальных звезд.

3. Из табл. 5 видно, что у исследуемых переменных звезд и звезд сравнения числа $\lg NH$ для водорода близки по своим значениям. Величины $\lg NH$ для гелия у переменных звезд очень мало отличаются от $\lg NH$ у нормальных звезд. Это дает возможность сделать заключение, что, по-видимому, нет различия в относительном содержании водорода и гелия в переменных KX Ori, V359 Ori, V372 Ori и звездах сравнения.

Сказанное выше дает повод считать, что у переменных звезд типа RW Aur светимость меньше, чем у нормальных звезд. Поэтому представляется интересным рассмотреть переменные звезды типа RW Aur ранних спектральных классов с точки зрения звездной эволюции.

Для определения места этих звезд на диаграмме спектр — светимость мы нашли абсолютную величину M_v для изученных звезд, используя критерии, предложенные в [4] и [9]. Величина M_v определена также и для звезд, изученных в [2]. Полученные значения M_v приведены во втором и пятом столбцах табл. 6, в третьем и шестом столбцах даны M_v по [9].



Фиг. 2. Определение величины $\lg NH$ для уровней нейтрального гелия 2^3P и 2^1P

Таблица 5

Звезда	R_c	$\lg n_e (m)$	$\lg n_e$ (H_β , H_γ , H_δ)	$\lg N_{02H}$	$\lg N_{23P H}$	$\lg N_{21P H}$
1	2	3	4	5	6	7
KX Ori	0,66	14,21	14,95	16,15	14,55	14,55
V359 Ori	0,62	14,16	15,00	16,05	14,72	14,55
η Aur	0,57	13,96	14,80	16,10	14,55	14,60
ν Ori	0,58	13,50	14,67	16,15	14,50	14,65
35 Ari	0,56	13,96	14,84	16,10	14,75	14,65
1 Vul	0,62	13,86	14,85	16,10	14,50	14,50
V372 Ori	0,75	14,13	15,27	16,25		
λ Per	0,76	13,71	15,14	16,25		
29 Vul	0,76	13,86	15,12	16,30		

На фиг. 3 представлена линия нулевого возраста звезд (сплошная кривая) диаграммы спектр — абсолютная величина, взятая из [10]. Заштрихованная полоса показывает положение звезд главной последова-

Таблица 6

Звезда	M_v	M_v [9]	Звезда	M_v	M_v [9]
1	2	3	4	5	6
KX Ori	—0 ^m 70		σ Cas	—4 ^m 65	—3 ^m 89
V359 Ori	—1,25		AE Aur	—4,50	
η Aur	—1,50	—1 ^m 81	40 Per	—4,00	—3,90
ν Ori	—1,65	—1,85	V372 Ori	+0,76	
35 Ari	—1,55	—1,42	λ Per	+0,10	
1 Vul	—1,30	—1,15	29 Vul	+0,40	
NU Ori	—3,15				

тельности, изученных в [4]. Темными точками обозначены исследованные нами переменные звезды, а кружками звезды сравнения — нормальные звезды. Из фиг. 3 видно, что исследованные переменные звезды лежат вблизи линии нулевого возраста.

Как указывалось выше, спектральная классификация звезд класса А недостаточно точна, поэтому положение V372 Ori, возможно, несколько неопределенно.

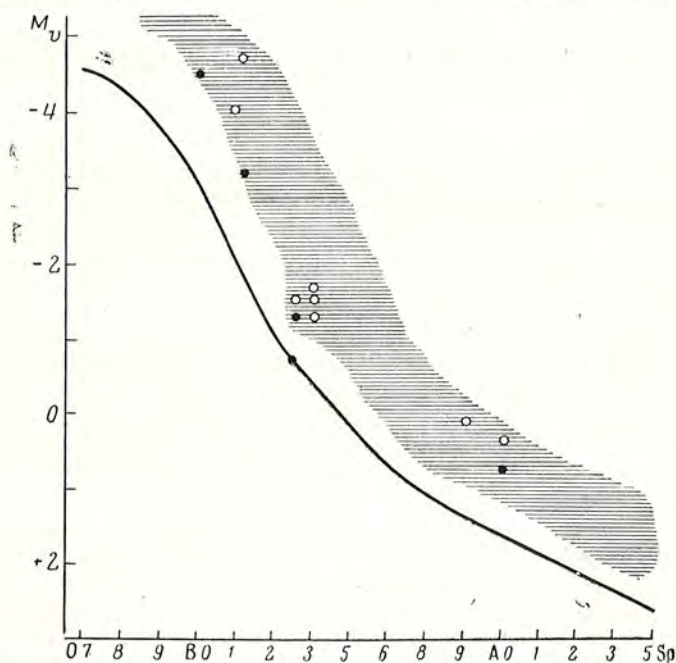
Известно, что в группу неправильных переменных звезд типа RW Aur входят звезды типа Т Тау (их спектральные классы заключены в пределах от G до M), являющиеся молодыми звездами, возраст которых по оценкам [11] близок к $3 \cdot 10^6$ лет. Согласно [11], Т Тау-звезды расположены выше главной последовательности диаграммы спектр — светимость. Так как Т Тау-звезды и исследуемые нами переменные отнесены к одному типу [1], то можно думать, что они являются одними и теми же объектами в разных стадиях звездной эволюции. Если считать, что звезда типа Т Тау эволюционирует к линии нулевого возраста, достигает стадии гравитационного сжатия, вследствие повышения температуры становится звездой раннего спектрального класса и начинает отходить от линии нулевого возраста, то она придет в район, где располагаются изученные нами переменные. Используя диаграмму цвет — абсолютная величина для рассеянных скоплений [11], мы определили верхний предел

возраста исследованных звезд. Оценки получились следующие:

Звезда	Возраст (годы)	Звезда	Возраст (годы)
AE Aur	$5 \cdot 10^6$	V 359 Ori	$7 \cdot 10^7$
NU Ori	$1 \cdot 10^7$	V 372 Ori	$7 \cdot 10^8$
KX Ori	$5 \cdot 10^7$		

Резюмируя, можно сделать следующие выводы.

1. Исследованные переменные звезды типа RW Aur ранних спектральных классов по химическому составу не отличаются, по-видимому, от нормальных звезд тех же спектральных классов и классов светимости.



Фиг. 3. Положение исследованных звезд на диаграмме спектр — светимость

2. Положение изученных переменных звезд вблизи линии нулевого возраста диаграммы спектр—светимость говорит о том, что эти звезды молодые. Однако этот вывод является предварительным, и для его подтверждения нужны дополнительные исследования.

В заключение выражаю благодарность А. А. Боярчуку за руководство при выполнении работы.

Декабрь 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Б. В. Кукаркин и др. Общий каталог переменных звезд, т. 1. М., Изд-во АН СССР, 1958.
2. Т. М. Барташ. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 37.
3. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1957, 17, 89.
4. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 23, 148.
5. П. П. Паренго. Труды ГАИШ, 1954, 25.
6. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 29, 291.
7. D. Osterbrock, E. Flather. Astrophys. J., 1959, 129, 26.
8. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1959, 21, 54.
9. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 20, 156.
10. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 88.
11. Х. К. Арп. Происхождение и эволюция звезд. М., ИЛ, 1962.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ ρ Cas

М. Е. Боярчук

В результате изучения спектроскопических параметров атмосфер ρ Cas, δ CMa, γ Cyg установлено, что атмосфера неправильной переменной ρ Cas напоминает атмосферы наиболее ярких звезд-сверхгигантов класса F8 Ia. Анализ содержания металлов показал, что в атмосфере ρ Cas легких элементов несколько меньше, а тяжелых больше, чем в атмосферах сверхгигантов δ CMa и γ Cyg.

A SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF ρ Cas, by M. E. Boyarchuk. — As a result of a study of the spectroscopic parameters of ρ Cas, δ CMa and γ Cyg atmospheres it is found that the atmosphere of the irregular variable ρ Cas resembles that of the brightest F8 Ia supergiants. An analysis of the metal content shows that in the atmosphere of ρ Cas the abundance of light elements is somewhat smaller and that of heavy elements greater than in the atmospheres of the supergiants δ CMa and γ Cyg.

ρ Cas — неправильная переменная звезда типа R CrB, характеризующаяся изменениями кривой блеска и изменениями интенсивностей линий в спектрах, полученных в 1939—1950 гг. [1]. В 1946 г. наблюдался минимум. В настоящее время, по-видимому, звезда находится в максимальном блеске ($m = 4,8$, спектральный класс F8 Ia). Поэтому можно считать, что анализ полученного материала даст представление о спектральных характеристиках атмосферы звезды в обычном ее состоянии.

Четыре спектрограммы ρ Cas F8 Ia, изученные нами, а также пять спектрограмм звезды сравнения γ Cyg F8 Ib были получены 6, 9 и 19 ноября 1962 г. на дифракционном спектрографе 1220-мм телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Спектры фотографировались на пластинках Kodak 103aO в интервале длин волн $\lambda\lambda 4546\text{—}3983 \text{ \AA}$. Дисперсия спектрограмм $13,4 \text{ \AA/мм}$.

В качестве другого стандарта для изучения звезды ρ Cas была использована звезда δ CMa F8 Ia, эквивалентные ширины линий поглощения которой опубликованы в [2].

Для фотометрической обработки спектрограммы были измерены на микрофотометре типа Молля с увеличением в 50 раз. Обычным методом были получены эквивалентные ширины 415 линий поглощения, наблюдаемых в данном интервале длин волн. Средняя квадратичная ошибка определений эквивалентных ширин колеблется в следующих пределах:

$W_\lambda, \text{ \AA}$	0,4	0,1—0,2	0,2—0,4	0,4—0,6
ρ Cas	0,12	0,08	0,06	0,05
γ Cyg	0,07	0,05	0,05	0,03

Список измеренных линий, отождествление, номер мультиплета, согласно таблицам Ш. Мур [3], значения потенциалов возбуждения нижнего уровня и значения эквивалентных ширин линий для ρ Cas, и γ Cyg приведены в табл. 1.

Таблица 1

λ , Å	Номер мультитипа	ϵ_B	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^4$		λ , Å	Номер мультитипа	ϵ_B	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^4$	
			ρ Cas	γ Cyg				ρ Cas	γ Cyg
Mg I					4354,61	14	0,60	2,08	1,82
4167,27	15	4,33	1,94	1,71	4325,01	15	0,59	2,37	1,98
4057,51	16	4,33	1,88	1,73	4320,70	15	0,60	2,31	2,06
3986,80	17	4,33	1,91	1,60	4314,08	15	0,62	2,31	2,10
3904,02	19	4,33	1,88	1,70	4305,72	15	0,59	2,30	2,03
3838,29	3	2,70		1,93	4294,77	15	0,60	2,34	2,01
3832,30	3	2,70		1,56	4246,83	7	0,31	2,34	2,10
3829,30	3	2,70		1,57	4014,49	8	0,31	2,26	1,92
Mg II					Ti I				
4534,26	26	11,58	2,03	2,11	4534,78	42	0,83	2,03	2,11
4481,33	4	8,51	2,06	2,02	4533,24	42	0,84	1,60	1,73
4433,99	9	9,96	1,78	1,48	4512,70	42	0,83	1,15	1,19
4427,99	9	9,95	1,76	1,94	4465,81	146	1,73	2,15	1,99
4390,58	10	9,96	1,82	1,55	4060,26	80	1,05	1,80	1,32
4109,50	21	11,52	2,28	1,90	3998,64	12	0,05	2,32	1,86
3850,40	5	8,83		1,88	3958,21	13	0,05		1,13
3848,24	5	8,83		2,03	Ti II				
Al I					4545,14	30	1,13	1,92	2,01
3961,53	1	0,00		1,80	4544,01	60	1,24	1,95	1,95
3944,01	1	0,00		1,79	4529,46	82	1,56	2,04	1,79
Si II					4524,73	60	1,23	1,96	1,84
3862,60	1	6,83		1,48	4506,74	30	1,13	1,73	1,22
3856,02	1	6,83		2,08	4501,27	31	1,11	2,28	2,12
3853,70	1	6,83		1,65	4493,53	18	1,08	1,88	1,56
Ca I					4488,32	115	3,11	2,02	1,80
4455,89	4	1,89	1,82	1,74	4470,86	40	1,16	2,12	2,00
4454,78	4	1,89	2,06	2,06	4469,16	18	1,03	2,16	2,08
4435,69	4	1,88	2,08	1,84	4468,49	31	1,13	2,24	2,13
4434,96	4	1,88	2,13	1,50	4464,46	40	1,16	2,18	1,99
4425,44	4	1,87	1,73	1,62	4456,65	115	3,11	1,82	1,57
4318,65	5	1,89	1,89	1,71	4450,49	19	1,08	2,23	2,08
4307,74	5	1,88	2,30	2,11	4444,56	31	1,11		1,98
4302,53	5	1,89	2,28	1,92	4443,80	19	1,08	2,17	2,08
4299,00	5	1,88	2,30		4423,22	61	1,23	1,75	1,38
4226,73	2	0,00	2,31	2,16	4418,34	51	1,23	2,27	1,98
Ca II					4417,72	40	1,16	2,34	2,05
3933,66	1	0,00		3,63	4411,94	61	1,22	2,08	1,74
Sc II					4411,10	115	3,08	2,23	1,83
4431,37	14	0,60	1,93	1,60	4409,52	61	1,24	2,18	1,99
4420,66	14	0,59	1,99	1,57	4407,68	51	1,22	2,12	1,85
4415,56	14	0,59	2,33	2,15	4399,77	51	1,23	2,33	2,08
4400,36	14	0,60	2,34	2,09	4395,85	61	1,24	2,20	1,94
					4395,03	19	1,08	2,34	2,08
					4394,06	51	1,22	2,20	1,88
					4390,98	61	1,23	2,15	1,85

Таблица 1 (продолжение)

$\lambda, \text{ \AA}$	Номер мультитипета	ϵ_B	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^4$		$\lambda, \text{ \AA}$	Номер мультитипета	ϵ_B	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^4$	
			$\rho \text{ Cas}$	$\gamma \text{ Cyg}$				$\rho \text{ Cas}$	$\gamma \text{ Cyg}$
4386,86	104	2,59	2,13	1,87	V II				
4367,66	104	2,58	2,22	1,99	4453,35	199	3,74	1,64	1,48
4350,83	94	2,05	2,21	1,99	4183,44	37	2,04	2,09	1,72
4344,29	20	1,08	2,22		4039,57	32	1,81	1,89	1,38
4337,92	20	1,08	2,34		4036,78	9	1,47	2,07	1,55
4316,81	94	2,04	2,02	1,72	4035,63	32	1,79	2,17	1,82
4314,98	41	1,16	2,31	2,04	4023,39	32	1,80	2,25	1,86
4312,86	41	1,18	2,29	1,94	4005,71	32	1,81	2,38	2,19
4307,90	41	1,16	2,30	1,99	4002,94	9	1,42	2,06	1,76
4301,93	41	1,16	2,29	2,09	3997,13	9	1,47	2,29	2,04
4300,05	41	1,18	2,34	2,11	3951,97	10	1,47		2,05
4294,10	20	1,08	2,35	2,01	3916,42	10	1,42		2,07
4290,20	41	1,16	2,34	2,17	Cr I				
4287,89	20	1,08	2,30	1,93					
4174,09	105	2,59	2,35	1,58	4541,07	33	2,53	1,59	1,19
4171,90	105	2,59	2,05	2,06	4526,47	33	2,53	1,69	1,26
4163,64	105	2,58	2,21	1,97	4511,90	150	3,07	1,93	1,23
4056,21	11	0,60	2,12	1,69	4289,70	1	0,00	2,34	2,17
4053,81	87	1,88	2,30	2,09	4274,80	1	0,00	2,20	1,88
4028,33	87	1,88	2,29	1,88	4254,35	1	0,00	2,18	1,91
4012,37	11	0,57	2,34	2,05	Cr II				
3999,77	51	1,23	2,25						
3900,55	34	1,13		2,07	4545,02	44	4,05	1,85	2,01
V I					4472,60	18	3,09	2,36	1,85
4488,89	86	1,84	2,10	1,80	4284,21	31	3,84	1,98	1,68
4474,71	101	1,88		0,87	4275,57	31	3,84	2,02	1,92
4457,48	21	0,27	1,72	1,54	4269,28	31	3,84	1,96	1,66
4406,64	22	0,30		1,25	4261,92	31	3,85	2,03	1,76
4389,97	22	0,27	1,83	1,24	4252,60	31	3,84	2,02	1,40
4128,07	27	0,27	2,33	1,86	4242,38	31	3,85	2,19	1,84
4119,46	41	1,06	2,17	1,75	4217,07	18	3,09	1,91	1,68
4116,47	27	0,27	1,72	1,20	4207,35	26	3,81	2,22	1,64
4111,78	27	0,30	2,14	1,68	4051,97	19	3,09	2,14	1,72
4102,16	41	1,05	1,82	1,43	4038,03	194	6,46	1,86	1,34
4099,80	27	0,27	1,40	1,07	4012,47	183	5,64	2,34	2,05
4095,49	41	1,06	1,89	1,64	3911,32	129	4,92		1,55
4093,50	52	1,18	1,72	1,68	Mn I				
4042,64	96	1,89	2,20	1,70	4498,90	22	2,93	1,17	1,28
3984,33	89	1,84	2,11	1,85	4055,54	5	2,13	2,12	1,79
3912,20	42	1,04		1,51	4041,36	5	2,11	2,36	1,85
3900,20	126	2,27		2,07	4035,73	5	2,13	2,17	1,82
3896,20	43	1,08		2,09	4034,49	2	0,00	2,24	1,94
3863,90	66	1,34	1,84	1,84	4033,07	2	0,00	2,30	2,06
3841,90	8	0,04		1,85	4030,75	2	0,00	2,36	2,11

Таблица 1 (продолжение)

$\lambda, \text{\AA}$	Номер мультитипета	ε_B	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^4$		$\lambda, \text{\AA}$	Номер мультитипета	ε_B	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^4$	
			$\rho \text{ Cas}$	$\gamma \text{ Cyg}$				$\rho \text{ Cas}$	$\gamma \text{ Cyg}$
Mn II					4276,68	976	3,86		1,68
4510,21	17	10,61	1,30	1,21	4271,76	42	1,48	2,35	1,98
4292,25	6	5,36	2,00	1,51	4271,16	152	2,44	2,33	2,02
4244,26	7	5,35	1,91	1,42	4267,83	482	3,10	1,60	1,35
					4266,97	273	2,72	1,63	1,33
					4265,26	993	3,91	1,52	1,08
4541,95	593	3,25	1,91	1,86	4264,21	692	3,35	1,52	1,27
4538,84	969	3,93	1,31	1,19	4260,48	152	2,39	2,24	2,03
4538,76	115	2,27	1,30	1,19	4250,79	42	1,55	2,30	1,93
4537,68	594	3,25	1,31	0,99	4250,12	152	2,46	2,30	1,93
4531,15	39	1,48	1,88	1,84	4248,20	482	3,06	1,92	1,47
4528,62	68	2,17	2,09	1,95	4245,26	352	2,85	1,91	1,54
4517,53	472	3,06	1,54	1,19	4240,37	764	3,53	1,46	0,97
4494,57	68	2,19	1,99	1,67	4238,82	693	3,38	2,18	1,84
4489,74	2	0,11	1,83	1,94	4238,03	689	3,40	2,18	1,84
4485,68	830	3,67	1,39	1,40	4235,94	152	2,41	2,25	1,97
4483,78	898	3,63	1,68	1,75	4227,42	693	3,40	2,28	2,16
4482,26	68	2,21	1,98	1,90	4227,46	693	3,40	2,18	2,16
4479,61	828	3,67	1,75	1,60	4224,18	689	3,35	2,06	1,85
4476,02	350	2,83	1,81	1,74	4222,22	152	2,44	2,23	1,90
4466,60	350	2,82	1,99	1,84	4219,36	800	3,56	1,87	1,65
4461,20	471	3,00	1,89	2,11	4217,55	693	3,42	1,81	1,68
4459,12	68	2,17	1,97	1,84	4213,65	355	2,83	1,72	1,51
4452,62	969	3,93	1,56	1,35	4210,35	152	2,47	2,05	1,77
4447,13	68	2,19	1,82	1,70	4208,61	689	3,38	2,19	1,83
4443,20	350	2,83	2,17	2,08	4206,70	3	0,05	2,22	1,71
4442,34	68	2,19	2,19	1,88	4203,99	355	2,83	2,36	1,78
4438,35	828	3,67	1,18	1,07	4202,03	42	1,48	2,34	2,08
4430,62	68	2,21	2,05	1,80	4199,97	3	0,09	1,74	1,33
4427,31	2	0,05	2,23	1,94	4199,09	522	3,02	2,29	1,95
4424,19	757	3,53	1,72	1,50	4198,31	152	2,39	2,31	2,05
4415,12	41	1,60	2,23	2,15	4198,27	693	3,35	2,21	2,05
4409,12	645	3,29	2,16	1,99	4196,53	418	2,94	2,10	1,85
4404,75	41	1,55	2,27	2,04	4195,62	478	3,00	1,94	1,80
4389,24	2	0,05	1,83	1,24	4195,34	693	3,32	1,94	1,80
4388,41	830	3,59	1,83	1,74	4191,44	152	2,46	2,17	1,96
4383,55	41	1,48	2,36		4187,80	152	2,41	2,18	1,94
4375,93	2	0,00	2,25	2,15	4187,04	152	2,44	2,25	2,00
4360,81	903	3,63	1,54	1,22	4184,90	355	2,82	2,22	1,74
4347,24	2	0,00	1,59	1,25	4181,76	354	2,82	2,16	1,90
4346,56	598	3,29	1,50	1,03	4176,57	689	3,35		1,55
4327,92	597	3,29	1,48	1,52	4175,64	354	2,83	2,12	1,55
4325,76	42	1,60	2,34	2,01	4158,80	695	3,42	1,92	1,68
4307,91	42	1,55	2,31	1,99	4157,78	695	3,40	1,80	1,58
4294,94	598	3,25	2,32		4154,81	694	3,35	2,15	1,93
4285,44	597	3,23	1,71	1,48	4154,50	355	2,82	2,15	1,93
4282,41	71	2,17	2,16		4152,17	18	0,95	2,17	1,88
4280,53	598	3,22	1,84	1,46	4150,26	695	3,42	2,03	1,63

Т а б л и ц а 1 (продолжение)

$\lambda, \text{\AA}$	Номер муль- типлета	ϵ_B	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^4$		$\lambda, \text{\AA}$	Номер муль- типлета	ϵ_B	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^4$	
			$\rho \text{ Cas}$	$\gamma \text{ Cyg}$				$\rho \text{ Cas}$	$\gamma \text{ Cyg}$
4147,67	42	1,48	2,10	1,75	3906,48	4	0,11		2,12
4143,87	43	1,55	2,40	2,09	3900,52	565	3,23		1,77
4139,93	18	0,99	1,62	1,22	3899,71	4	0,09		2,07
4137,06	726	3,40	2,05	1,68	3895,66	4	0,11		2,09
4136,51	694	3,35	2,05	1,70	3887,05	20	0,91		1,83
4133,87	698	3,55	2,27	1,72	3886,30	4	0,05		1,98
4132,06	43	1,60	2,36	2,14	3884,40	282	2,68		1,65
4126,19	695	3,32	1,88	1,65	3878,58	4	0,09		2,25
4118,55	801	3,56	2,24	1,75	3878,02	20	0,95		2,22
4114,45	357	2,82	1,52	1,37	3872,50	20	0,99		2,19
4109,80	357	2,83	2,28	1,79	3871,75	429	2,94		1,61
4087,79	832	3,64	2,33	1,76	3867,20	488	3,00		1,78
4084,50	698	3,32	2,12	1,82	3863,74	280	2,68		1,84
4082,12	698	3,40	1,88	1,33	3859,91	4	0,00		2,00
4080,22	558	3,27	2,02	1,70	3852,57	73	2,17		1,62
4079,85	359	2,85	2,02	1,70	3841,0	45	1,60		2,19
4073,76	558	3,25	2,15	1,74	3840,44	120	2,27		2,19
4072,52	698	3,42	2,15	1,53			Fe II		
4071,74	43	1,60	2,38	2,05	4541,52	38	2,84	2,03	1,86
4067,98	559	3,20	2,33	1,68	4522,63	38	2,83	2,22	2,11
4065,40	698	3,42		1,38	4520,22	37	2,79	2,08	1,94
4063,59	43	1,55	2,40	2,11	4515,34	37	2,83	2,10	1,81
4062,45	359	3,20	2,26	1,79	4508,28	38	2,84	2,11	1,97
4051,92	700	3,38	2,14	1,69	4491,40	37	2,84	2,05	1,89
4045,82	43	1,48	2,43	2,23	4489,18	37	2,82	2,19	1,94
4044,61	359	2,82	2,11	1,69	4472,92	37	2,83	1,91	1,83
4040,65	655	3,29	2,36	1,85	4439,13	32	2,68	1,36	1,13
4021,86	278	2,75	2,17	1,83	4416,82	27	2,77	2,26	1,96
4014,28	426	3,00	2,26	1,86	4413,60	32	2,66	2,06	1,68
4009,71	72	2,21	2,05	1,66	4385,38	27	2,77	2,30	2,08
4007,23	119	2,27	1,93	1,52	4372,22	33	2,66	1,46	
4005,25	43	1,55	2,36	2,19	4369,40	28	2,77	2,14	1,90
3996,00	279	2,72	2,29	1,90	4351,76	27	2,69	2,29	2,09
3995,20	604	3,25	2,27		4303,17	27	2,69	2,30	2,01
3994,11	526	3,03	1,93		4296,57	28	2,69	2,36	1,98
3992,39	604	3,29	1,93	1,53	4278,13	32	2,68	2,02	1,60
3986,30	560	3,23	1,91	1,60	4273,32	27	2,69	2,19	1,88
3983,96	277	2,72	2,11	1,85	4258,16	28	2,69	2,22	1,97
3981,78	278	2,72		2,08	4233,17	27	2,57	2,36	2,11
3977,74	72	2,19		1,66	4178,85	28	2,57	2,36	2,11
3976,86	431	3,00		1,80	4173,45	27	2,57	2,38	2,03
3956,68	278	2,68		1,60	4128,74	27	2,57	2,25	1,86
3956,46	604	3,22		1,60	4124,79	22	2,53	2,15	1,78
3927,92	4	0,11		1,80	4122,64	28	2,57	2,30	1,95
3922,91	4	0,05		1,97	4069,88	188	5,89	1,95	1,32
3920,26	4	0,12		1,95	4032,95	126	4,48	2,30	2,06
3917,18	20	0,99		2,07	4002,54	190	5,93	2,06	1,76
3907,90	280	2,75		1,77	4002,07	29	2,77	2,07	1,79
					3914,48	3	1,66		1,96

Таблица 1 (окончание)

$\lambda, \text{\AA}$	Номер мульт-типлета	ε_B	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		$\lambda, \text{\AA}$	Номер мульт-типлета	ε_B	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	
			$\rho \text{ Cas}$	$\gamma \text{ Cyg}$				$\rho \text{ Cas}$	$\gamma \text{ Cyg}$
Ni I					Y II				
3912,98	15	0,03		1,51	4177,54	14	0,41	2,37	2,11
3858,30	32	0,42		1,86	3982,59	6	0,13	2,31	2,00
Ni II					3950,35	6	0,10	2,10	2,10
4362,10	9	4,01	1,73	1,39	3878,28	7	0,18		2,22
4192,07	10	4,01	1,73	1,31	3832,88	7	0,18		1,57
4015,50	12	4,01	2,26	1,60	Zr I				
Sr I					4081,22	46	0,73	1,88	1,64
4438,04	6	1,84	1,18	0,83	4072,71	46	0,68	2,15	1,53
4432,38	6	1,85	2,30	2,06	4064,16	46	0,66	1,97	1,67
4430,38	6	1,85	2,37	2,11	3863,87	8	0,07		1,84
Sr II					3849,25	6	0,00		1,88
4305,45	3	3,03	2,26	2,05	3847,01	10	0,07		1,84
4215,52	1	0,00	2,42	1,90	Zr II				
4161,80	3	2,93	2,32	2,08	4461,22	67	1,01	2,15	2,11
4077,71	1	0,00	2,40	2,26	4440,45	79	1,20	1,61	1,88
Y I					4403,35	79	1,18	1,82	1,58
4527,80		1,39	1,89	1,60	4379,78	88	1,53	1,91	1,65
4487,28	14	1,37	1,74	1,39	4370,96	79	1,20	2,12	1,90
4477,45	14	1,35	1,00	1,03	4359,74	79	1,23	1,98	1,79
4235,94	5	0,07	2,25	1,97	4317,32	40	0,71	2,12	1,72
4220,63		1,83	1,93	1,58	4258,05	15	0,56	2,22	1,97
4213,54		1,83	1,72	1,51	4231,64	99	1,75	1,94	0,98
4213,02		1,99	1,72	0,98	4211,88	15	0,52	2,11	1,72
4110,81		1,88	2,14	1,79	4208,99	41	0,71	2,19	1,83
4106,39		2,28	2,03	1,70	4161,20	42	0,71	2,32	2,08
4102,38	7	0,07	1,82	1,43	4156,24	29	0,71	2,30	2,01
4081,22		2,28	1,88	1,64	4150,97	42	0,80	2,03	1,88
4047,64	6	0,00	1,59	2,03	4149,22	41	0,80	2,30	1,97
4039,83	5	0,00	1,89	1,38	4050,32	43	0,71	2,22	1,67
Y II					4029,68	41	0,71	2,20	1,68
4422,59	5	0,10	2,20	1,88	3998,98	16	0,56	2,32	2,01
4398,02	5	0,13	2,28	1,97	3958,24	16	0,52		1,13
4374,94	13	0,41	2,32	1,98	Ba II				
4358,73	5	0,10	2,08	1,91	4297,60	7	5,67	1,85	1,61
4309,60	5	0,18	2,25	1,99	4166,00	4	2,71	1,93	1,61
4204,69	1	0,00	2,38	1,78	La II				
					4333,76	24	0,17	2,12	1,71
					4322,51	25	0,17	1,57	1,20
					4286,97	75	1,94	1,50	1,48
					4263,59	84	1,95	1,72	1,31
					3995,74	27	0,17	2,27	1,90
					3988,51	40	0,40	2,18	1,73

Рассматривая линии в спектрах ρ Cas и γ Cyg, сравнивая эквивалентные ширины линий для ρ Cas и стандартов δ CMa и γ Cyg, видим, что существуют большие различия.

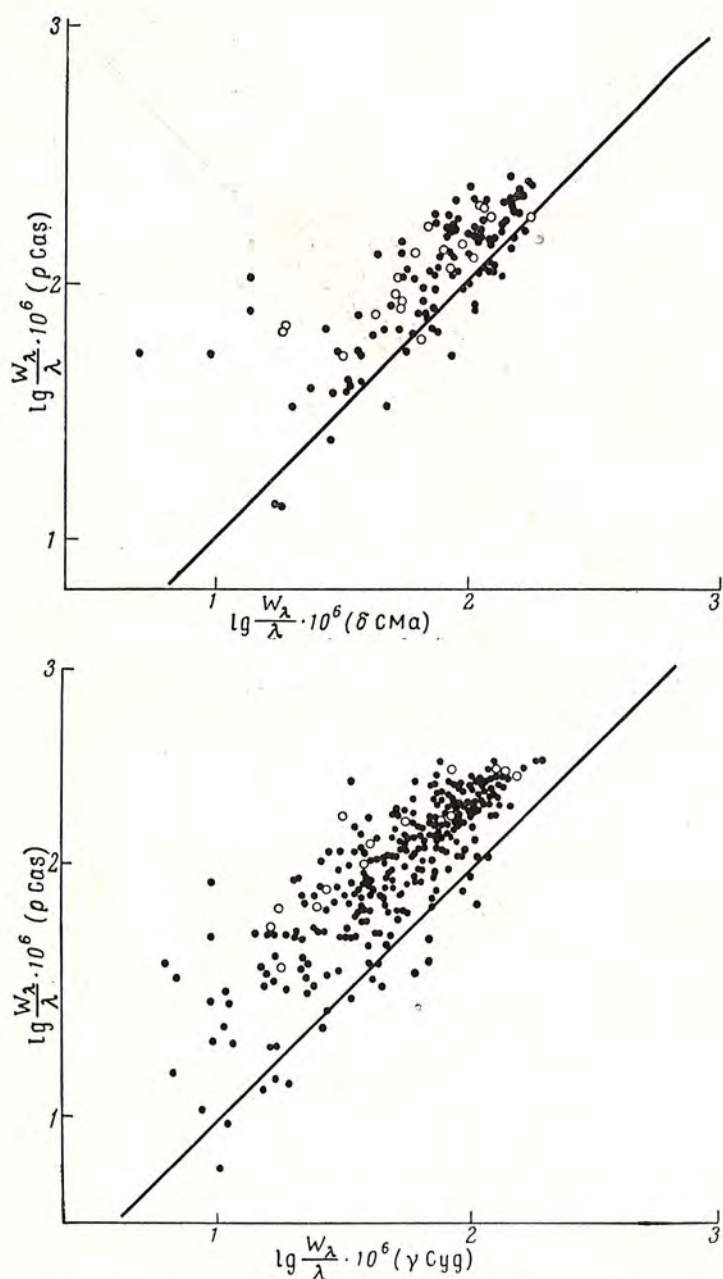
Прежде всего отметим, что линию непрерывного спектра на регистрах звезды ρ Cas пришлось провести по небольшому числу самых высоких пиков по сравнению с обычным проведением непрерывного спектра для обычных звезд. При проведении более низкой линии непрерывного спектра получалось несколько «как бы эмиссионных пиков», которые строго повторялись на всех регистрах в участках одних и тех же длин волн. Однако трудно ожидать эмиссию в нескольких участках длин волн, приблизительно совпадающих с положениями линий железа, титана, в то время как в участках длин волн водородных линий, а также других линий тех же самых мультиплетов железа не замечено никакой эмиссии. Поэтому вся обработка проведена с указанным непрерывным спектром. Тем не менее нет уверенности в том, что линия непрерывного спектра на самом деле не должна быть проведена выше. Необходимо было оценить ошибку, которая может возникнуть в данном случае. Для этого был проведен следующий анализ. Линия непрерывного спектра на регистрах звезды была прочерчена ниже, т. е. по большинству пиков. (Иногда это понижение доходило до 10 м. на регистрограмме, что соответствует примерно 20% в интенсивности, особенно в фиолетовой части спектра.) Эквивалентные ширины в этом случае оказались меньшими примерно на 0,1 в величине $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$. Турбулентные скорости, определенные по линиям разных элементов, также оказались меньшими в среднем на 0,8 км/сек. Температуры возбуждения понизились в среднем на 100—200° С. Однако общий ход закономерностей, о которых будет сказано ниже, от этого не изменился.

Все линии в спектрах ρ Cas чрезвычайно глубоки, остаточные интенсивности многих линий доходят почти до нуля, что, по-видимому, вызвано строением атмосферы ρ Cas. В частности, к такому явлению может привести большая прозрачность атмосферы ρ Cas для непрерывного излучения по сравнению с атмосферой γ Cyg.

Далее, линии в спектре ρ Cas очень расширены. Расширение, вероятно, можно приписать увеличенной турбулентности в атмосфере этой звезды. Считать, что линии в ρ Cas расширены в результате большей скорости вращения, нельзя. Согласно [4], в спектральном интервале F0—G0 звезды большей светимости обладают меньшими скоростями вращения, и это понятно с точки зрения гипотезы об эволюции звезд с постоянной массой. При переходе звезды от светимости V к светимости III звезда увеличивается по размеру. В соответствии с законом сохранения момента вращения это приводит к уменьшению скорости вращения звезды. Ниже будет показано, что в атмосфере звезды ρ Cas наблюдаются очень большие турбулентные движения.

Все эти эффекты ведут к увеличению эквивалентных ширин линий. И, действительно, эквивалентные ширины линий в спектре ρ Cas значительно больше, чем эквивалентные ширины линий в спектрах звезд γ Cyg и δ CMa (фиг. 1). Отметим, что наиболее интенсивными линиями в спектре звезды ρ Cas оказываются линии, возникающие при переходе с основного уровня. На фиг. 1 они отмечены кружками. Это обстоятельство можно рассматривать как довод в пользу существования дилуции излучения, т. е. большей протяженности атмосферы ρ Cas.

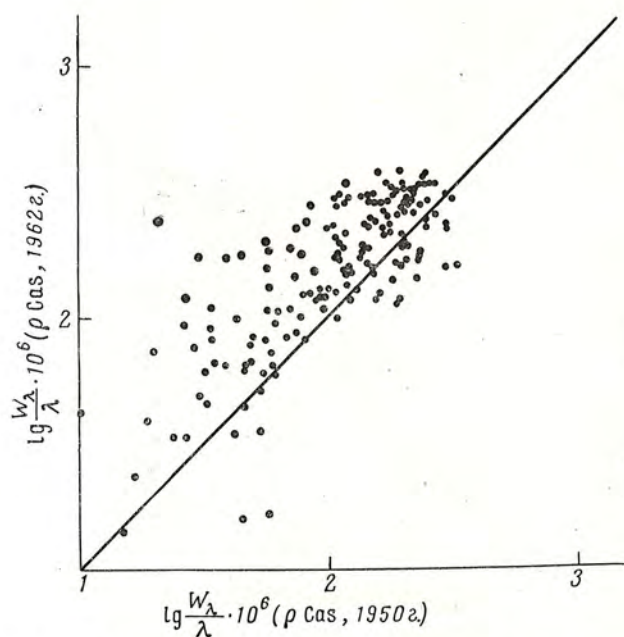
В 1949 г. Паннекуком [5] были опубликованы эквивалентные ширины линий в спектре ρ Cas. После приведения системы эквивалентных ширин линий, полученных Паннекуком, к нашей системе по общей звезде γ Cyg было сделано сравнение эквивалентных ширин линий в спектре ρ Cas для 1962 и 1950 гг. (фиг. 2). Рассматривая фиг. 2, видим, что эк-



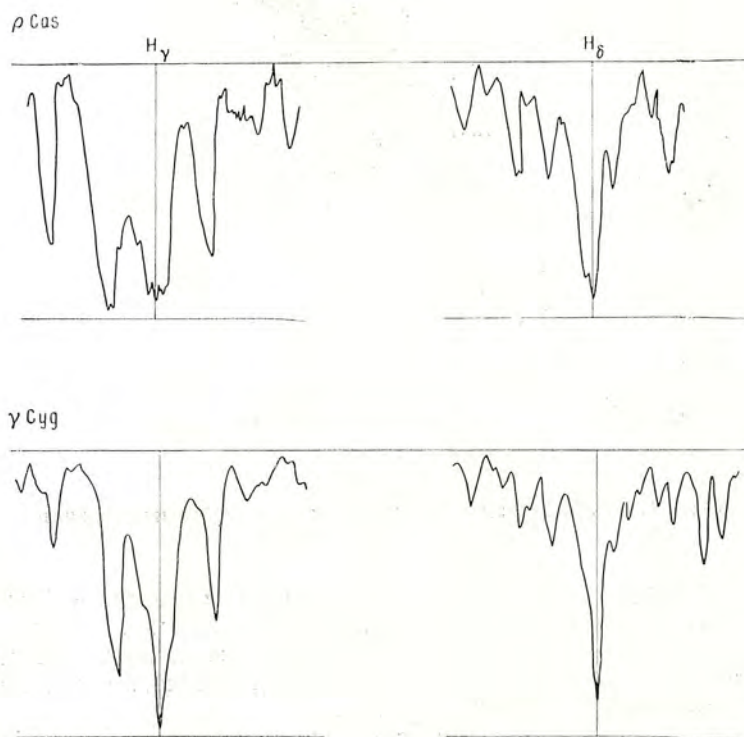
Фиг. 1. Сравнение эквивалентных ширин линий поглощения $\rho \text{ Cas}$, $\delta \text{ CMa}$ и $\gamma \text{ Cyg}$

вивалентные ширины линий поглощения металлов в спектре $\rho \text{ Cas}$ в 1962 г. в 1,5 раза больше, чем в 1950 г. Однако, возможно, что какую-то роль здесь сыграла неточность привязки одной системы эквивалентных ширин к другой, поскольку она была сделана по $\gamma \text{ Cyg}$, характер спектра которой несколько отличается от спектра $\rho \text{ Cas}$.

Большой интерес представляют обычно водородные линии. Полученный материал дал возможность рассмотреть только две линии поглощения водорода: H_γ и H_δ . Отметим, что в спектре $\rho \text{ Cas}$ линии поглощения водорода очень сильно искажены блендированием соседних линий по сравне-



Фиг. 2. Сравнение эквивалентных ширин линий поглощения металлов в спектрах ρ Cas в 1962 и 1950 гг. [5]



Фиг. 3. Регистрограммы водородных линий

нию с водородными линиями в спектрах других звезд того же спектрального класса. Ядра линий водорода очень расширены и размыты. Особенно хорошо это видно при сравнении с линиями поглощения водорода в спектре γ Cug. На фиг. 3 приведены регистрограммы соответствующих участков спектров для звезд ρ Cas и γ Cug. Эквивалентные ширины линий поглощения водорода по таким регистрограммам не определялись из-за малой точности. Только качественно можно оценить, что линии водорода в спектре ρ Cas шире, чем в спектре γ Cug.

Эквивалентные ширины линий поглощения металлов для спектров ρ Cas и γ Cug были использованы для построения кривой роста и получения некоторых спектроскопических характеристик атмосфер звезд. Для δ CMa также была построена кривая роста по эквивалентным ширинам линий, опубликованным в [2]. При построении кривых роста был применен, как и в предыдущих работах автора, например в [6], метод, предполагающий предварительное задание температуры возбуждения. Значения сил осцилляторов были выбраны из [7—10]. В качестве теоретической была выбрана кривая роста для однородной модели атмосферы Милна — Эддингтона, рассчитанная Врубелем для линий, образуемых в результате чистого рассеяния [11]. Обычными методами [6] по кривым роста были определены турбулентные скорости, температуры возбуждения и температуры ионизации.

Можно считать, что случайная ошибка величины турбулентной скорости v_t , вносимая неправильным совмещением кривых, составляет около 20%. В полученные значения турбулентных скоростей были внесены поправки за тепловые скорости. При этом, поскольку при построении общей кривой роста наибольший вес придавался линиям железа, для расчета тепловой скорости в качестве среднего молекулярного веса было выбрано $\mu = 56$. В качестве кинетической температуры, по-видимому, лучше всего подходит температура, которая ближе всего к локальной температуре того места атмосферы, где образуются линии. Поскольку ионизация атомов определяется непрерывным излучением, то можно предположить, что ионизационная температура не отличается существенно от температуры излучения того слоя, где возникают рассматриваемые линии поглощения. Линии атомов наблюдаемых элементов в атмосферах изученных звезд возникают в среднем на оптической глубине $\tau = 0,30$. Используя это, мы подсчитали температуру слоя, где возникают линии, по известной формуле

$$T^4 = \frac{T_{\odot}^4}{2} \left(1 + \frac{3}{2} \tau \right). \quad (1)$$

Полученная таким образом температура рассматривалась как ионизационная. Используя эту температуру, мы подсчитали скорость теплового движения атомов в атмосферах изучаемых звезд. Оказалось, что она равна $v_0 = 1,2$ км/сек, т. е. ее влияние на определенную из кривой роста скорость мелкомасштабного движения совершенно не существенно.

Определенные средние параметры атмосфер изучаемых звезд приведены в табл. 2.

Таблица 2

Звезда	Sp	$T_{\odot}, ^\circ$	$T_B, ^\circ$	$T_H, ^\circ$	$v_t, \text{ км/сек}$	$\Gamma/v \cdot 10^{-7}$	$\lg \kappa_\lambda$
1	2	3	4	5	6	7	8
ρ Cas	F8 Ia	5100	4190	4700	16,6	3,4	—2,07
δ CMa	F8 Ia	5100	4190	4700	10,0	2,1	—1,89
γ Cug	F8 Ib	5300	4350	4880	8,3	1,7	—1,32

Даже эти общие характеристики показали, что атмосфере ρ Cas присуща турбулентная скорость примерно в 2 раза бóльшая, чем для атмосфер звезд-стандартов γ Cyg и δ CMa.

Имея эквивалентные ширины большого числа линий поглощения металлов, можно построить несколько кривых роста для каждой звезды по линиям различных элементов или даже для одного элемента несколько кривых роста, соответствующих линиям с разными потенциалами возбуждения нижнего уровня. Поэтому было определено несколько значений турбулентной скорости и несколько значений температур возбуждения для каждой звезды по кривым роста, построенным по линиям нейтральных атомов железа, марганца, титана, хрома, кальция, магния и по линиям ионизованных атомов железа, титана, хрома, скандия, марганца, магния, ванадия, кремния, иттрия, циркония и лантана. Полученные значения турбулентных скоростей ($\lg v_t$) приведены в табл. 3, а температур возбуждения ($\theta_B = 5040/T_B$) в табл. 4.

Для определения электронной плотности был использован метод комбинированной формулы Саха и Больцмана [12]. В результате преобразо-

Таблица 3

Элемент	ϵ_B	$\chi_u - \epsilon_B$	$\lg v_t$			Элемент	ϵ_B	$\chi_u - \epsilon_B$	$\lg v_t$		
			ρ Cas	δ CMa	γ Cyg				ρ Cas	δ CMa	γ Cyg
Fe I	0,10	7,73	1,13	1,02	1,03	Ca I	1,64	4,45	1,04	0,84	0,90
Y II	0,25		1,23		0,96	Fe I	3,60	4,23	0,81	0,70	0,70
Mn I	1,06	6,35	1,20		0,80	Mg I	3,79	3,82		0,78	0,76
Sc II	0,56		1,12	0,98	0,93	Ti II	2,44		0,99	0,96	0,74
Fe I	1,60	6,23	1,00	0,84	0,88	Fe II	2,80		0,93	0,88	0,77
Ti I	0,80	6,01	1,40	0,86	0,88	Cr II	3,09		0,93	0,90	0,80
La II	0,93		1,40	1,00	1,00	Cr II	4,70		0,93	0,84	0,65
Cr I	1,12	5,62	1,04	0,99	0,83	Mn II	7,11		1,14		0,60
Ti II	1,11		1,12	0,96	0,80	Si II	8,30				1,08
Fe I	3,00	4,83	0,94	0,80	0,76	Mg II	9,23				0,88
V II	1,65		1,06		0,92						

Таблица 4

Элемент	ϵ_B	$\chi_u - \epsilon_B$	θ_B			Элемент	ϵ_B	$\chi_u - \epsilon_B$	θ_B		
			ρ Cas	δ CMa	γ Cyg				ρ Cas	δ CMa	γ Cyg
Y II	0,25		2,94		2,31	Fe I	1,95	5,95	1,18	1,14	1,26
Cr I	0,50	6,24		1,38		Ti II	2,09			1,03	
Ti I	0,73	6,10	2,25		1,00	Mg I	2,16	5,48		1,19	
Ca I	0,94	5,17	0,89		1,26	Ca I	2,20	3,91		0,93	
Zr II	1,00		2,32		1,62	Mn I	2,53	4,90		0,85	
La II	1,06		1,45		1,15	Mg I	3,51	4,13	0,64		0,65
Mn I	1,46	5,97	1,18		1,22	Cr II	3,95			0,97	
Cr I	1,52	5,22	1,42		1,00	Fe II	4,21				1,10
Ti I	1,54	5,29		1,04		Fe III	4,37			1,03	
V II	1,73		0,92		0,94	Cr II	4,78		0,85		1,12
Ti II	1,84		1,02		1,10	Mg II	9,23				1,15

ваний можно получить следующее выражение:

$$\lg \frac{N_s^{r+1}/g_s^{r+1}}{N_t^r/g_t^r} = -(\chi_u^r + \varepsilon_{sb} - \varepsilon_{tb}) \theta + \frac{5}{2} \lg T - 0,18 - \lg p_e. \quad (2)$$

При нулевом значении левой части равенства получается среднее значение $(\chi_u^r + \varepsilon_{sb} - \varepsilon_{tb})$, которое обозначим через $\bar{\chi}$, и уравнение (2) перепишем следующим образом:

$$\bar{\chi} \theta = \frac{5}{2} \lg T - 0,18 - \lg p_e. \quad (3)$$

Подставив (3) в (2), получим

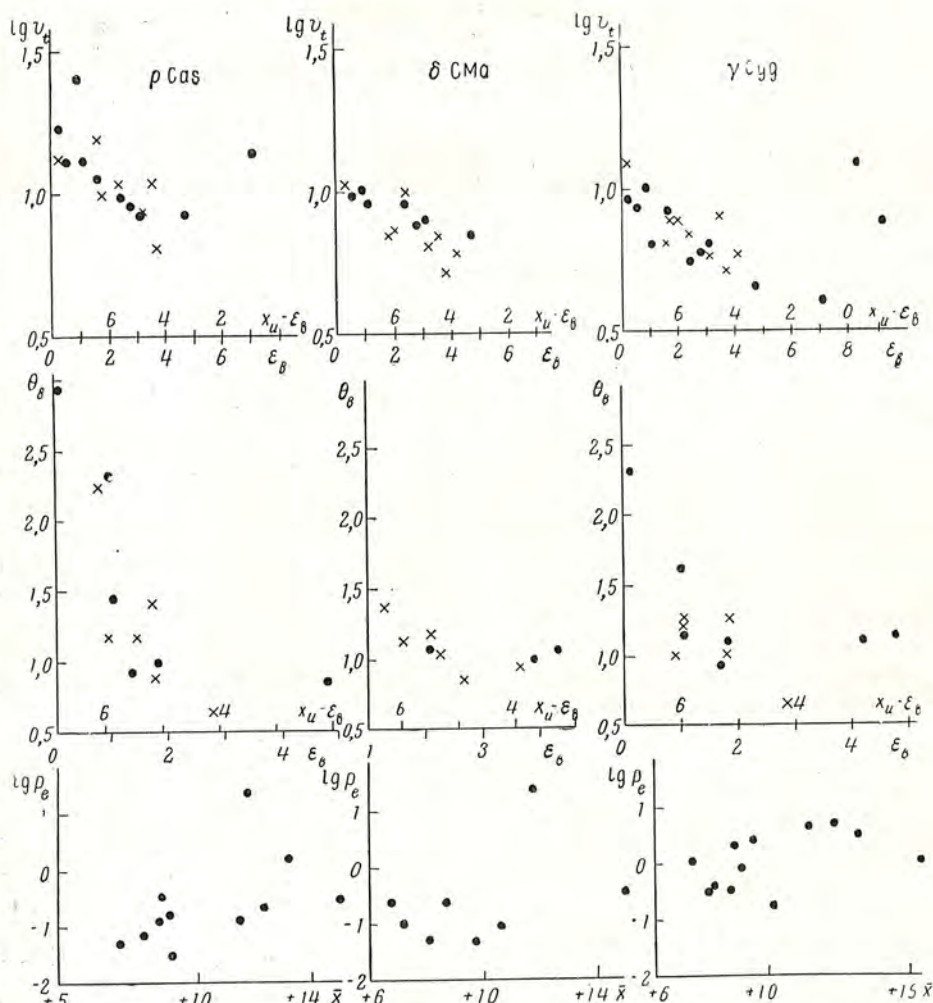
$$\lg \frac{N_s^{r+1}/g_s^{r+1}}{N_t^r/g_t^r} = [\bar{\chi} - (\chi_u^r + \varepsilon_{sb} - \varepsilon_{tb})] \theta. \quad (4)$$

Это уравнение прямой. Если по оси ординат отложить отношение числа ионизованных атомов к числу нейтральных, а по оси абсцисс — величину $\chi = \chi_u^r + \varepsilon_{sb} - \varepsilon_{tb}$, то тангенс угла наклона дает величину $\theta = (5040/T)$, т. е. температуру. Это значение температуры можно считать некой средней температурой того слоя атмосферы, где образуются рассматриваемые линии. Зная χ и T из уравнения (4) и подставив их в (3), находим электронные давления ($\lg p_e$). Значения электронных давлений, определенных по линиям элементов железа, хрома, марганца, титана для атмосфер всех исследуемых звезд, приведены в табл. 5.

Таблица 5

Элемент	$\bar{\chi}$	$\lg p_e$			Элемент	$\bar{\chi}$	$\lg p_e$		
		ρ Cas	δ CMa	γ Cyg			ρ Cas	δ CMa	γ Cyg
Mg	16,1		-0,43		V	9,5			+0,42
Mn	15,4	-0,51		+0,02	V	9,1	-1,53		
Mn	13,2	+0,17		+0,50	Ti	9,0	-0,78		-0,04
Mn	12,4	-0,63		+0,68	Cr	8,8	-0,45		+0,33
Mg	11,8	+1,39	+1,37		Fe	8,7	-0,89	-0,62	-0,48
Cr	11,5	-0,89		+0,67	Ti	8,1	-1,14	-1,28	-0,41
Cr	10,7		-1,03		Zr	7,9			-0,48
Mg	10,2			-0,73	Zr	7,3	-1,28		+0,08
Cr	9,7		-1,33		Ti	7,2		-0,98	
					Ti	6,7		-0,58	

Если считать, что линии поглощения, имеющие разные потенциалы возбуждения нижнего уровня, относятся к различным эффективным уровням образования линий в атмосфере звезды, то полученные значения турбулентных скоростей, температур возбуждения и электронных плотностей можно приписать различным оптическим глубинам атмосферы звезды. Этот анализ был проведен методом, описанным ранее в [6]. Полученные значения скоростей, температур и электронных давлений, приведенные в табл. 3—5, для наглядности представлены на фиг. 4. Здесь для каждой звезды в отдельности даны зависимости турбулентной скорости от потенциалов возбуждения нижнего уровня для линий ионизованных атомов, по которым была определена скорость, и разности потенциала ионизации и потенциала возбуждения для линий нейтральных атомов, а также аналогичные зависимости, показывающие изменение значений температур



Фиг. 4. Изменение физических параметров ($\lg v_t$, θ , $\lg p_e$) в атмосферах звезд ρ Cas, δ CMa, γ Cyg

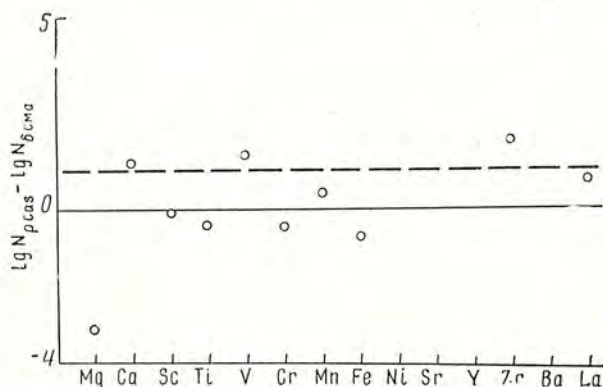
возбуждения и электронных давлений. Из фиг. 4 видно, что турбулентные скорости в атмосфере ρ Cas значительно меняются, в среднем от 6,0 до 25 км/сек, постепенно возрастая к поверхности, в то время как в атмосферах δ CMa и γ Cyg они изменяются меньше. Для γ Cyg изменение турбулентных скоростей происходит в пределах от 4,5 до 12,0 км/сек, а для δ CMa — от 4 до 10 км/сек. Таким образом, можно отметить, что в атмосфере звезды ρ Cas турбулентная скорость не только больше по величине, но и ее изменение более значительно, чем в атмосферах звезд-стандартов γ Cyg и δ CMa.

Далее, температура возбуждения в атмосферах исследуемых звезд растет в глубь звезды, изменяясь при этом в среднем от 2000 до 5000—6000°, причем это изменение примерно одинаково в атмосферах трех звезд.

Электронное давление (фиг. 4) в атмосфере ρ Cas несколько меньше, чем в атмосферах γ Cyg и δ CMa. Оно уменьшается к поверхности атмосферы звезды, изменяясь при этом в следующих пределах в величине $\lg p_e$: для ρ Cas от 0,00 до -1,50, для δ CMa от +0,00 до -1,25, а для γ Cyg от +0,75 до -0,50.

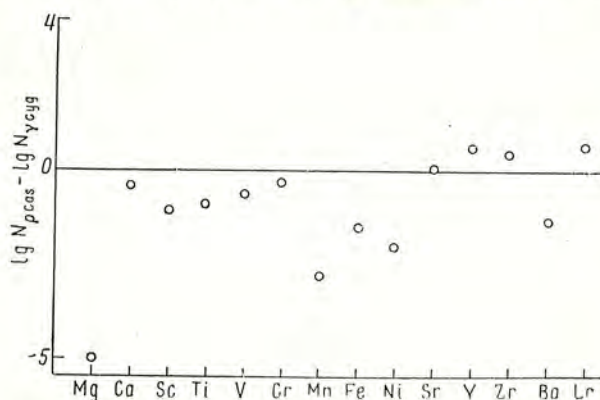
Таким образом, можно сказать, что изменение физических параметров в атмосфере ρ Cas подобно изменению этих же величин в атмосферах наиболее ярких сверхгигантов того же спектрального класса.

Полученные выше значения электронного давления, температуры возбуждения и турбулентных скоростей были использованы для определения полного числа атомов различных элементов. Кроме этого, для определения полного числа атомов необходимо знать величину коэффициента не-



Фиг. 5. Сравнение относительного химического содержания в атмосферах звезд ρ Cas и δ CMA

прерывного поглощения, который в атмосферах звезд рассматриваемого спектрального класса определяется в основном поглощением отрицательных ионов водорода, как это можно видеть из таблиц [13]. Поэтому этот коэффициент, являющийся функцией электронного давления и температуры,



Фиг. 6. Сравнение относительного химического содержания в атмосферах звезд ρ Cas и γ Cyg

был рассчитан по таблицам С. Чандрасекара и Г. Мюнча [13]. Полученные значения коэффициента, рассчитанные на 1 г нейтрального водорода, приведены в табл. 2 в восьмом столбце. Суммы по состояниям, также необходимые для подсчета полного числа атомов, были выписаны из таблиц Клааса [14]. Атомы всех рассматриваемых элементов при температурах, найденных в атмосферах изучаемых звезд, находятся в нейтральном и в однажды ионизованном состоянии. Остальные степени ионизации практически отсутствуют. Было вычислено содержание следующих элементов: Mg, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni, Sr, Y, Zr, Ba, La. Данные вычислений представлены в табл. 6, в которой для ρ Cas, δ CMA, γ Cyg и каждого элемента приведены логарифмы полных чисел атомов.

Таблица 6

Элемент	lg N			Элемент	lg N		
	ρ Cas	δ CMa	γ Cyg		ρ Cas	δ CMa	γ Cyg
Mg	16,79	19,91	21,83	Fe	17,68	18,41	19,18
Ca	17,14	15,95	17,52	Ni	16,04		18,06
Sc	14,96	15,02	16,02	Sr	14,05		13,99
Ti	15,96	16,38	16,86	Y	16,16		16,76
V	15,73	14,29	16,31	Zr	16,99	15,26	16,55
Cr	15,78	16,24	16,09	Ba	12,86		14,25
Mn	15,60	15,18	18,41	La	19,26	18,54	18,56

Нужно помнить, что полученные оценки химического содержания отягощены ошибками метода. Точность определения химического содержания по методу кривой роста зависит от принятой модели атмосферы звезды, точности измерений эквивалентных ширин линий и точности значений сил осцилляторов линий различных элементов. Однако анализ, построенный на сравнении результатов, полученных для звезд близких спектральных классов и классов светимости и выполненный по одной методике, в какой-то степени ограждает от этой погрешности. Для того чтобы сравнить относительное содержание металлов в атмосферах ρ Cas и γ Cyg, δ CMa, данные табл. 6 представлены на графиках. На фиг. 5 по оси ординат отложена разность логарифмов содержания металлов для звезд ρ Cas и δ CMa, на фиг. 6 — то же для разности ρ Cas и γ Cyg, а по оси абсцисс — химические элементы.

Из этих графиков видно, что, несмотря на значительный разброс точек, намечается общая закономерность: в атмосфере ρ Cas содержание более легких элементов, таких как магний, скандий, титан, ванадий, несколько меньше, а содержание тяжелых элементов, таких как стронций, иттрий, цирконий, лантан, больше, чем в атмосферах звезд δ CMa и γ Cyg. Наибольшее различие относится к содержанию магния.

15 декабря 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. W. R. Beardsley. *Astrophys. J. Suppl.*, 1960, 5, 50.
2. L. Searle. *Astrophys. J.*, 1961, 133, N 2, 531.
3. C. Moore. *Princeton Obs. Contrib.*, 1945, N 20.
4. А. А. Боярчук, И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1959, 21, 40.
5. A. Pannekoeck. *Domin. Astrophys. Obs. Victoria*, 1949, 8, N 5, 141.
6. М. Е. Боярчук. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1962, 28, 94.
7. М. Е. Боярчук, А. А. Боярчук. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1959, 22, 234.
8. C. H. Corliss, W. R. Borman. *Nat. Bureau Standards Monograph*, 1962, 53.
9. C. H. Corliss, B. Warner. *Astrophys. J. Suppl.*, 1964, 8, 395.
10. B. Baschek, W. H. Kegel, G. Traving. *Z. Astrophys.*, 1963, 56, N 4, 282.
11. M. Wrubel. *Astrophys. J.*, 1949, 109, 66.
12. A. Unsold. *Physik der Sternatmosphären*, 1955, 430.
13. S. Chandrasekhar, G. Munch. *Astrophys. J.*, 1946, 104, 446.
14. W. J. Claas. *Rech. astron. Obs. Utrecht.*, XII, 1951, N 1, 49.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ АТМОСФЕРЫ ϵ UMa

В. В. Леушин

Анализ физических условий и относительного химического состава атмосферы ϵ UMa (A0p V) проведен по спектрам, полученным для значений фаз, равных 0,2 и 0,6 (начальная эпоха — минимум интенсивности линий K Ca II). Анализ водородных линий дал значение $\lg P_e$ в пределах от 1,83 до 3,21. Значение $\lg g$ из анализа контуров H_β , H_γ , H_δ получилось равным 3,5, а из соотношения между массой и радиусом — 4,4. Методом кривой роста определен относительный химический состав звезды. Обнаружен дефицит Ca. Определены температуры возбуждения (7520—9200° K) и ионизации (7200—8700° K). Турбулентная скорость v_t близка к 1,5 км/сек. Значения электронного давления, определенные по кривым роста, получились следующими: $\lg P_e = 1,6$ (по Fe), $\lg P_e = 2,0$ (по Mn).

A QUANTITATIVE ANALYSIS OF THE ATMOSPHERE OF ϵ UMa, by V. V. Leushin.— The physical conditions and relative abundance composition of the atmosphere of ϵ UMa (A0p V) are analyzed using spectra obtained for the phases 0.2 and 0.6 (initial epoch — minimal intensity of the K Ca II lines). The value of $\lg P_e$ within the limits 1.83 to 3.21 is found from an analysis of the hydrogen lines. The value of $\lg g$ determined from an analysis of the H_β , H_γ and H_δ line profiles is 3.5 and from the mass—radius relation 4.4. The relative abundance is found by the curve of growth method. A Ca deficiency is detected. The excitation temperature is 7520—9200° K and the ionization temperature is 7200—8700°. The turbulent velocity is close to 1.5 km/sec. The values of electron pressure found from the curves of growth are $\lg P_e = 1.6$ (Fe) and $\lg P_e = 2.0$ (Mn).

Изучение пекулярных звезд Ар представляет особый интерес в связи с обнаружением у многих из них сильного магнитного поля. Необходимо, в частности, установить являются ли подобные звезды особым классом объектов или же все звезды на некоторых этапах своего развития проходят стадию пекулярности, все ли пекулярные звезды Ар имеют магнитное поле (возможно, что у некоторых из них оно попросту не обнаружено), чем обусловлены те или иные особенности рассматриваемых звезд и т. д.

ϵ UMa (A0p V) — пекулярная звезда класса Ар, к которому относится подавляющее большинство до сих пор обнаруженных магнитных звезд. Будучи очень яркой ($m = 1,68$), эта звезда начиная с 1892 г. подробно изучалась с различных точек зрения [1]. Ряд ранних работ посвящен определению элементов спектральной двойственности, хотя в действительности звезда, по-видимому, является одиночной [2]. В 1931 г. П. Гутником обнаружены вариации блеска, лучевых скоростей и правильная переменность в интенсивностях спектральных линий (Min K Ca II = J. D.

2246437, 01 + 5^d,0887); подробная сводка результатов приведена в [3], где построены кривые роста по линиям Fe I и Fe II и дан анализ водородных линий. В [4] для объяснения переменности интенсивности линий, блеска и лучевых скоростей высказана гипотеза о тройственности ε UMa и о наличии у нее магнитного поля.

Нами предпринята попытка более подробного исследования физических условий и относительного химического состава в атмосфере ε UMa с помощью метода кривых роста и анализа бальмеровских линий водорода.

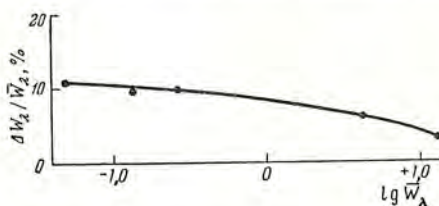
1. МАТЕРИАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Были использованы спектрограммы, полученные И. М. Копыловым на призменном спектрографе 50'' телескопа Крымской астрофизической обсерватории, с дисперсией 23 Å/мм близ H_γ (табл. 1).

Таблица 1

Дата, 1959 г.	Число спектров	Экспозиция, мин.	Эмульсия
21.III	8	12, 6, 3, 3, 3, 2, 2	103а-О
21.III	7	8, 6, 5, 3, 3, 2, 2	103а-О

По регистрограммам с 25-кратным увеличением проведено отождествление линий и измерение эквивалентных ширин; в первом случае были использованы данные [5, 6]. В [5] приведен подробный перечень линий в спектре ε UMa для области λλ3307—4638 Å.



Фиг. 1. Зависимость вероятной относительной ошибки определения W_λ от $\bar{W}_\lambda$

Значения W_λ , полученные по спектрограммам, снятым в одну ночь, усреднялись (период спектральной переменности довольно велик), так что за время получения спектрограмм (менее часа) изменения W_λ не могли быть большими. Зависимость вероятной относительной ошибки

$$(\epsilon = 0,67 \cdot \sqrt{\frac{\epsilon(\bar{W}_\lambda - W_{\lambda i})^2}{n(n-1)}} / \bar{W}_\lambda)$$

приведена на фиг. 1. Сравнение с результатами Б. Казати и М. Хак [3] показало, что: 1) разброс, вызванный неточностью определения эквивалентных ширин, достигает 0,1 Å; 2) в [3] малые значения W_λ , как правило, завышены.

Первое, очевидно, вызвано случайными ошибками; отметим, что в нашем исследовании влияние зерна значительно ослаблено усреднением эквивалентных ширин по большому числу спектров (см. табл. 1). Второе, наверное, происходит от того, что малые W_λ , полученные в [3], усилены зернистостью пластинок. В табл. 2 даны результаты отождествления линий и измерения их эквивалентных ширин; в столбцах последовательно приведены: номер мультиплета, длина волны, значения $\lg gf\lambda$ (взяты из [7]; для линий, которых нет в [7], эти величины брались из [8], причем в этом случае они приводились по общим линиям к системе [7]), потенциал возбуждения нижнего уровня ϵ_i , величины $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ для 21 и 23.III 1959 г.

На основании того, что на регистрограммах линия He I λ4471 не видна, а остальные линии He I блендированы, был сделан вывод, что линии He в спектре ε UMa отсутствуют.

Таблица 2

Номер мультплета	λ , Å	$\lg gf/\lambda$	ε_i , $^\circ$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		Бленда
				21.III	23.III	
Fe I						
2	4427,3	0,88	0,05	1,30		Mg II
2	4466,6	3,50	0,11	1,13		
4	3859,9	2,36	0,00	1,63		V II
4	3878,6	(1,88)	0,09	1,72		
4	3920,3	1,89	0,12	1,45		
4	3922,9	1,94	0,05	1,02		
4	3927,9	2,04	0,11	1,42		
4	3930,3	2,15	0,09	1,06		
20	3820,4	3,36	0,86	1,17		
20	3850,0	2,77	1,01	1,67		
20	3872,5	2,88	0,99	1,64		
20	3898,0	(1,60)	1,01	1,25		
21	3787,9	(2,60)	1,01	1,14		Ti II
41	4294,1	(2,12)	1,48	1,41		
41	4383,6	3,51	1,48	1,81		
41	4404,5	3,37	1,55	1,30		
41	4415,1	3,17	1,60	1,30		
42	4202,0	3,11	1,48	1,30		
42	4250,8	2,96	1,55	1,41		V II
42	4271,8	3,26	1,48	1,56		
42	4325,8	3,49	1,60	1,78		
43	4045,8	3,80	1,48	1,53		
43	4071,7	3,42	1,60	1,50		
41	4132,1	3,25	1,60	1,53		
45	3815,8	3,69	1,48	1,48		V II
68	4459,1	2,53	2,17	1,31		
71	4282,4	3,16	2,17	1,23		
71	4315,1	3,09	2,16	1,49		
72	3977,7	2,83	2,19	0,81		
73	3852,6	2,89	2,17			
152	4187,0	3,49	2,44	1,40		
152	4191,4	3,50	2,46	1,37		
152	4222,2	3,10	2,44	1,11		Fe II
152	4233,6	3,36	2,47	1,80		
152	4235,9	3,77	2,41	1,46		
152	4260,5	3,87	2,39	1,28		
277	3984,0	(3,45)	2,72	1,12		
277	4007,3	2,69	2,75	1,44		
350	4476,0	3,52	2,83	1,21		
354	4181,6	4,13	2,82	1,40		

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

Номер мультитиплета	λ , Å	$\lg gf/\lambda$	ε_i , эв	$\lg = \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		Бленда
				21.III	23.III	
419	4219,4	3,61	3,57	1,26		Fe I
523	4143,3	3,89	3,03	1,54		
554	4736,8	3,66	3,20	1,29		
693	4227,4	4,78	3,32	1,24		
693	4247,5	4,01	3,35	1,61		
801	4118,8	(4,35)	3,56	1,38		
822	4638,0	3,34	3,59	0,99		
828	4484,2	3,42		1,00		
830	4388,4	3,60	3,59	1,07		
830	4485,7	3,23		0,97		
	3846,8	2,31	3,25	1,21		
	4422,6			1,17		
Fe II						
26	4580,1	1,07	2,59	1,36		Cr I
27	4173,4	2,36	2,57	1,63	1,13	Fe I, Cr I
27	4233,2	2,95	2,57	1,80	1,71	
27	4273,3	1,69	2,69			
27	4003,2	2,28	2,69	1,45	1,01	
27	4416,8	2,16	2,77	1,41	1,34	
28	4122,6	1,56	2,57	1,22	1,29	
28	4178,9	2,26	2,57	1,66	1,55	
28	4258,2	1,70	2,69	1,33	1,01	
28	4296,6	2,11	2,69	1,27	1,17	
28	4369,4	1,57	2,77	1,44	1,00	
29	3825,9	(1,58)	2,57	1,48	1,47	
29	4002,1	1,31	2,77	1,15	0,81	Ti II Sc II
32	4413,6	0,67	2,66			
37	4472,9	1,48	2,83	1,33	1,30	
37	4489,2	1,93	2,82	1,22	1,39	
37	4515,3	2,24	2,83	1,70	1,58	
37	4520,2	2,17	2,78	1,40	1,10	
37	4555,9	2,42	2,82	1,58	1,42	
37	4629,3	2,33	2,79	1,47	1,27	
37	4666,7	1,72	2,82	1,50	1,38	
38	4508,3	2,30	2,84	1,52	1,56	
38	4522,6	2,68	2,83	1,36	1,16	
38	4541,5	1,93	2,84	1,47	1,34	Ti II Sc II
38	4576,3	1,83	2,83	1,09	1,30	
38	4583,9	2,79	2,79	1,77	1,55	
38	4595,7	0,87?	2,84	1,23	1,28	
42	4923,9	3,15	2,88	1,89	1,63	
42	5018,4	3,33	2,88	1,97	1,68	
43	4656,9	1,81	2,88	1,12	1,32	
43	4731,4	1,84	2,88	1,51	1,33	
153	3814,1	3,72	4,72	1,65	1,33	
172	4044,0	3,00	5,55	1,24	1,10	
186	4625,9	3,20		1,29	1,01	

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультитиплета	λ , Å	$\lg gf\lambda$	ε_i , эв	$\lg = \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		Бленда
				21.III	23.III	
190	3938,9	2,64	5,89	1,44		Fe II, Ti I
186	4549,2		5,89	1,74	1,74	
	3981,0			1,16		
	4357,6			1,25	1,05	
	4451,5			1,27	1,21	
	4455,3			1,29	1,24	
	4526,6			1,28	1,22	
	4549,2			1,74		
	4580,0			1,36		
Cr I						
1	4254,4	1,21	0,00	0,44		Cr II
1	4274,8	0,96	0,00	1,50		
10	4546,0	0,20	0,94	1,36		
21	4616,1	0,30	0,98	1,44		
21	4646,2	0,65	1,03	1,32		
22	4351,0	0,56	0,97	1,51		
35	4153,1	0,19		1,58		
38	3976,7	2,35	2,53	1,18		Zr II
38	3991,1	1,91	2,35	1,34		
	4217,6	2,03	3,01	1,33		
Cr II						
19	4051,9	2,04	3,09	1,43	1,31	Fe I
19	4054,1	1,54	3,08	1,58	1,47	Ti II
30	4812,4	2,24	3,85	1,37	1,37	Mg II
30	4848,2	2,92	3,85	1,66	1,51	
31	4242,4	3,11	3,85	1,39	1,43	
31	4252,6	2,53	3,84	1,38	1,15	
31	4261,9	3,02	3,85	1,51	1,23	
31	4269,3	2,63	3,84	1,53	0,95	
31	4284,2	2,62	3,84	1,34	1,23	
39	4565,8	2,64	4,02	1,30	1,16	
44	4558,7	3,79	4,06	1,66	1,41	
44	4588,2	3,50	4,05	1,82	1,40	
44	4592,1	2,96	4,06	1,37	1,24	Fe I
44	4618,8	3,27	4,06	1,64	1,45	
44	4634,1	3,14	4,05	1,60	1,26	
161	4195,4	3,47	5,30	1,50	1,13	
162	4145,7	3,53	5,30	1,55	1,39	
167	3865,6	4,13	5,30	1,71		
179	4362,9	3,38	5,64	1,41	1,30	
183	4012,5	3,88	5,64	1,54	1,45	
194	4003,3	4,13	6,46	1,61	1,40	
194	4049,1	4,41	6,46	1,53	1,36	
194	4038,0	4,71	6,46	1,09	1,26	Ti II, Fe II
18	4113,4		3,09	1,26	1,18	
226	4111,0		2,74	1,38	1,31	
30	4824,1		3,85	1,78	1,32	

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета	λ , Å	$\lg gf\lambda$	ε_i , 10^6	$\lg = \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		Бленда
				21.III	23.III	
30	4836,2		3,84	1,50	1,43	
30	4876,5		3,85	1,58	1,49	
127	4661,6		4,90	1,54		
176	3905,6		5,36	1,54	1,63	
183	3979,5		5,65	1,15	1,30	
Ti II						
19	4443,8	1,21	1,08	1,41	1,53	Fe I
20	4294,1	0,82	1,08	1,41		Fe I
31	4468,5	1,25	1,13	1,25	1,53	
31	4501,5	1,23	1,11	1,48	1,59	
34	3900,5	1,75	1,13	1,26	1,47	Al II
34	3913,5	1,58	1,11	1,18	1,33	
41	4290,2	1,24	1,16	1,45	1,50	Cr I
41	4300,1	1,55	1,18	1,42	1,28	
41	4307,9	(1,00)	1,16	1,70	1,48	
41	4312,9	1,00	1,18	1,52	1,38	
41	4315,0	1,19	1,16	1,49	1,42	Fe I
41	4320,9		1,16	1,36	0,98	Sc II
50	4534,0	1,78	1,23	1,33	1,52	Mg II
51	4399,8	0,84	1,23	1,28	1,13	Sc II
61	4395,8	0,15	1,24	1,42	1,60	
82	4572,0	1,79	1,56	1,40	1,50	
92	4805,1	1,40	2,05	1,28	0,99	
104	4367,7	1,49	2,58	1,20	1,19	
105	4163,6	2,06	2,58	1,27	1,27	
105	4171,9	2,00	2,59	1,78	1,35	
V II						
9	3997,1	1,84	1,47	1,25	1,25	
10	3951,8	2,21	1,47	1,04	1,23	
10	3916,4	2,28	1,42	1,42	0,92	
11	3903,3	1,87	1,47	1,40	1,44	Fe I
32	4005,7	2,79	1,81	1,48	1,67	Fe I
32	4035,6	2,40	1,79	1,15	0,96	Mn I
33	3899,1	2,57	1,80	1,29	1,32	Fe I
33	3914,3	2,55	1,79	1,30	1,51	Fe I, Fe II
37	4183,4	2,17	2,04	1,40	1,25	
37	4205,1		2,03	1,31	1,41	
Mn I						
2	4030,8	1,67	0,00	1,84		Cr II
22	4033,1	1,40	0,00	1,53		Fe II
	4018,1	2,05	2,11	1,46		
	4462,0	2,40	3,07	1,26		
	3926,5	2,18	3,84	1,27		Fe I
	3952,8	2,05	4,20	0,92		

Таблица 2 (окончание)

Номер мультиплета	λ , Å	lg gf λ	ε_i , эв	$\lg = \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		Бленда
				21.III	23.III	
Mn II						
5	4755,9	6,12		1,36		
6	4282,8	5,06		1,26		
	3911,1			1,35		
	3931,8			1,22		
Si II						
1	3853,7	(5,30)	6,83	1,20		
1	3856,0	6,12	6,83	1,56		
1	3862,6	5,80	6,83	1,20		
3	4128,0	7,02	9,79	1,69	1,81	Mn II
3	4130,9	7,12	9,80	0,75	1,63	
Mg II						
4	4481,0	8,51	8,83	1,91	1,90	
10	4390,6	7,45	9,96	1,28	1,15	
Ca I						
2	4226,7	2,44	0,00	1,24	1,05	Fe I
Ca II						
1	3933,7	(3,72)	0,00	1,79	2,09	
Sr II						
1	4077,7	(3,73)	0,00	1,82	1,72	
1	4215,3	(3,45)	0,00	1,35	1,40	
Y II						
13	4374,9	2,28	0,41	1,24	1,42	Fe I
Co I						
34	3845,5	1,78	0,92	1,34	1,06	Fe I
Zr I						
	4239,3	1,82	0,69	1,45		

2. АНАЛИЗ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ

Анализ водородных линий проводится только по спектрам, полученным 23.III 1959 г. (на спектрах, полученных 21.III 1959 г., центры водородных линий, как правило, недодержаны). Результаты измерения эквивалентных ширин и центральные глубины бальмеровских линий приведены в табл. 3.

Максимальная центральная глубина $R_c = 0,83$.

На основе этих данных проведено определение электронной плотности n_e и числа атомов водорода во втором квантовом состоянии N_{02H} .

Таблица 3

n	$\lambda, \text{ \AA}$	R_0	$W_\lambda, \text{ \AA}$	$\varepsilon, \%$	n	$\lambda, \text{ \AA}$	R_0	$W_\lambda, \text{ \AA}$	$\varepsilon, \%$
H $_{\beta}$	4861,33	0,71	12,0	4,6	H $_{10}$	3797,90	0,64	7,3	5,0
H $_{\gamma}$	4340,50	0,81	12,9	2,9	H $_{11}$	3770,60	0,63	6,3	6,3
H $_{\delta}$	4101,75	0,82	12,6	3,8	H $_{12}$	3750,10	0,56	4,3	4,6
H $_{\epsilon}$	3970,08	0,82	12,8	3,9	H $_{13}$	3739,40	0,54	3,0	3,3
H $_{\delta}$	3889,05	0,74	12,4	3,8	H $_{14}$	3721,90	0,40	2,2	13,4
H $_{\theta}$	3835,40	0,67	9,4	3,9	H $_{15}$	3711,97	0,27	1,5	—
					H $_{16}$	3703,86	0,24	0,8	—

1. Величина n_e может быть получена по формуле Инглиса — Теллера

$$\lg n'_e = 23,26 - 7,5 \lg n_m;$$

номер последней разрешаемой линии n_m снимался с графиков $W_\lambda = f(n)$ и $R_0 = f(n)$, получено $n_m = 18$. Переход от эффективной плотности n_e к электронной n_e осуществлялся по формуле

$$n'_e = n_e \left[1 + \left(\frac{T_m}{T} \right)^{1/2} \right] = n_e \left[1 + \left(\frac{1,05 \cdot 10^5}{n_m T} \right)^{1/2} \right]$$

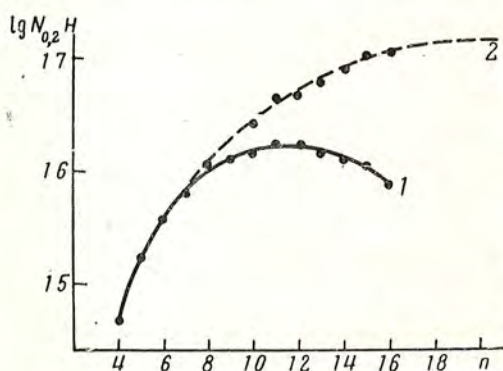
(см. [9]).

2. По $R_c = 0,83$ и $D = 0,54$ (значение скачка брали из [9]) с помощью полуэмпирической формулы Минаэрта

$$\lg N_{02}H = 16,18 - \lg \left(\frac{1}{1 - 10^{-D}} - \frac{1}{R_c} \right)$$

определяли значение $\lg N_{02}H$.

3. Значение $\lg N_{02}H$ определялось также по методу Унзоляда с применением формулы $W_\lambda = \frac{\pi e^2 \lambda^2}{mc^2} f N_{02}H$, причем величины W_λ брались вначале без поправок на переналожение крыльев линий, а затем с такими поправками. Последние вводились следующим образом: по данным Андерхил



Фиг. 2. Определение $\lg (N_{02}H)_{\max}$

1 — значения $\lg N_{02}H$ по наблюдаемым W_λ ; 2 — значения $\lg N_{02}H$ по наблюдаемым W_λ с учетом поправок (см. текст)

[10] строились контуры последних членов бальмеровской серии для пяти моделей атмосфер звезд. Определялись эквивалентные ширины линий при двух положениях непрерывного спектра: истинного (рассчитан теоретически) и наблюдаемого, по полученным значениям находились множители $W_{\text{набл}}/W_{\text{ист}}$, затем строились кривые зависимости $W_{\text{набл}}/W_{\text{ист}}$ от спектрального класса (в системе моделей). По величине W_λ (H $_{\delta}$) находился спектральный класс в УМа в той же системе и с помощью соответствующих $W_{\text{набл}}/W_{\text{ист}}$ исправлялись значения W_λ для линий H $_{10}$ —H $_{14}$. Полученные $\lg N_{02}H$ даны на фиг. 2.

4. Значения $\lg N_{02}H_{\max}$ использовались для определения n_e по формуле

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

Результаты сведены в табл. 4.

Т а б л и ц а 4

Метод	$\lg N_{02} H$	$\lg n_e$	$\lg N_{02}$
1. Инглиса — Теллера	—	13,76	8,84
2. Унзольда (без поправок к W_{λ})	16,25	15,14	11,60
3. Унзольда (с поправками к W_{λ})	17,16	14,23	9,87
4. Минаэрта	17,56	13,83	8,89

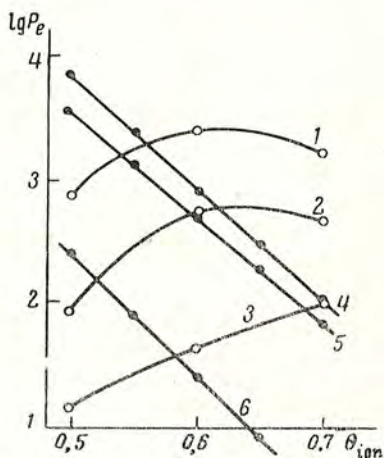
5. Проведено построение контуров линий H_{β} , H_{γ} и H_{δ} . Сравнение с теоретическими контурами, рассчитанными Вerveem [11], позволило оценить $\lg g$. Полученное значение близко к 3,5. По массе (соотношение масса — светимость, светимость известна: $M_v = 0,29$ [9]) и радиусу (известен параллакс $\pi = 0,042$ (значение взято из каталога А. Бечвара), светимость и эффективная температура ($9850^{\circ} K$) взяты по спектральному классу A0 из [12]) получается $\lg g = 4,4$.

3. АНАЛИЗ АТМОСФЕРЫ МЕТОДОМ КРИВОЙ РОСТА

1. В качестве теоретической кривой роста использованы расчеты Врубеля для моделей Милна—Эддингтона [13]. Параметр $B^{(0)}/B^{(1)}$ (отношение коэффициентов разложения функции отдачи), рассчитанный для двух длин волн (4000 и 5000 Å) при двух оценочных электронных плотностях ($\lg n_e = 14,3$ и $13,8$) и двух температурах (9500 и $8500^{\circ} K$), колеблется в пределах $0,30-0,45$. Различие теоретических кривых при этих крайних значениях $B^{(0)}/B^{(1)}$ гораздо меньше, чем разброс точек, вызванный неточностью определения W_{λ} и $\lg g f \lambda$, и связанная с этим неуверенность в проведении наблюдаемой кривой роста, поэтому для всей спектральной области была использована теоретическая кривая роста при $(B^{(0)}/B^{(1)}) = 0,33$.

2. Наблюдаемые кривые роста строились по линиям для Fe I, Fe II, Cr I, Cr II, V II, Ti II, Mn I. Для других элементов число линий недостаточно для построения кривых роста, полученные для них эквивалентные ширины использовались только для определения относительного содержания элементов.

3. Обычным способом найдены средние турбулентные скорости движения



Фиг. 3. Определение θ_{ion} и $\lg P_e$

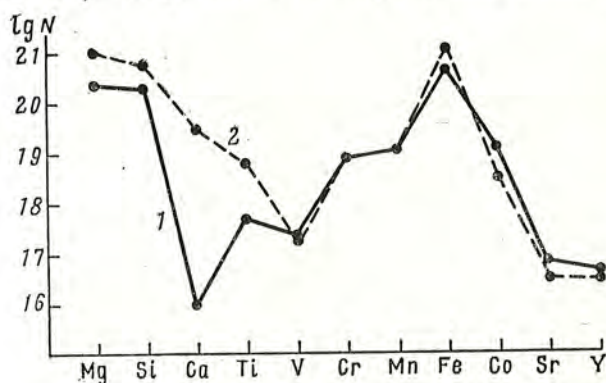
1 — $\lg k_{\lambda} = 1,0$; 2 — $\lg k_{\lambda} = 0,5$; 3 — $\lg k_{\lambda} = -0,1$; 4 — Mn I, Mn II; 5 — Cr I, Cr II, 6 — Fe I, Fe II. Светлые кружки — $\lg P_e = f(\theta_{ion})$, вычисленные по таблицам Э. Витензе, темные — по уравнению ионизации

атомов и температуры возбуждения. Для определения ионизационной температуры и электронного давления использовались кривые, построенные для коэффициента непрерывного поглощения $k_\lambda = \text{const}$ по уравнению Саха (зависимость между $\lg P_e$ и θ_{ion} при известных $\lg N$ и $\lg N_{\parallel}$) и уравнению $\lg P_e = f(\theta_{\text{ion}}, k_\lambda = \text{const})$ (последняя кривая строилась по таблицам Э. Витензе [14]). На фиг. 3 показаны кривые для Fe I и Fe II, Cr I и Cr II, Mn I и Mn II. Для k_λ , определенного методом Гринштейна (см. [15]), получено $\lg k_\lambda = -0,1$. Значения v_t , T_{ex} , T_{ion} и $\lg P_e$ даны в табл. 5.

Таблица 5

Элемент	v_t , км/сек	T_{ex} , °K	T_{ion} , °K	$\lg P_e$
Fe I	1,8	7250	8700	1,60
Fe II	0,6	9200		
Cr I	1,8	8400	7500	1,96
Cr II	1,5	9190		
Mn I	1,6	8570	7200	2,00
Mn II				
Ti II	0,3	7520		
V II	1,2	7520		

4. Относительное содержание химических элементов в атмосфере ϵ UMa, определенное с помощью кривых роста, приведено к среднему химическому составу 50 звезд различных спектральных классов [16]. Фиг. 4



Фиг. 4. Сравнение относительного химического состава ϵ UMa (кривая 1) со средним химическим составом [16] (кривая 2)

дает сравнение наших определений с этим средним составом (данные фиг. 4 получены из результатов анализа кривых роста (см. табл. 6) введением нормировочного слагаемого $\lg n = 2,10$). По всем кривым роста значение постоянной затухания $\lg a = -1,8$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Температура атмосферы ϵ UMa заключена в пределах от 7500 до 9200° K. Температура ионизации, как и должно быть у звезд класса B9—A0 [12], несколько ниже (7500—8700° K). Наиболее надежные результаты получены по линиям Fe I и Fe II, однако значение T_{ex} по Fe II не очень надежно, так как здесь почти все линии имеют примерно одинаковый потенциал возбуждения ширины уровня, и наклон прямой

Таблица 6

Элемент	lg N		Элемент	lg N		Элемент	lg N	
	21.III	23.III		21.III	23.III		21.III	23.III
Fe I	15,2		V	15,4	16,3	Ca II	13,9	14,4
Fe II	18,5	17,8	Si II	18,2		Ca	14,0	14,9
Fe	18,5	18,2	Si	18,2		Y II	14,6	14,6
Cr I	13,8		Mn I	14,6		Y	14,9	15,3
Cr II	16,8	16,0	Mn II	17,0		Sr II	14,8	14,6
Cr	16,8	16,4	Mn	17,0		Sr	15,0	15,2
Ti II	15,6	15,6	Mg II	18,3	17,9	Co I	15,0	13,8
Ti	15,6	16,0	Mg	18,3	18,3	Co	17,0	16,2
V II	15,4	15,9	Ca I	11,9	11,6			

(ϵ_i , $\lg N$), по которому оценивается T_{ex} , определяется, по сути дела, всего по трем линиям ($\lambda\lambda 3814,1$; $4044,0$; $3938,9$).

2. Сопоставление электронных давлений, определенных различными методами, показывает: верхний предел электронного давления, полученный по водороду, $\lg P_e = 2,30$ (это значение, вероятно, ближе к истине, чем $\lg P_e = 3,21$, найденное тем же методом, но без поправок к W_λ); нижний предел получается из анализа кривых роста для Fe I и Fe II ($\lg P_e = 1,60$), все остальные значения лежат в этих пределах (см. табл. 7).

Таблица 7

Метод	Элемент	$\lg P_e$
1. Инглиса — Теллера . . .	H	1,88
2. Унзоляда (без поправок к W_λ)	H	3,21
3. Унзоляда (с поправками к W_λ)	H	2,30
4. Минаэрта	H	1,90
5. Кривые роста	Fe	1,60
	Cr	1,96
	Mn	2,00

3. Из фиг. 4 видно, что в общем содержание элементов в атмосфере ϵ УМа в пределах ошибок совпадает со средними данными. Исключением является Ca: по нашим определениям в атмосфере ϵ УМа его содержание меньше на 3,5 порядка. Этот результат можно было предвидеть, поскольку в спектре ϵ УМа линия К Ca II аномально слаба. Результат, полученный по спектрам 23.III 1959 г., дает несколько меньший дефицит Ca.

Поскольку ошибки в определении $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ могут достигать $\pm 0,1$, а последнее значение для горизонтального участка кривой роста (наши определения относятся именно к этому участку) ведет к ошибкам в обилии элементов, равным 0,5 в логарифме числа атомов, то можно считать, что различия в определениях $\lg N$ для 21.III 1959 г. (фаза 0,2 по элементам П. Гутника) и 23.III 1959 г. (фаза 0,6) лишь незначительно выходят за пределы ошибок. Все же уменьшение относительного дефицита Ca почти на порядок является, по-видимому, реальным.

Сопоставление наших определений с изменением блеска звезды [17] показывает, что наибольший дефицит S_a приходится на минимум блеска.

Автор глубоко благодарен И. М. Копылову за предоставление спектрографического материала и руководство при выполнении работы.

Ноябрь 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. С. Н. К о р ы т н и к о в, М. И. Л а в р о в, Д. Я. М а р т ы н о в. Библиография спектрально-двойных звезд. Вып. 3.
2. O. Struve, W. A. Hiltner. *Astrophys. J.*, 1943, 98, 225.
3. B. Casati, M. Hack. *Mem. Soc. astron. Ital.*, 1957, 54.
4. P. Renson. *Bull. Soc. Belg. astron., meteorol. et phys. Globe*, 1963, 39, N 1—6.
5. I. Swensson. *Astrophys. J.*, 1944, 99, 258.
6. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge. *Astrophys. J. Suppl.*, 1955, 1, 431.
7. М. Е. Б о я р ч у к, А. А. Б о я р ч у к. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1960, 22, 234.
8. C. H. Corliss, W. R. Bozman. *Nat. Bureau Standards Monograph.*, 1962, 53.
9. И. М. К о п ы л о в. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1961, 26, 232.
10. A. Underhill. *Publ. Domin. Astrophys. Obs. Victoria*, 1962, 11, 23, 24.
11. S. S. Verweij. *Publ. Astron. Inst. Univ. Amsterdam*, 1936, 5.
12. И. М. К о п ы л о в. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1963, 30, 69.
13. M. H. Wrubel. *Astrophys. J.*, 1948, 109, 66.
14. E. Vitsense. *Z. Astrophys.*, 1951, 28, 81.
15. J. L. Greenstein. *Astrophys. J.*, 1948, 107, 151.
16. Э. Р. М у с т е л ь. *Звездные атмосферы*, М., Физматгиз, 1960, стр. 59.
17. S. S. Provin. *Astrophys. J.*, 1953, 118, 489.

МИКРОТУРБУЛЕНТНЫЕ ДВИЖЕНИЯ
В АТМОСФЕРАХ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД. I

И. М. Копылов

Методом кривой роста по линиям ионов N II, O II, Si II, Si III и Si IV определены микротурбулентные скорости v_t в атмосферах 68 звезд в спектральном интервале O6—B5.

Проведен анализ возможных ошибок определения v_t .

Рассмотрены зависимости v_t от абсолютной величины M_v для шести более узких спектральных интервалов, построенные по линиям каждого иона. С увеличением светимости звезды возрастает турбулентная скорость в атмосфере.

Качественно проанализированы характерные изменения v_t со спектральным классом. Кривые, выражающие зависимости v_t от спектрального класса, имеют четкие максимумы, приходящиеся для различных ионов и разных светимостей звезд на разные спектральные подклассы. Такие зависимости обусловлены: а) ростом v_t с высотой в атмосфере звезды и б) изменением эффективной оптической глубины формирования линий различных ионов с изменением температуры атмосферы при движении вдоль спектральной последовательности.

Теоретические оценки положений максимумов v_t для различных ионов и светимостей звезд хорошо согласуются с полученными в результате анализа кривых роста.

MICROTURBULENT MOTIONS IN ATMOSPHERES OF HOT STARS. I, by I. M. Kopylov.— The microturbulent velocities v_t in the atmospheres of 68 O6—B5 type stars have been determined by the curve of growth method using the N II, O II, Si II, Si III and Si IV ion lines. The possible errors in the determination of v_t are analyzed.

The relations between v_t and the absolute magnitude M_v , and v_t obtained according to the lines of each ion, are considered for six narrow intervals of spectral type. The turbulent velocities in the atmosphere increase with the luminosity of the star.

The characteristic variations of v_t with spectral class are analyzed by qualitative manner. The curves of the relation between v_t and spectral class have distinct maxima, which are located at different spectral subclasses depending on the ions and luminosities considered. Such relations are due to: а) the increase of v_t with height in the stellar atmosphere and б) the variation of the effective optical depth of line formation of different ions within the atmosphere, which depends on spectral type.

The theoretical estimates of the positions of the v_t maxima for different ions are in good agreement with the results obtained from the curve of growth analysis.

В современных обзорах результатов изучения турбулентных движений в звездных атмосферах [1, 2] отмечают разрозненность и недоста-

точность наших сведений о микро- и макротурбулентных движениях в атмосферах звезд различных спектральных классов и светимостей. Особенно мало данных о турбулентных движениях имеем мы для атмосфер горячих звезд. Микротурбулентные движения изучены для нескольких звезд О и В главной последовательности [2]. Немногим более благополучно обстоит дело с изучением микротурбулентных скоростей в атмосферах ранних сверхгигантов [3]. Относительно макротурбулентных движений в атмосферах горячих звезд наши сведения еще более скудны (см. в связи с этим §§ 2 и 6 из [2]).

Поэтому изучение микро- и макротурбулентных движений в атмосферах звезд ранних спектральных классов является одной из ближайших задач динамики звездных атмосфер. Особую ценность могли бы представить определения турбулентных скоростей по достаточно однородному спектроскопическому материалу с использованием единой методики для большого числа звезд.

Некоторое ограничение здесь — отсутствие достаточно большого числа абсорбционных линий в спектрах ранних звезд, достаточно интенсивных для надежного определения их эквивалентных ширин W_λ и для которых имеются необходимые сведения о силах осцилляторов.

Наиболее подходящими в этом отношении оказываются линии легких ионов О II, N II, Si II, Si III, Si IV для звезд О и В всех классов светимости и линии He I и He II для сверхгигантов (где нет необходимости принимать во внимание эффект Штарка).

Мы поставили задачу — определить скорости мелкомасштабных движений v_t в атмосферах звезд Об — В5 по линиям ионов О II, N II, Si II — Si IV и провести качественный анализ изменения этих скоростей со спектральным классом и светимостью звезд.

1. МЕТОДИКА И ВЫБОР СИСТЕМЫ СИЛ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

Поскольку мы ставили своей задачей определение методом кривой роста только турбулентных скоростей, не проводя последующих процедур (определения T_{ex} , T_{ion} , химического состава атмосфер и т. п.), то мы остановились на кривой роста в ее простой и удобной форме, предложенной в свое время А. Унзольдом.

Эквивалентные ширины абсорбционных линий ионов О II, N II, Si II — Si IV были взяты в основном из материала, использовавшегося ранее для целей количественной двумерной спектральной классификации звезд О и В [4, 5]. Методика редукции W_λ в единую систему подробно описана в [5]. К этой же системе были приведены определения W_λ для ранних сверхгигантов [6].

Для анализа были взяты наиболее сильные линии, W_λ которых определены достаточно надежно. Использованы были линии мультиплета (5) у N II, мультиплетов (1, 2, 5, 6, 10, 12) у О II, (3) — у Si II, (2) — у Si III и (4) — у Si IV.

Точность результатов, получаемых методом кривой роста, во многом зависит от наличия достаточно надежной системы сил осцилляторов.

Обычно используемые в звездной спектроскопии силы осцилляторов для легких ионов, сравнительно полную сводку которых можно найти, например, в [7], представляют собой довольно разнородную систему со значительными систематическими и случайными ошибками. Величины $\lg f$ переходов для легких ионов до сих пор обычно определялись теоретически в предположении о существовании той или иной формы связи.

Однако в последнее время выполнен ряд экспериментальных определений сил осцилляторов для ионов О II, О III и N II [8, 9]. Определения относительных $\lg f$, проведенные для семи мультиплетов О II различными методами (высоковольтный разряд [8] и ударная трубка [9]), дали

хорошо согласующиеся между собой результаты. Оба ряда $\lg f$ хорошо согласуются с рядом, вычисленным в кулоновском приближении [10].

Для того чтобы дать ясное представление о тех значительных случайных и систематических ошибках, которые содержатся в ранее использовавшейся системе $\lg f$ [7], мы приводим сравнение четырех рядов $\lg f$ для семи мультиплетов О II (фиг. 1). Для сравнения взяты данные работ [7—10]. Значения $\lg f$ из [10] даны в абсолютной шкале, остальные — в относительной. Линии разных мультиплетов нанесены различными значками. Проведена средняя линейная зависимость. При сравнении $\lg f$ из сводки [7] и из [8] звездочками нанесены линии еще двух мультиплетов (2-го и 6-го), которые также использовались нами при построении кривых роста.

Очевидно, что $\lg f$ из [7], которые в тех или иных комбинациях использовались до сих пор при количественном анализе спектров ранних звезд, имеют значительные ошибки.

Необходимые нам $\lg f$ для мультиплетов О II были сведены в абсолютную систему [10] и усреднены, причем определениям из сводки [7] придавался вес $1/3$ по сравнению с весом 1 для $\lg f$ из [8—10]. Для N II $\lg f$ были сведены в систему [8]. Для Si II — Si IV $\lg f$ были взяты из [7] без изменений.

Всего мы имели определения $\lg (W_\lambda/\lambda)$ для абсорбционных линий у 68 звезд различных светимостей в спектральном интервале О6 — В5. Каждая из этих звезд имела определения S_p и M_v методами количественной спектральной классификации [5]. Система спектральных классов и абсолютных величин тесно связана с системой МК.

Необходимые для применения кривой роста по Унзольду величины R_c взяты из [11].

Сведения об использованных линиях приведены в табл. 1.

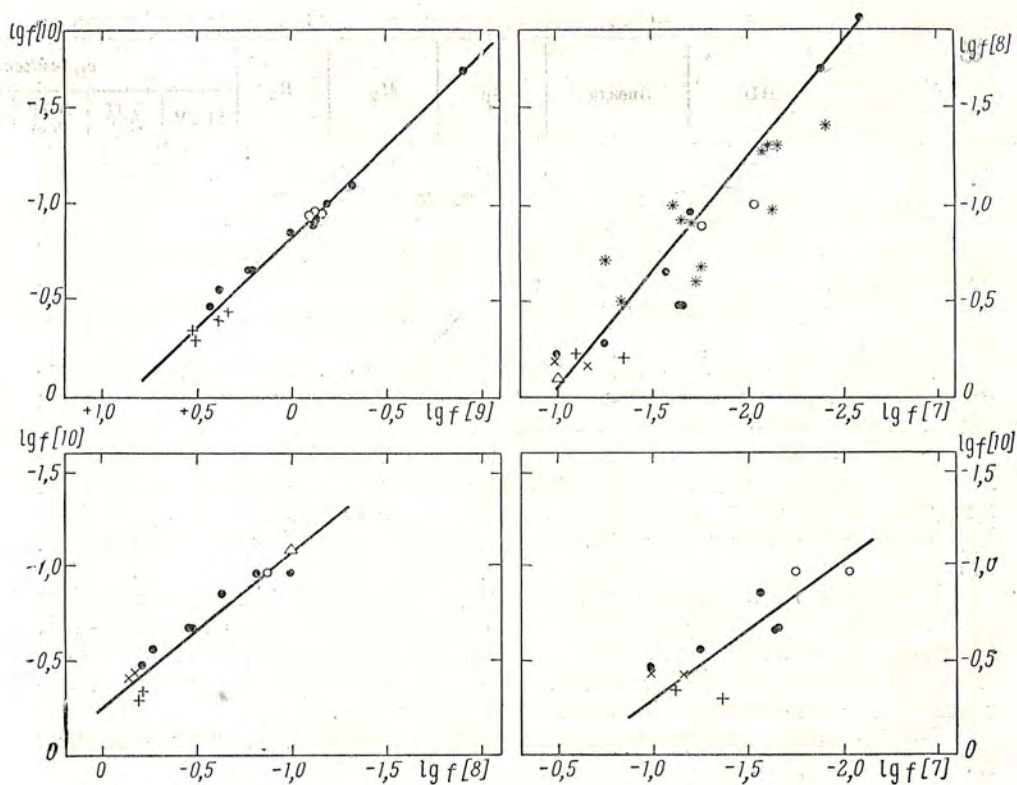
Для каждой звезды строилось от одной до семи отдельных кривых роста в зависимости от числа линий с известными $\lg (W_\lambda/\lambda)$. В случае ионов Si II и Si IV, где было только по две линии, обычно определялся просто наклон зависимости $\lg (W_\lambda/\lambda)$ от $\lg gf\lambda$. В случае О II отдельные кривые роста строились для пар мультиплетов с общим нижним уровнем: 1 и 2, 5 и 6, 10 и 12.

Эмпирические кривые роста совмещались обычным путем с теоретической кривой роста, откуда с учетом R_c находилась величина $\lg v_D$ — логарифм полной доплеровской скорости в атмосфере звезды. Эта последняя величина находилась, как правило, с ошибкой порядка $\pm 0,02$ — $0,05$. Однако для Si II и Si IV ошибка в $\lg v_D$ могла достигать $\pm 0,07$ — $0,10$, а иногда и больших значений.

После введения в $\lg v_D$ обычной поправки за тепловую скорость атомов находилась величина v_t — скорость микротурбулентных движений в атмосфере звезды. Отметим, что тепловая скорость для атомов N и O изменяется от 6,0 до 4,0 км/сек, а для атомов Si — от 4,6 до 3,1 км/сек при переходе от звезд О6 к звездам В5.

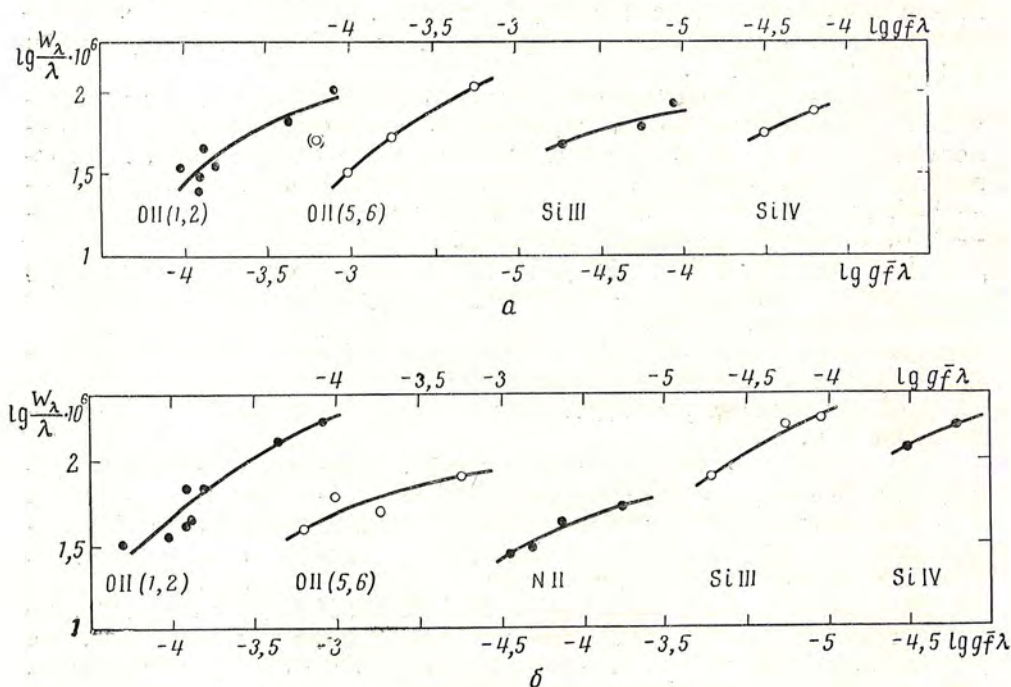
Примеры кривых роста для двух звезд, 1 Cas и HD 192 422, приведены на фиг. 2.

Результаты определения v_t даны в табл. 2, где последовательно приводятся: 1 — номер звезды по каталогу HD; 2 — название звезды; 3 и 4 — спектральный класс и абсолютная визуальная величина из [5]; 5 — максимальная глубина линий в спектре данной звезды, взятая из [11]. В столбцах 6—10 даны v_t по линиям Si IV (1), О II (1, 2), О II (5, 6 и 10, 12) (для простоты обозначено О II (5, 6)), N II (5) и Si III (2). По линиям Si II (3) скорости v_t были найдены только для семи звезд. Эти данные приведены в табл. 3. Значения v_t , сопровождаемые двоеточием, определены с формальной ошибкой порядка 15—20%; значения v_t , заключенные в скобки, — с ошибкой порядка 25% и более. Обычно же v_t



Фиг. 1. Сопоставление различных систем $\lg f$ для O II

Линии разных мультиплетов обозначены различными значками: точки — мультиплет (1), кружки — (3), крестики — (5), косые крестики — (15), треугольники — (31)



Фиг. 2. Примеры кривых роста
а — 1 Cas; б — HD 192422

Таблица 1

Ион	Номер мультиплета и потенциал возбуждения нижнего уровня	Переход	λ	$\lg \bar{f}$	$\lg g\bar{\lambda}$	Примечание
O II	(1) 22,88	$3s^4P - 3p^4D^0$	4638,8	-0,65	-3,51	Бленда с N III Бленда с C III
			4641,8	-0,50	-3,36	
			4649,1	-0,43	-3,28	
			4650,8	-0,64	-3,50	
			4661,6	-1,06	-3,91	
			4676,2	-0,96	-3,81	
			4696,4	-1,70	-4,55	
O II	(2) 22,88	$3s^4P - 3p^4P^0$	4673,7	-1,49	-4,34	Бленда с C III » с C III и C II » с C III?
			4325,8	-1,41	-4,30	
			4317,1	-1,13	-4,02	
			4319,6	-0,99	-3,88	
			4336,9	-1,30	-4,19	
			4345,6	-0,98	-3,87	
			4349,4	-0,75	-3,64	
O II	(5) 23,33	$3s^2P - 3p^2D^0$	4366,9	-1,03	-3,91	
			4414,9	-0,36	-3,24	
			4417,0	-0,37	-3,25	
O II	(6) 23,33	$3s^2P - 3p^2P^0$	4452,4	-1,29	-4,16	
			3973,3	-0,61	-3,53	
			3954,4	-0,81	-3,74	
			3982,7	-1,28	-4,20	
O II	(10) 25,54	$3p^4D^0 - 3d^4F$	3945,0	-1,08	-4,01	Бленда с C II Бленда
			4075,9	-0,42	-2,86	
			4072,2	-0,55	-2,99	
			4069,8	-0,71	-3,15	
			4069,6	-0,88	-3,32	
			4092,9	-1,29	-3,72	
			4085,1	-1,17	-3,60	
O II	(12) 25,54	$3p^4D^0 - 3d^4D$	4078,9	-1,26	-3,70	Бленда с O II и S II » с N II и Si II » с Si IV
			3882,2	-1,06	-3,52	
			3864,5	-1,34	-3,80	
			3851,0	-1,62	-4,08	
N II	(5) 18,39	$3s^3P^0 - 3p^3P$	3856,2	-1,37	-3,83	Бленда с Fe III
			4630,5	-0,50	-3,76	
			4613,9	-1,18	-4,44	
			4643,1	-0,99	-4,25	
			4621,4	-1,01	-4,27	
			4601,5	-0,86	-4,12	
			4607,2	-1,05	-4,31	
Si II	(3) 9,80	$3^2D - 4^2F^0$	4128,1		-3,78	Бленда с N II
			4130,9		-3,61	
Si III	(2) 18,82	$4^3S - 4^3P^0$	4552,7		-4,04	
Si IV	(4) 23,95	$4^2S - 4^2P^0$	4567,9		-4,25	Бленда с O II
			4574,8		-4,72	
			4416,1		-4,50	
			4088,9		-4,20	

Таблица 2

HD	Звезда	Sp	M_v	R_c	v_l , км/сек				
					Si IV	O I I (1,2)	O II (5,6)	N II	Si III
210839	λ Cep	O6,35	-6 ^m 46	0,37	18,6				8,1
214680	10 Lac	O8,25	-5,10	0,52	39	5,4	4,5		0
37043	ι Ori	O8,90	-5,25	0,49	28,5	16,3			5,1
57061	τ CMa	O9,20	-6,00	0,46	22,2		6,6		27,5
209481	14 Cep	O9,20	-5,43	0,46	34	30			30,0
188209		O9,40	-6,10	0,48	36	55			
30614	α Cam	O9,45	-6,75	0,46	89	69	24,5		(7,2)
209975	19 Cep	O9,50	-5,85	0,46	37	38			(8,0)
37742	ζ Ori	O9,70	-5,58	0,40	56	52			12,5
202214		O9,70	-4,72	0,54		21,5			
209339		O9,70	-4,90	0,53	54	48			
36486	δ Ori	O9,75	-5,65	0,44	109	117			8,0
195592		O9,80	-7,10	0,40	129	78			35
191201		O9,80	-5,99	0,50	40	11,0	14,0		17,5
37128	ε Ori	O9,90	-6,00	0,45	(112)	51	8,5		19,7
37468	σ Ori	B0,00	-4,52	0,51	21,8	41			
28446	Яркая	B0,00	-5,06	0,33	34	16,0	14,3		
28446	Слабая	B0,00	-4,63	0,58	(48)	5,6	8,9		9,3
149438	τ Sco	B0,45	-4,37	0,55	17,5	16,2	36	(39)	9,5
204172	69 Cyg	B0,20	-5,80	0,46	69	20,3	34		16,0
194839		B0,35	-6,45	0,44	(36)	83	79		56
2905	κ Cas	B0,35	-5,65	0,45	(53)	32	24,3		22,0
22951	40 Per	B0,40	-3,90	0,54	(63)	36			12,9
38771	κ Ori	B0,40	-6,03	0,45	(110)	32	32	(14,7)	27,7
192422		B0,40	-6,25	0,42	56	68	(16,6)		72
224151		B0,40	-5,50	0,40	50	46	18,5		31
24760	ε Per	B0,45	-4,70	0,50	(100)	(138)			14,3
40111	139 Tau	B0,45	-5,73	0,46	31,5	81	83		36
184915	κ Aql	B0,60	-5,52	0,45	27,5	85			14,3
149881		B0,60	-5,45	0,49	(100)	29,0	62		24,0
35411	η Ori	B0,65	-3,82	0,54		9,3			9,5
205139		B0,70	-5,52	0,48	(57)	31			11,0:
116658	α Vir	B0,75	-3,94	0,48	(63)	26,0			24,5
212571	π Aqr	B0,80	-2,75	0,24		26,0			17,5
23180	σ Per	B0,80	-4,55	0,50		23,0			19,5
218376	1 Cas	B0,90	-4,51	0,50	22,4	23,5	42		13,7
44743	β CMa	B0,90	-4,80	0,50		37	14,5	17,5	18,7
91316	ρ Leo	B0,95	-5,92	0,49	36	54	14,8	45	27,5
224572	σ Cas	B1,00	-3,89	0,48		14,0	10,0		5,9
147933	ρ Oph	B1,05	-3,48	0,45		23,5			(26,5)
169454		B1,10	-7,35	0,44	41	65	58	25,0	32
190603		B1,15	-7,45	0,42	23,3	55	33	58	48
13854		B1,20	-6,75	0,46	14,3	76	16,5	20,5	41
24398	ζ Per	B1,20	-5,88	0,47	(81)	54	14,6	45	32
193237	P Cyg	B1,20	-8,3	0,48	34	30			33
208218		B1,40	-4,75	0,52	(45)	19,7			16,5
4180	σ Cas	B1,60	-3,30	0,56		(23)	6,0	(35:)	(45)
205021	β Cep	B1,60	-4,26	0,52	(100)	40	62		11,5
194279		B1,75	-7,30	0,52		24,5		55	36

Т а б л и ц а 2 (окончание)

HD	Звезда	Sp	M_v	R_c	v_t , км/сек				
					Si IV	O II (1,2)	O II (5,6)	N II	Si III
30836	π^4 Ori	B1,75	$-4^m,22$	0,56		28,5			8,5
41117	χ^2 Ori	B1,75	-7,36	0,45	45	58	21,7	27,8	28,0
208392		B1,85	-4,01	0,55	(7,6)	12,4	5,2		23,6
16582	δ Cet	B1,95	-3,47	0,58		6,5			8,5
52089	ε CMa	B2,05	-5,34	0,53		14,2	(17,2)	6,8	23,0
166182	102 Her	B2,00	-4,38	0,55		0		0	6,6
35468	γ Ori	B2,10	-3,92	0,55		9,5		6,2	8,1
14143		B2,20	-6,83	0,49	(6,2)	68	(8)	54	33
31237	π^5 Ori	B2,25	-4,30	0,53		15,5		5,2	6,8
886	γ Peg	B2,35	-3,04	0,65		7,9	11,0	(0)	3,2
206165	9 Cep	B2,50	-6,23	0,52	(16)	14,8	11,7	3,8	18,6
213420	6 Lac	B2,70	-3,56	0,57		8,2		4,6	4,1
53138	α^2 CMa	B2,85	-6,85	0,49		8,8:			8,5
160762	ι Her	B2,85	-2,18	0,69		8,6		0	0
11415	ε Cas	B2,90	-2,40	0,72		6,7	(19,5)	(4,8)	0
198478	55 Cyg	B3,40	-7,38	0,46		14,6	4,6	17,5	16,7
164353	67 Oph	B3,55	-5,62	0,58		3,6	2,0:	0:	2,8
36371	χ Aur	B3,65	-6,78	0,49		8,4	(4,5)		8,9
58350	η CMa	B3,65	-7,00	0,54					10,0

Т а б л и ц а 3

Звезда	v_t , км/сек	Звезда	v_t , км/сек
190603	20,2	160762	(5,5)
24398	12,3	198478	12,5
206165	(8,5)	164353	(13,8)
53138	(8,5)		

находились с вероятной ошибкой, не превосходящей 10%. Подчеркнем здесь (это важно иметь в виду при дальнейшем анализе результатов), что система v_t , полученная нами, довольно однородна и, по-видимому, свободна от значительных систематических ошибок. Это обеспечивается однородностью системы использованных $\lg(W_\lambda/\lambda)$ и $\lg gf\lambda$, единой кривой роста и единым методом редукции.

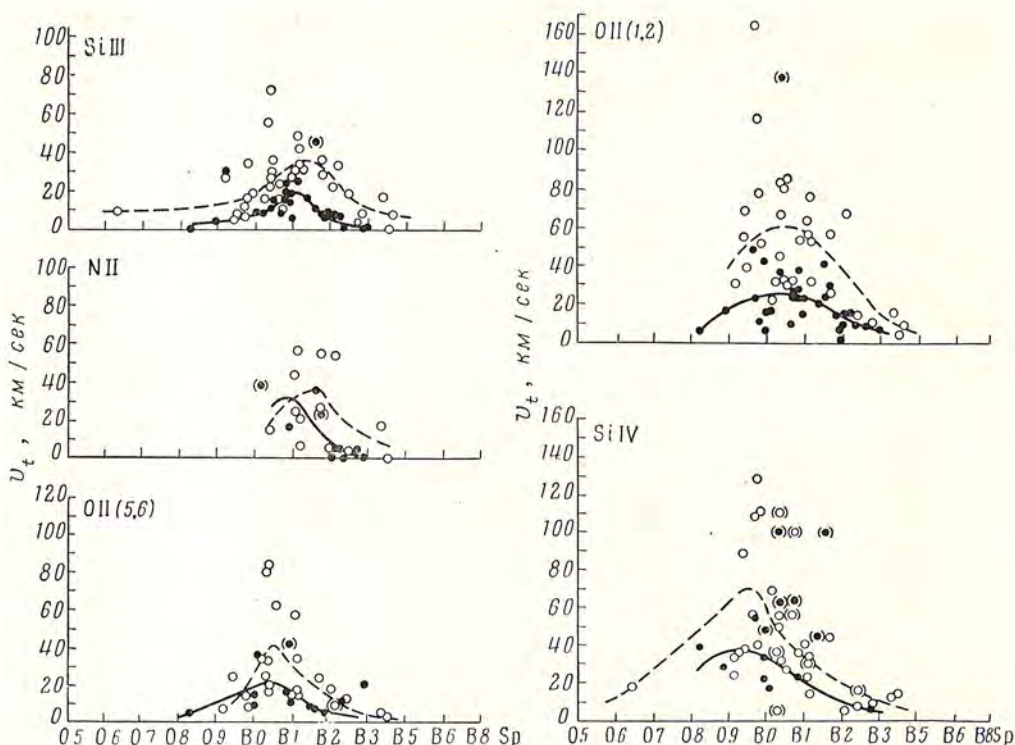
2. ЗАВИСИМОСТИ v_t ОТ СПЕКТРАЛЬНОГО КЛАССА И СВЕТИМОСТИ ЗВЕЗД

Результаты, представленные в табл. 2 и 3, позволяют сделать несколько интересных выводов относительно характера изменения v_t в атмосферах горячих звезд со спектральным классом и светимостью.

Для изучения вида зависимости v_t от спектрального класса (температуры) звезды мы построили для каждого иона графики (v_t , Sp) — фиг. 3.

В изменении v_t со спектральным классом обнаруживаются вполне определенные закономерности.

Характер изменения v_t со спектральным классом сходен для всех ионов: при переходе от звезд поздних подклассов В к ранним и к звез-



Фиг. 3. Зависимости скоростей микротурбулентных движений v_t от спектрального класса

Кружки — сверхгиганты, точки — звезды главной последовательности

дам О величина v_t растет, достигает четкого максимума, а затем спадает практически до нуля.

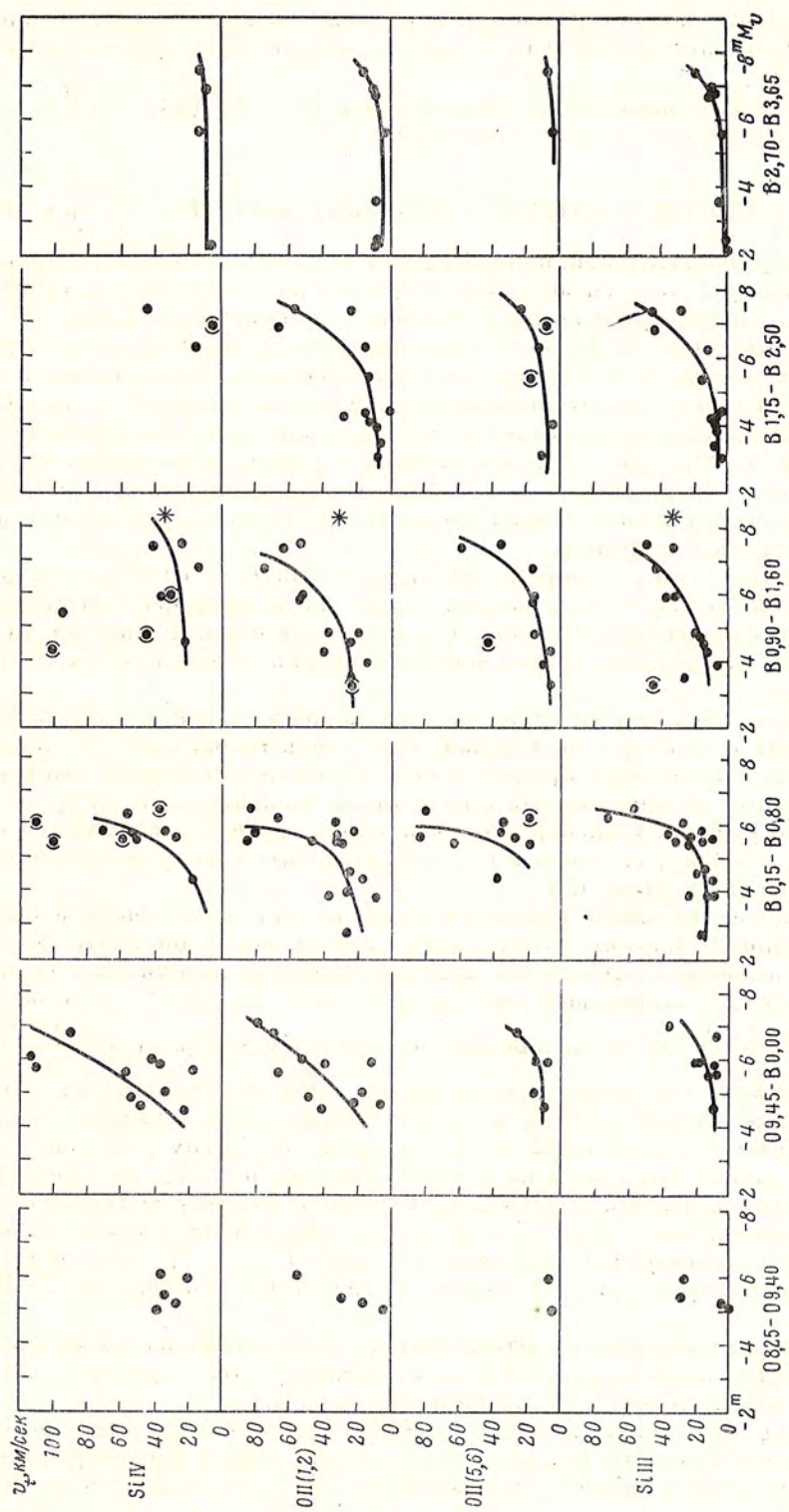
Ход v_t со спектральным классом подобен у звезд-сверхгигантов и звезд главной последовательности. Однако в каждом спектральном подклассе скорости v_t у сверхгигантов существенно больше, чем у звезд главной последовательности.

Максимум скорости v_t для различных ионов приходится на разные спектральные подклассы, причем практически для всех ионов максимум v_t у сверхгигантов наступает при несколько более позднем спектральном подклассе, чем у звезд главной последовательности.

Значительное различие средних скоростей v_t у звезд главной последовательности и сверхгигантов позволяет проанализировать в общей форме характер зависимости v_t от абсолютной величины звезды.

Были построены зависимости v_t от M_v для Si IV, O II (1, 2), O II (5, 6) и Si III. Скорости, найденные по N II, были усреднены со скоростями по Si III, так как ход зависимостей v_t от Sp у этих двух ионов довольно подобен, а число определений v_t по N II недостаточно велико для построения нескольких детальных зависимостей v_t от M_v (для различных интервалов спектральных классов).

Зависимости v_t от M_v для звезд в шести узких интервалах спектральных классов представлены на фиг. 4. Для всех спектральных интервалов (кроме интервала O8,25—O9,40, где диапазон светимостей слишком мал — менее 1 зв. величины) обнаруживаются довольно хорошо выраженные зависимости v_t от светимости звезды: с увеличением светимости звезды возрастает скорость микротурбулентных движений в атмосфере. Характер



Фиг. 4. Зависимости скоростей микротурбулентных движений v_t от абсолютной величины звезды для узких интервалов спектральных классов. Звездочкой отмечена P Cug

зависимостей, как это и следовало ожидать исходя из вида фиг. 3, различен для разных ионов и разных спектральных интервалов. Для интервала В2,70—В3,65 зависимость v_t от M_v слабее, чем для звезд более ранних подклассов В.

Отмеченные особенности зависимостей v_t от Sr (фиг. 3) и v_t от M_v (фиг. 4) будут качественно объяснены в § 3.

3. КАЧЕСТВЕННАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЗАВИСИМОСТЕЙ v_t ОТ Sr И M_v

При предварительной, по необходимости качественной, интерпретации полученных результатов мы будем опираться на современные представления о характере турбулентных движений в атмосферах звезд.

Зависимости v_t от M_v достаточно наглядно и на обширном материале иллюстрируют ранее неоднократно отмечавшееся обстоятельство: в каждом данном спектральном интервале турбулентные скорости в атмосферах сверхгигантов больше скоростей у звезд главной последовательности (см., например, [1, 2]). Фиг. 4 может служить хорошим дополнением к фиг. 5 в [2], где для 28 звезд О9,5 — В5 построены зависимости $\bar{v}_t$ от M_v , причем там $\bar{v}_t$ усреднялась по всем ионам и определялась различными авторами в разных системах.

Теоретическую интерпретацию возрастания v_t со светимостью достаточно полно можно будет провести только после всестороннего изучения характера изменения v_t с глубиной в атмосфере и выяснения причины и механизма образования турбулентных движений во внешних слоях горячих звезд.

Разброс точек относительно средних зависимостей v_t от M_v на фиг. 4 может быть обусловлен по крайней мере тремя причинами: 1) ошибками определения v_t методом кривых роста, 2) конечной шириной выбранных спектральных интервалов, что при наличии зависимости v_t от Sr должно несколько увеличить дисперсию точек около средних зависимостей v_t от M_v , 3) реальным различием в v_t у звезд сходных спектральных характеристик (близких Sr и M_v).

Основной причиной рассеяния точек на фиг. 4 мы считаем ошибки определения v_t , которые в отдельных случаях могут достигать 20—25% и более, особенно в случае тех кривых роста, где использовалось малое число линий. В наибольшей мере это замечание, казалось, могло бы быть отнесено к Si IV, где v_t оценивалась, по существу, по градиенту $\frac{\Delta \lg W_\lambda / \lambda}{\Delta \lg gf \lambda}$,

определявшему ту часть кривой роста, на которую ложится используемая пара линий $\lambda\lambda 4089$ и 4116 . Однако определяющим является здесь не только число линий, но и совокупность других факторов: интенсивность линий, влияющая на точность определения W_λ , наличие blends, надежность сведений о $\lg gf \lambda$ и т. п. Например, в случае Si III разброс точек в зависимостях v_t от Sr и v_t от M_v определенно меньше разброса точек в соответствующих зависимостях для O II (1, 2), хотя для Si III кривая роста строилась по 3 линиям, а для O II (1, 2) обычно по 7—15 линиям.

По нашим оценкам конечная ширина каждого из шести интервалов спектральных классов может быть ответственна только примерно за треть всего разброса точек, наблюдаемого на фиг. 4.

Третья возможная причина разброса точек скорее всего не очень существенна. Реальные различия в v_t у звезд близких параметров, хотя и не поддаются всесторонней количественной оценке, должны быть, по-видимому, достаточно малыми. Так, сравнение наиболее надежных $\bar{v}_t$ по 3—5 ионам ($\bar{v}_t$ бралось для уменьшения случайных ошибок) у 10 пар сверхгигантов, близких по Sr и M_v ($\Delta Sr \leq 0,2$ спектрального под-

класса, $\Delta M_v \leq 0^m 10$), показало согласие v_t в пределах 3—5%. Поскольку в $\bar{v}_t$ следует ожидать ошибок именно такого порядка, то отсюда мы можем сделать вывод о том, что звезды с одинаковыми температурами и светимостями обладают равными турбулентными скоростями в атмосферах и, таким образом, характер хаотических движений в атмосферах звезд полностью определяется только температурой и светимостью звезды.

Исключение составляют три сверхгиганта: ζ Ori, δ Ori и ϵ Ori, образующие Пояс Ориона. В каждой из трех пар, в которые входят эти звезды, они показывают в 1,5—2 раза большие скорости $\bar{v}_t$, чем другие звезды пар — это 19 Сер, HD 191201 и HD 191201 соответственно. Сверхгиганты Пояса Ориона имеют, как считается, общее происхождение и, возможно, обладают общей для всех них аномалией в динамических свойствах их атмосфер. Причины такой аномалии сейчас трудно указать. Звезды эти заслуживают более всестороннего изучения.

Несколько необычные, на первый взгляд, особенности хода v_t со спектральным классом (см. фиг. 3) могут быть качественно легко объяснены, если исходить из предположения о росте турбулентной скорости с высотой в атмосфере (см., например, [2]) и из различия в эффективных оптических глубинах образования в атмосферах линий рассматриваемых ионов.

Для этого мы вычислили изменение со спектральным классом и светимостью относительного числа ионов, находящихся в интересующем нас состоянии возбуждения, величины $\lg \frac{n_{r,i}}{\sum_{r,i} n_{r,i}} \equiv \lg N_i$. Вычисления были

проведены для N II [$3s^3P^0$], O II [$3s^4P$ и $3s^2P$], Si III [4^3S] и Si IV [4^2S].

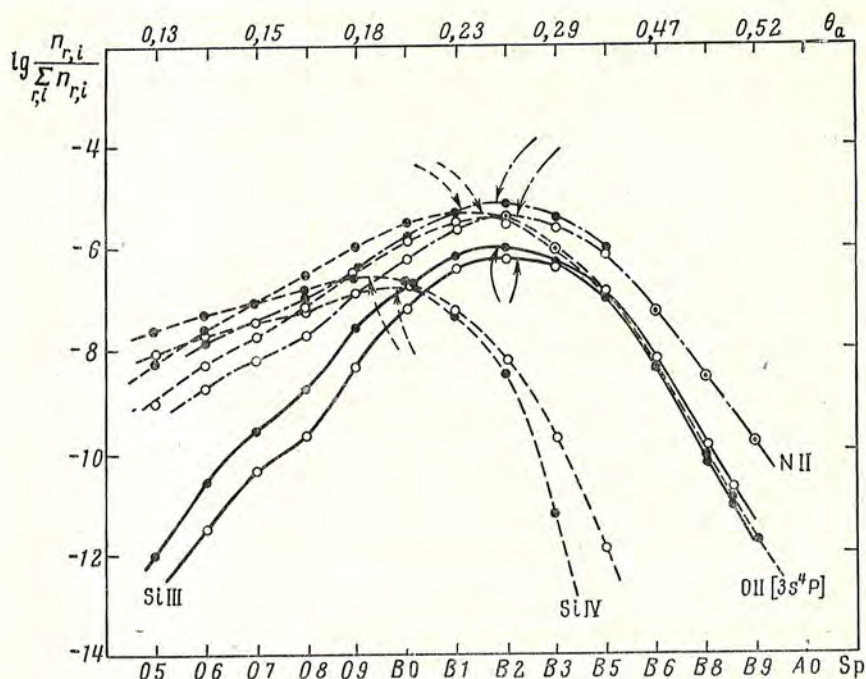
Был принят следующий порядок вычислений. Для звезд главной последовательности (условно обозначаем их в дальнейшем как звезды V) и для сверхгигантов (обозначаемых как звезды I) в интервале O5—B8 были определены $\lg P_e$ и T_a по [11, 12]. В качестве T_a было взято простое среднее из T_{ex} и T_{ion} [12], как лучше всего характеризующих «среднюю» температуру обращаемого слоя. По шкале $Sp = f(T_a)$ были определены спектральные классы звезд для $\theta_a = 5040/T_a$, заключенного в пределах от 0,10 ($T_a = 50\,000^\circ$) до 0,50 ($T_a = 10\,000^\circ$).

По таблицам ионизации [13, 14] была вычислена степень ионизации $\lg (n_r/\Sigma n_r)$ для N II, O II, Si III и Si IV в атмосферах звезд O и B, соответствующая «средним» слоям атмосферы, характеризуемым величинами $\lg P_e$ и T_a . Далее вычислялись $\lg N_i$, причем суммы по состояниям брались опять-таки из [13, 14]. Вычисления велись отдельно для звезд V и I.

Результаты вычислений представлены графически на фиг. 5, где для каждого иона точками обозначены звезды V, кружками — звезды I. Стрелками показано положение максимумов соответствующих кривых. Величины $\lg N_i$ для уровня O II [$3s^2P$] почти не отличаются от значений $\lg N_i$, вычисленных для уровня O II [$3s^4P$], и поэтому на фиг. 5 не приводятся.

Характерный ход кривых на фиг. 5 объясняется, естественно, изменением степени ионизации и возбуждения в «средней» атмосфере звезды при движении вдоль спектральной (температурной) последовательности, причем смещение максимумов для звезд I вправо по отношению к максимумам для звезд V есть следствие меньшей плотности атмосфер сверхгигантов.

Поскольку коэффициент поглощения в непрерывном спектре в рассматриваемом интервале температур и плотностей ($1,6 < \lg P_e < 2,7$, $13\,000^\circ < T_0 < 36\,000^\circ$) не очень сильно изменяется, то увеличение (с ростом T_a) и последующее уменьшение числа ионов в данном состоянии, естественно, приводят к изменению эффективной оптической глубины



Фиг. 5. Зависимость относительного числа возбужденных ионов от спектрального класса («средней» температуры атмосферы). Стрелками отмечено положение максимумов соответствующих кривых

τ_{eff} образования интересующих нас линий в атмосфере звезды. По мере увеличения числа ионов в данном возбужденном состоянии τ_{eff} становится меньше, линия формируется в более верхних слоях атмосферы, т. е. в слоях с большей турбулентной скоростью. Максимальному числу $\lg N_i$ должна соответствовать максимальная скорость v_l . Сопоставляя $\text{Sp} (\max \lg N_i)_a$ со $\text{Sp} (\max v_l)$ для каждого иона (табл. 4, столбцы 4 и 3), мы видим, что систематическая разница между этими спектральными классами составляет в среднем $+0,7$ спектрального подкласса: $\text{Sp} (\max \lg N_i)_a$ оказываются более поздними, чем $\text{Sp} (\max v_l)$. Средняя же разница между Sp для звезд V и I в обоих рядах оказывается одного знака и равна в среднем $-0,3$ подкласса для $\text{Sp} (\max v_l)$ и $-0,4$ подкласса — для $\text{Sp} (\max \lg N_i)_a$. Таким образом, вычисленное смещение максимумов у звезд V и I совпадает с наблюдаемым. Несовпадение «теоретических» максимумов $\lg N_i$ с максимумами v_l легко объяснить. Вычисления $\lg N_i$ и $\text{Sp} (\max \lg N_i)_a$, представленных на рис. 5 и в столбце 4 табл. 4, проводились, как мы уже упоминали, со «средней» температурой атмосферы T_a . На деле же, с ростом числа $\lg N_i$ за счет увеличения температуры спектральные линии возникают во все более верхних слоях атмосферы при все меньших T и $\lg P_e$. И, наконец, максимум $\lg N_i$ и, следовательно, максимум W_λ должны наступить тогда, когда линия формируется в самых поверхностных слоях атмосферы, практически при $T \gtrsim T_0$ и $\lg P_e (0)$. Таким образом, максимум $\lg N_i$ должен соответствовать у реальных звезд (с градиентом температуры в атмосфере) несколько более ранним спектральным подклассам, чем указанные на фиг. 5, а именно в тех спектральных подклассах, у которых T_0 и $\lg P_e (0)$, а не T_a и $\overline{\lg P_e}$ создают максимум $\lg N_i$. С помощью табл. 1 и 9 из [12] по T_a для каждого спектрального класса были определены T_0 , а по ряду теоретических моделей атмосфер (перечисленных в табл. 1 в [12]) — и $\lg P_e$ ($\bar{\tau} \simeq 0$). С этими значениями T и $\lg P_e$ были заново вы-

Таблица 4

Ион, номер мультиплета	Класс светимости	Спектральный класс		
		v_l (max)	$\lg N_i$ (max) _a	$\lg N_i$ (max) _o
N II (5)	I	B1,6	B2,2	B1,0
	V	B1,0:	B1,8	B0,8
O II (1,2)	I	B0,5	B1,5	B0,6
	V	B0,4	B1,1	B0,4
O II (5,6)	I	B0,6	B1,5	B0,6
	V	B0,4:	B1,1	B0,4
Si III (2)	I	B1,4	B2,2	B1,0
	V	B1,1	B1,9	B0,7
Si IV (4)	I	O9,6	O9,8	O9,5
	V	O9,2	O9,3	O9,0

числены положения максимумов в кривых зависимости $\lg N_i$ от Sp. Эти новые, более близкие к реальным условиям значения Sp ($\max \lg N_i$)_o приведены в последнем столбце табл. 4. Согласие Sp ($\max \lg N_i$)_o и Sp ($\max v_l$), учитывая качественный характер оценок, оказывается вполне удовлетворительным: средняя разница между ними составляет не более 0,2 спектрального подкласса.

После достижения максимума уменьшение $\lg N_i$ в реальных звездных атмосферах при переходе от звезд B0—B2 к звездам O должно происходить более круто, чем это имеет место на фиг. 5, в результате увеличения глубины образования линий и соответственно температуры из-за уменьшения $\lg N_i$.

Благодаря всем этим обстоятельствам кривые изменения $\lg N_i$ (и W_λ) со спектральным классом для реальной последовательности звезд должны иметь более пологий подъем и более крутой спуск, чем у кривых на фиг. 5. Оценки показывают, что зависимости $\lg N_i$ от Sp должны стать практически симметричными по отношению к максимуму.

Таким образом, особенности хода v_l со спектральным классом, полученные после анализа результатов кривой роста, могут быть качественно объяснены.

Следующим этапом анализа микротурбулентных движений в атмосферах горячих звезд на основе наблюдений должно быть: а) определение v_l для некоторого набора звезд разных спектральных классов и светимостей по линиям различных ионов с использованием спектрографического материала с высокой дисперсией и более рафинированных методов анализа звездных спектров и б) вычисление на основе имеющихся моделей звездных атмосфер эффективных оптических глубин образования наиболее типичных линий легких ионов с целью установления закона изменения v_l с глубиной в атмосфере.

12 декабря 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Андерхилл. Космическая газодинамика.— Материалы четвертого Вареннского симпозиума 1960 г. М., Изд-во «Мир», 1964, стр. 115.
2. И. М. Копылов. Проблемы магнитной гидродинамики и космической газодинамики. М., Изд-во «Наука», 1964, стр. 74.
3. И. М. Копылов, Э. А. Витриченко, Т. С. Галкина, О. П. Голландский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 30, 42.

4. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 20, 123.
5. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 20, 156.
6. О. П. Голландский, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 28, 3.
7. L. H. Aller, J. Jugaku. *Astrophys. J. Suppl.*, 1959, 4, 109.
8. F. Masturp, W. L. Wiese. *Z. Astrophys.*, 1958, 44, 259.
9. H. F. Berg, K. L. Eckerle, R. W. Burris, W. L. Wiese. *Astrophys. J.*, 1964, 139, 751.
10. D. R. Bates, A. Damgaard. *Philos. Trans. Roy. Soc. London*, 1949, A242, 101.
11. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, 26, 232.
12. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 30, 69.
13. C. de Jager, L. Neven. *Ann. Obs. Roy. Belg.*, 1957, 8, Fasc. 1.
14. C. de Jager, L. Neven, *Bull. Astron. Inst. Netherland*, 1960, 15, 55.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ГЛУБИН ОБРАЗОВАНИЯ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ He I и He II ДЛЯ ЗВЕЗД СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ O5 и O9

Р. Н. Кумайгородская

Проведено определение эффективных глубин τ_{eff} образования линий He I и He II для звезд спектральных классов O5 и O9, используя модели, вычисленные Э. Андерхилл. Показано, что соотношения между полученными значениями τ_{eff} , согласующиеся в случае звезд O9 с результатами Г. Травинга, подтверждают качественное объяснение изменений со спектральным классом ионизационных температур и микротурбулентных скоростей, найденных ранее [1].

A DETERMINATION OF THE EFFECTIVE DEPTHS OF FORMATION OF He I and He II ABSORPTION LINES OF O5 AND O9 TYPE STARS, by *R. N. Kumai-gorodskaya*.— The effective depths τ_{eff} of formation of the He I and He II lines of O5 and O9 type stars have been determined using the models computed by A. Underhill. It is shown that the relations between the derived τ_{eff} , which for O9 stars are in agreement with the results of G. Traving, confirm the qualitative explanation of the previously detected variations of ionization temperatures and microturbulent velocities with spectral type [1].

Ранее мы обратили внимание [1] на слабую зависимость от спектрального класса ионизационных температур, определенных по абсорбционным линиям He I и He II, для O-звезд. Данное там качественное объяснение связывалось с различными значениями эффективных глубин τ_{eff} образования линий He I и He II и с изменением их при переходе от одного спектрального класса к другому. В результате этого определяемые нами T_{ion} в случае звезд O9 относятся фактически к более глубокому слою, чем в случае O5, т. е. относятся к слою, оптическая глубина которого меняется в зависимости от спектрального класса. Отсюда и незначительные изменения ионизационных температур при переходе от звезд спектрального класса O9 к спектральному классу O5.

Наши рассуждения относительно эффективных глубин образования линий He I и He II в случае звезд O9 подтверждаются расчетами Г. Травинга [2], согласно которым τ_{eff} для He II (равное 0,27) больше, чем τ_{eff} , определенное по нескольким линиям для He I (равное примерно 0,40). Относительно τ_{eff} для линий He I и He II в случае звезд O5 никаких данных в литературе не имеется. Для того чтобы обосновать качественное объяснение изменений ионизационных температур со спектральным классом, нами проведены расчеты для определения τ_{eff} абсорбционных линий

He I и He II для звезд спектральных классов как O5, так и O9. За исходные данные для этих расчетов взяты две модели атмосфер, рассчитанные Э. Андерхилл по одному и тому же методу и соответствующие спектральным классам O5 и O9 [3, 4].

Определение τ_{eff} проводилось следующим методом. Вычислялся поток, выходящий на поверхность звезды из различных глубин $\bar{\tau}$ в линиях нейтрального и ионизованного гелия. Этот поток равен произведению

$$B_{\lambda}(\tau_{\lambda}) K_2(\tau_{\lambda}),$$

где $B_{\lambda}(\tau_{\lambda})$ — функция Планка, $K_2(\tau_{\lambda})$ — второй экспоненциальный интеграл, а

$$\tau_{\lambda} = \int_0^{\bar{\tau}} \frac{x + \kappa_{\lambda}}{\kappa} d\bar{\tau},$$

причем: x — коэффициент поглощения в линии; κ_{λ} — коэффициент поглощения в непрерывном спектре в том месте, где образуется линия, и κ — коэффициент поглощения в непрерывном спектре в среднем по всему спектру.

Затем строились графические зависимости значений потоков от оптических глубин τ и методом последовательных приближений находились величины $\bar{\tau}_*$, при которых

$$\int_0^{\bar{\tau}_*} B_{\lambda}(\tau_{\lambda}) K_2(\tau_{\lambda}) d\bar{\tau} = \int_{\bar{\tau}_*}^{\infty} B_{\lambda}(\tau_{\lambda}) K_2(\tau_{\lambda}) d\bar{\tau}.$$

Находимые, таким образом, оптические глубины $\bar{\tau}_*$ и являются теми «эффективными» оптическими глубинами, на которых в среднем возникают линии He I или He II (соответственно в звездах спектральных классов O5 и O9). Необходимо заметить, что использование недостаточно точных моделей для решения задач по изучению линейчатого спектра (например, с целью определения химического состава или установления шкалы звездных температур) может привести к ошибкам в нахождении тех или иных параметров спектра. Это связано с тем, что линейчатый спектр возникает в самых верхних слоях атмосферы, где могут быть отклонения от локального термодинамического равновесия, для которых модели неопределенны и детально не рассчитываются. Но нас больше интересуют соотношения между τ_{eff} для He I и He II в спектральных классах O5 и O9. Поэтому мы решили использовать модели для определения τ_{eff} линий гелия, но ограничились оценками $\tau_{\text{eff}}(v_0)$ — для центра линии v_0 и $\tau_{\text{eff}}(\Delta v_D)$ — для точки контура v , соответствующей доплеровскому расширению за счет теплового движения атомов ($v - v_0 = \Delta v_D$). Впоследствии учитывалось и турбулентное доплеровское расширение в линиях.

В спектрах звезд O подавляющее большинство линий He I и He II имеют интенсивности, соответствующие доплеровской или началу пологой части кривой роста [1], поэтому можно считать, что ширины линий определяются только эффектами Доплера. В этом случае имеется прямая зависимость между эквивалентной шириной W_{λ} и ее доплеровской шириной Δv_D . Если еще учесть, что макротурбулентные скорости в 3—4 раза больше микротурбулентных скоростей как для сильных, так и особенно для слабых линий He I и He II [1], то можно заключить, что процессы самопоглощения не могут играть существенной роли. Поэтому, определяя

$$\bar{\tau}_{\text{eff}} = \frac{\tau_{\text{eff}}(v_0) + \tau_{\text{eff}}(\Delta v_D)}{2},$$

мы можем приближенно рассматривать их как некий эквивалент эффективной глубины τ_{eff} образования всей линии в целом.

Для вычисления потоков из различных глубин $\bar{\tau}$ в линиях нейтрального и ионизованного гелия в спектральных классах O5 и O9 были проведены следующие предварительные расчеты. Вычисляем для ряда значений $\bar{\tau}$ степени ионизации He I и He II:

$$-\lg \frac{N(\text{He I})}{N(\text{He})} \text{ и } -\lg \frac{N(\text{He II})}{N(\text{He})},$$

используя величины θ и $\lg P_e$ по данным моделей Э. Андерхилл для классов O5 и O9 и таблицы степени ионизации К. де Ягера и Л. Невена [5]. Затем вычисляем число атомов $N(\text{He})$ в см^3 из соотношения $N(\text{He}) = 15/85 N(\text{H})$. Поскольку в атмосферах горячих звезд водород полностью ионизован, а гелий в основном находится в состоянии He II, то $N(\text{H}) \simeq 0,74 n_e$, где n_e задается моделями для рассматриваемых $\bar{\tau}$. Знание степени ионизации He I и He II и полного числа атомов гелия $N(\text{He})$ дает нам возможность определить числа атомов $N(\text{He I})$ и $N(\text{He II})$ для ряда значений $\bar{\tau}$. Применяя формулу Больцмана

$$N_i = g_i \frac{N}{u} e^{-\frac{\epsilon_i}{kT}},$$

определяем для ряда значений $\bar{\tau}$ числа атомов He I и He II на возбужденных уровнях, с которых возникают изучаемые нами линии He I и He II. Эти числа атомов N_i нужны при вычислении коэффициентов поглощения для центра линии и для $\Delta\nu_D$ по следующим формулам:

$$x_0 = \frac{\sqrt{n} e^2}{m_e c} \frac{f_{ik}}{\Delta\nu_D} N_i \text{ и } x_{\Delta\nu_D} = \frac{\sqrt{n} e^2}{m_e c} \frac{f_{ik}}{\Delta\nu_D} N_i e^{-1}.$$

Сначала при вычислении $x_{\Delta\nu_D}$ учитывалось только тепловое доплеровское расширение линий.

Вычисления проводились для двух типичных линий гелия $\lambda 4541$ He II и $\lambda 4713$ He I. Затем методами численного интегрирования были вычислены следующие величины для центра линии и для $\Delta\nu_D$:

$$\tau_0 = \int_0^{\bar{\tau}} \frac{x_0 + \kappa_\lambda}{\bar{\kappa}} d\bar{\tau} \text{ и } \tau_{\Delta\nu_D} = \int_0^{\bar{\tau}} \frac{x_{\Delta\nu_D} + \kappa_\lambda}{\bar{\kappa}} d\bar{\tau}.$$

Значения κ_λ , которые учитываются только в случае He II в звездах O9 (в остальных случаях ими можно пренебречь), даны в [6], а $\bar{\kappa}$ — в [3, 4]. Зная оптические глубины τ_0 и $\tau_{\Delta\nu_D}$, определяем из графической зависимости между $K_2(\tau_\lambda)$ и τ_λ значение функции $K_2(\tau_\lambda)$. Значения $B_\lambda(\tau_\lambda)$ известны. Итак, находим значения потоков $B_\lambda(\tau_\lambda) K_2(\tau_\lambda)$ для ряда $\bar{\tau}$. Это дает возможность, как уже говорилось выше, определить τ_{eff} для линий He I и He II в случае звезд O5 и O9. Значения τ_{eff} приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

	$\tau_{\text{eff}} (\%)$	$\tau_{\text{eff}} (\Delta\nu_D)$	$\bar{\tau}_{\text{eff}} (\nu_0, \Delta\nu_D)$	$\bar{\tau}_{\text{eff}} (\text{He I, He II})$
O5 { He I	0,004	0,008	0,006	0,005
He II	0,003	0,004	0,003	
O9 { He I	0,012	0,030	0,021	0,054
He II	0,082	0,092	0,087	

Но величина $\Delta\nu_D$ в выражении для коэффициента поглощения включает, вообще говоря, не только тепловое доплеровское расширение, но

и турбулентное доплеровское расширение, которое в случае гелиевых линий в спектрах звезд О5 — О9 значительно больше теплового [1]. Это приведет к уменьшению коэффициента поглощения в линии, а следовательно, к уменьшению величин τ_0 и $\tau_{\Delta\nu D}$, причем во столько раз, во сколько полные доплеровские скорости v больше тепловых скоростей v_T . Средние значения v для линий He I и He II в спектрах звезд О5 и О9 берем из [1], а v_T вычисляем по температурам моделей для ряда значений τ (v_T незначительно изменяются с изменением τ). Отношения v/v_T для 2^3P He I (поскольку вычисления проводились для триплетной линии гелия $\lambda 4713$) и He II в спектральном классе О5 соответственно равны 2,9 и 3,5, а в спектральном классе О9 — 4,5 и 1,7. Значения τ_{eff} с учетом турбулентного доплеровского расширения приведены в табл. 2.

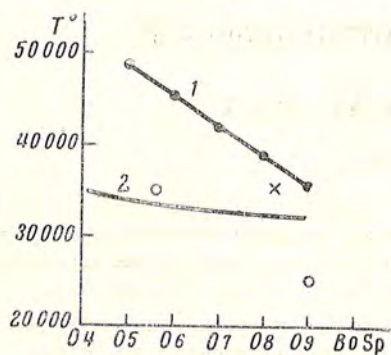
Таблица 2

		$\tau_{\text{eff}} (v_0)$	$\tau_{\text{eff}} (\Delta\nu D)$	$\bar{\tau}_{\text{eff}} (v_0, \Delta\nu D)$	$\bar{\tau}_{\text{eff}} (\text{He I, He II})$
О5	He I	0,008	0,022	0,015	0,012
	He II	0,006	0,013	0,009	
О9	He I	0,042	0,083	0,062	0,083
	He II	0,100	0,109	0,104	

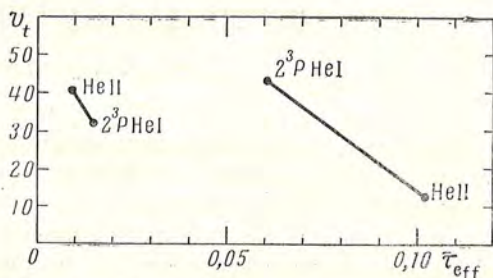
Полученные результаты подтверждают наши соображения [1] о том, что в О9 эффективная глубина образования линий He II должна быть больше, чем He I, а в О5 — наоборот. Кроме того, эффективная глубина слоя, где в среднем образуются линии He I и He II в звездах О9, действительно в несколько раз больше, чем в О5. Полученные значения для τ_{eff} линий He I и He II в О9 примерно в 2 раза меньше, чем вычисленные Г. Травингом [2]. Это можно объяснить различной степенью точности и различием использованных им и нами моделей. Но соотношение между τ_{eff} для He I и He II у нас примерно такое же, как и у Г. Травинга. Вообще абсолютные значения эффективных глубин τ_{eff} образования линий He I и He II могут быть неточны в силу тех причин, о которых уже говорилось выше. (Поэтому мы не стали определять τ_{eff} для каждой точки контура с тем, чтобы потом определить средневзвешенное τ_{eff} для всей линии, а удовлетворились значениями τ_{eff} для центра линии и для $\Delta\nu D$.) Но соотношения между τ_{eff} хорошо подтверждают наши рассуждения относительно характера изменений ионизационных температур со спектральным классом, что делает высказанное нами ранее [1] качественное объяснение более обоснованным.

На фиг. 1 приведено сравнение найденных ионизационных температур [1] с вычисленными по моделям температурами, которые соответствуют определенным нами $\bar{\tau}_{\text{eff}}$ (He I, He II). Последние обозначены светлыми кружками. Косой крест — температура по модели Г. Травинга по его определению $\bar{\tau}_{\text{eff}}$ (He I, He II). Как видим, в спектральном классе О5 наблюдается лучшее согласие значений T_{ion} и T по модели Э. Андерхилл, чем в О9. Это можно объяснить разной точностью вычисления моделей в соответствующих спектральных классах. Так, в случае моделей Э. Андерхилл значения τ_{eff} , соответствующие T_{eff} , определенным для этих моделей, равны 1,10 для О5 и 2,40 для О9. Однако принято считать, что эффективная глубина образования непрерывного спектра в звездах этого типа равна примерно 0,4 — 0,6 и, следовательно, из глубин с $\tau_{\text{eff}} = 2,40$ излучение к нам практически не доходит.

Изменения микротурбулентных скоростей, найденных по линиям He II и He I, со спектральным классом также связывались нами ранее с изменением эффективных глубин образования этих линий [1]. При этом предполагалось, что микротурбулентные скорости убывают с глубиной в атмосфере звезд. Исходя из этого, было проведено сопоставление микротурбулентных скоростей по линиям 2^3P He I и He II с вычисленными τ_{eff} для 2^3P He I и He II соответственно для спектральных классов O5 и O9 (фиг. 2). Из фиг. 2 видно, что меньшим τ_{eff} соответствуют большие микротурбулентные скорости, т. е. подтверждается предположение, что микротурбулентные скорости убывают с глубиной в атмосфере.



Фиг. 1. Зависимость T_{eff} от спектральных классов по [7] (кривая 1); зависимость T_{ion} от спектральных классов по [1] (кривая 2)



Фиг. 2. Сопоставление микротурбулентных скоростей в км/сек по линиям 2^3P He I и He II с τ_{eff} (слева для O5, справа для O9)

Интересно было бы определить таким же образом температуры по более точным моделям для различных спектральных классов и сравнить их с наблюдаемыми значениями температур. Интересно также сопоставить значения микротурбулентных скоростей, найденных по линиям гелия, со значениями τ_{eff} для звезд различных спектральных классов. Но для этого надо иметь в распоряжении однородный ряд точных моделей звездных атмосфер.

В заключение приношу благодарность члену-корреспонденту АН СССР Э. Р. Мустелю и И. М. Копылову за советы при выполнении работы.

10 декабря 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Р. Н. Кумайгородская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 242.
2. G. Traving. Z. Astrophys., 1957, 41, 215.
3. A. Underhill. Publ. Domin. Astrophys. Obs., 1951, 8, 357.
4. A. Underhill. Publ. og mindre Meddelelser Kobenhavns Obs., 1950, 151, 3.
5. C. de Jager, L. Neven. Ann. Obs. Roy. Belg., 1957, 8, 1.
6. E. Vitenise. Z. Astrophys., 1951, 28, 81.
7. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 69.

К ТЕОРИИ ЦЕНТРАЛЬНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД

В. Г. Буславский

Получены теоретические центральные интенсивности линий поглощения в спектрах звезд в предположении, что рассеяние излучения в спектральной линии когерентно и величина η_ν , представляющая собой отношение коэффициента поглощения в линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре, является линейной функцией оптической глубины, соответствующей коэффициенту поглощения в непрерывном спектре. Показано, что центральные интенсивности линий поглощения должны быть увеличены примерно в 2 раза по сравнению со случаем $\eta_\nu = \text{const}$ в атмосфере звезды.

ON THE THEORY OF CENTRAL INTENSITIES OF ABSORPTION LINES IN STELLAR SPECTRA, by V. G. Buslavsky.— The theoretical central intensities of absorption lines in stellar spectra have been obtained. It is assumed that radiative scattering in a spectral line is coherent and η_ν (the ratio of the absorption coefficient in the line to that in the continuous spectrum) is a linear function of the optical depth, corresponding to the absorption coefficient in continuous spectrum. It is shown that the central intensities of absorption lines should be higher by about a factor of two in comparison with the case $\eta_\nu = \text{const}$ in the stellar atmosphere.

Как известно (см., например [1]), теоретические центральные интенсивности линий поглощения в спектрах звезд, полученные в предположении, что рассеяние в спектральной линии происходит без изменения частоты, оказываются, как правило, значительно меньше наблюдаемых. Учет перераспределения излучения по частотам (некогерентности рассеяния света) значительно увеличивает центральные интенсивности многих линий поглощения. Однако, как было показано В. В. Соболевым [2], существует ряд линий, для которых теория, основанная на предположении о некогерентности рассеяния света, дает в сущности те же самые значения центральных интенсивностей, что и теория когерентного рассеяния света с учетом флуоресценции. Это те линии, для которых выполняется условие

$$\gamma \gg \left(\frac{a}{\eta_{\nu_0}} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где γ — доля квантов, уходящих из рассматриваемой спектральной линии вследствие истинного поглощения; a — отношение естественной ширины линии к доплеровской; η_ν — отношение коэффициента поглощения в частоте ν внутри линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре; ν_0 — центральная частота линии.

В данной статье мы в основном рассматриваем вопрос о центральных интенсивностях линий поглощения, параметры a , γ и η_ν , которых удовлетворяют условию (1). Обычно считается, что величина η_ν не зависит от глубины в звездной атмосфере. В действительности η_ν является очень сложной функцией оптической глубины. Это обстоятельство было учтено в ряде работ (см. [3], где приведена подробная библиография). Во всех этих работах пытались получить либо весь контур спектральной линии, либо значительную его часть (например крылья), что было связано с рядом упрощений, обусловленных математическими трудностями теории. Поэтому существенных результатов, относящихся к центральным интенсивностям линий поглощения, получено не было.

Здесь мы найдем центральные интенсивности линий поглощения, для которых можно предполагать, что величина $\eta_{\nu_0} \gg 1$ в атмосфере звезды.

1. РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ СЛУЧАЯ $\eta_{\nu_0} \gg 1$ В АТМОСФЕРЕ ЗВЕЗДЫ

Уравнение переноса излучения в спектральной линии с учетом флуоресценции имеет вид

$$\cos \vartheta \frac{dI_\nu}{dr} = -(\alpha_\nu + \bar{\alpha}) I_\nu + (1 - \gamma) \alpha_\nu \int I_\nu \frac{d\omega}{4\pi} + (\bar{\alpha} + \gamma \alpha_\nu) B_\nu^*(T), \quad (2)$$

где I_ν — интенсивность излучения в частоте ν внутри линии, идущего под углом ϑ к нормали на расстоянии r от центра звезды; $B_\nu^*(T)$ — функция Планка; T — температура; α_ν — коэффициент поглощения в частоте ν внутри линии; $\bar{\alpha}$ — коэффициент поглощения в непрерывном спектре.

На протяжении небольшого интервала частот внутри линии можно считать, что величина $\bar{\alpha}$ не зависит от частоты и равна среднему коэффициенту поглощения в непрерывном спектре. При написании уравнения (2) предполагалось, что рассеяние в спектральной линии происходит без изменения частоты. Вводя оптическую глубину τ_ν в частоте ν внутри линии по формуле

$$\tau_\nu = \int_r^\infty \alpha_\nu dr, \quad (3)$$

представим уравнение (2) в виде

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = \left(1 + \frac{1}{\eta_\nu}\right) I_\nu - (1 - \gamma) \int I_\nu \frac{d\omega}{4\pi} - \left(\gamma + \frac{1}{\eta_\nu}\right) B_\nu^*(T), \quad (4)$$

где

$$\eta_\nu = \frac{\alpha_\nu}{\bar{\alpha}}, \quad \mu = \cos \vartheta. \quad (5)$$

Для наиболее сильных линий величина $\eta_{\nu_0} \approx 10^6$, поэтому для частот, близких к $\nu = \nu_0$, можно пренебречь величиной η_ν^{-1} по сравнению с единицей. Тогда вместо (4) получим

$$\mu \frac{dI_\nu(\tau_\nu, \mu)}{d\tau_\nu} = I_\nu(\tau_\nu, \mu) - \frac{1 - \gamma}{2} \int_{-1}^{+1} I_\nu(\tau_\nu, \mu') d\mu' - \left(\gamma + \frac{1}{\eta_\nu}\right) B_\nu^*(T). \quad (6)$$

Перепишем уравнение (6) в виде системы

$$\left. \begin{aligned} \mu \frac{dI_v(\tau_v, \mu)}{d\tau_v} &= I_v(\tau_v, \mu) - B_v(\tau_v), \\ B_v(\tau_v) &= \frac{1-\gamma}{2} \int_{-1}^{+1} I_v(\tau_v, \mu') d\mu' + \left(\gamma + \frac{1}{\eta_v}\right) B_v^*(T). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Система (7) должна решаться при граничном условии

$$I_v(0, \mu) = 0 \text{ при } \mu < 0. \quad (8)$$

Повторяя дословно рассуждения, приведенные в [2], из системы (7) можно получить уравнение для определения величины $I_v(0, \mu)$. Это уравнение имеет вид

$$\begin{aligned} I_v(0, \mu) &= \frac{1-\gamma}{2} \int_{-1}^{+1} \frac{\mu I_v(0, \mu) - \mu' I_v(0, \mu')}{\mu - \mu'} d\mu' + \\ &+ \int_0^{\infty} \left(\gamma + \frac{1}{\eta_v}\right) B_v^*(T) e^{-\frac{\tau_v}{\mu}} \frac{d\tau_v}{\mu}. \end{aligned} \quad (9)$$

Вводя обозначения:

$$S_v(\mu) = \mu I_v(0, \mu), \quad (10)$$

$$a(\mu) = \frac{1}{\mu} + \frac{1-\gamma}{2} \ln \frac{1-\mu}{1+\mu}, \quad (11)$$

$$b_v(\mu) = \int_0^{\infty} \left(\gamma + \frac{1}{\eta_v}\right) B_v^*(T) e^{-\frac{\tau_v}{\mu}} \frac{d\tau_v}{\mu}, \quad (12)$$

для определения величины $S_v(\mu)$ получаем линейное интегральное уравнение с ядром Коши

$$a(\mu) S_v(\mu) = \frac{1-\gamma}{2} \int_0^1 \frac{S_v(\mu')}{\mu' - \mu} d\mu' + b_v(\mu). \quad (13)$$

Интеграл в (13) понимается в смысле главного значения. Уравнение (13) может быть решено методом Карлемана [4]. Решение имеет вид

$$\begin{aligned} S_v(\mu) &= \frac{a(\mu) b_v(\mu)}{a^2(\mu) + \frac{\pi^2(1-\gamma)^2}{4}} + \frac{e^{\omega(\mu)}}{\sqrt{a^2(\mu) + \frac{\pi^2(1-\gamma)^2}{4}}} \times \\ &\times \left[\frac{1-\gamma}{2} \int_0^1 \frac{b_v(\mu') e^{-\omega(\mu')}}{\sqrt{a^2(\mu') + \frac{\pi^2(1-\gamma)^2}{4}}} \frac{d\mu'}{\mu' - \mu} + \frac{C}{1-\mu} \right], \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\omega(\mu) = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \operatorname{arctg} \frac{\pi(1-\gamma)}{2a(\mu')} \frac{d\mu'}{\mu' - \mu}, \quad (15)$$

а C — произвольная постоянная, определяемая из условия

$$S_v(0) = 0. \quad (16)$$

Контур линии дается выражением

$$r_v(\mu) = \frac{S_v(\mu)}{S'(\mu)} \quad (\eta_v \gg 1, v \approx v_0), \quad (17)$$

где

$$S(\mu) = \int_0^{\infty} B_v^*(T) e^{-\frac{t_v}{\mu}} dt_v, \quad (18)$$

а t_v — оптическая глубина в частоте ν непрерывного спектра. Формула (17) может быть использована лишь для Солнца, в случае звезд контур дается выражением

$$r_v = \frac{\int_0^1 S_v(\mu) d\mu}{\int_0^{\infty} B_v^*(T) Ei_2 t_v dt_v} \quad (\eta_v \gg 1, \nu \approx \nu_0), \quad (19)$$

где $Ei_2 t_v$ — интегральная показательная функция второго порядка.

При получении формулы (14) мы предположили, что величина $\eta_v \gg 1$ во всей атмосфере звезды. В действительности было бы достаточным предположить, что $\eta_v \gg 1$ лишь при $\tau_{v_0} \leq 1$, поскольку из слоев с $\tau_{v_0} > 1$ излучение практически не выходит.

Формула (19) является практически точной. Она свободна от погрешностей, возникающих при приближенном решении системы (7) и использовании линейного разложения функции Планка по степеням оптической глубины, соответствующей среднему коэффициенту поглощения в непрерывном спектре. К сожалению, она не позволяет получить каких-либо качественных заключений о центральных интенсивностях линий поглощения, поэтому ниже мы дадим менее точное решение задачи о центральных интенсивностях линий поглощения, которое позволит получить простые формулы для величины r_{v_0} .

2. ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ. СЛУЧАЙ $\gamma=0$

В случае $\gamma = 0$ уравнение (2) приобретает вид

$$\cos \vartheta \frac{dI_v}{dr} = -(\alpha_v + \bar{\alpha}) I_v + \alpha_v \int I_v \frac{d\omega}{4\pi} + \bar{\alpha} B_v^*(T). \quad (20)$$

Вводя оптическую глубину τ , соответствующую среднему коэффициенту поглощения в непрерывном спектре, по формуле

$$\tau = \int_r^{\infty} \bar{\alpha} dr, \quad (21)$$

получим уравнение переноса в форме

$$\cos \vartheta \frac{dI_v}{d\tau} = (1 + \eta_v) I_v - \eta_v \int I_v \frac{d\omega}{4\pi} - B_v^*(T). \quad (22)$$

В приближении Эддингтона (22) заменяется системой уравнений

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\bar{H}_v}{d\tau} &= \bar{I}_v - B_v^*(T), \\ \frac{d\bar{I}_v}{d\tau} &= 3(1 + \eta_v) \bar{H}_v, \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

где

$$\bar{H}_v = \int I_v \cos \vartheta \frac{d\omega}{4\pi}, \quad \bar{I}_v = \int I_v \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (24)$$

Из (23) легко получить одно уравнение для неизвестной функции $\bar{I}_v(\tau)$

$$\frac{d}{d\tau} \left[\frac{1}{3(1+\eta_v)} \frac{d\bar{I}_v}{d\tau} \right] = \bar{I}_v - B_v^*(T). \quad (25)$$

Обычно уравнение (25) решают следующим образом: из теории фотосфер известна температура T как функция оптической глубины τ ; разлагая функцию $B_v^*(T(\tau))$ по степеням τ и удерживая два члена, полагают

$$B_v^*(T) = a_1 + a_2\tau, \quad (26)$$

где a_1 и a_2 — известные постоянные; функция же $\eta_v(\tau)$ считается постоянной в атмосфере звезды

$$\eta_v(\tau) = \eta_v(0). \quad (27)$$

В действительности, как уже отмечалось, $\eta_v(\tau)$ является довольно сложной функцией τ . Она может быть представлена в виде

$$\eta_v(\tau) = \eta_v(0) h(\tau), \quad (28)$$

где $h(\tau)$ — известная функция τ (причем $h(0) = 1$).

Таким образом, приближение (27) соответствует предположению, что $h(\tau) \equiv 1$ в атмосфере звезды. Поскольку $h(\tau)$ сильно меняется с изменением τ , то представляет интерес учесть другие члены разложения функции $h(\tau)$ по степеням τ . Так как нас интересуют в основном центральные интенсивности линий поглощения, для которых $\eta_v(0) \gg 1$, то здесь мы ограничимся двумя членами разложения, т. е. положим

$$h(\tau) = 1 + h\tau, \quad (29)$$

где $h = \left. \frac{dh(\tau)}{d\tau} \right|_{\tau=0}$.

В самом деле, поскольку излучение в частоте ν_0 выходит главным образом из слоев с $\tau_{\nu_0} \leq 1$, а при $\eta_{\nu_0} \gg 1$ величине $\tau_{\nu_0} \approx 1$ соответствует $\tau \ll 1$, то разложение (29) оказывается вполне достаточным для наших целей.

С формальной точки зрения мы можем считать разложение (29) справедливым для всех оптических глубин τ , рассматривая его как уточнение менее точного предположения, что $h(\tau) \equiv 1$ в атмосфере звезды.

Таким образом, мы будем решать уравнение (25) при следующих предположениях:

$$B_v^*(T) = a_1 + a_2\tau, \quad \eta_v(\tau) = \eta_v(0) (1 + h\tau). \quad (30)$$

Используя (30), перепишем уравнение (25) в виде

$$\frac{d}{d\tau} \left[\frac{1}{p(\tau + x_0)} \frac{d\bar{I}_v}{d\tau} \right] = \bar{I}_v - (a_1 + a_2\tau), \quad (31)$$

где

$$p = 3h\eta_v(0), \quad x_0 = \frac{1 + \eta_v(0)}{h\eta_v(0)}. \quad (32)$$

Уравнение (31) должно решаться при условии

$$\bar{I}_v(\tau) \rightarrow a_1 + a_2\tau \text{ при } \tau \rightarrow \infty, \quad (33)$$

выражающем тот факт, что на больших оптических глубинах имеет место термодинамическое равновесие.

Введем новую независимую переменную x и новую неизвестную функцию $y(x)$ по формулам

$$x = \tau + x_0, \quad y(x) = \bar{I}_v(x - x_0). \quad (34)$$

Уравнение (31) примет тогда вид

$$x \frac{d^2 y}{dx^2} - \frac{dy}{dx} - px^2 y = -px^2(\alpha + \beta x), \quad (35)$$

а вместо (33) получим

$$y(x) \rightarrow \alpha + \beta x \text{ при } x \rightarrow \infty, \quad (36)$$

где

$$\alpha = a_1 - a_2 x_0, \quad \beta = a_2. \quad (37)$$

Введем новую неизвестную функцию $z(x)$ по формуле

$$y(x) = \alpha + \beta x + z(x), \quad (38)$$

где согласно (36) $z(x) \rightarrow 0$ при $x \rightarrow \infty$.

Уравнение для определения $z(x)$ имеет вид

$$x \frac{d^2 z}{dx^2} - \frac{dz}{dx} - px^2 z = \beta. \quad (39)$$

Общее решение этого уравнения

$$\begin{aligned} z(x) = & C_1 x I_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x^{3/2} \right) + C_2 x K_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x^{3/2} \right) + \\ & + \frac{2}{3} \beta x \left[I_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x^{3/2} \right) \int_{x_1}^x K_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x^{3/2} \right) \frac{dx}{x} - \right. \\ & \left. - K_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x^{3/2} \right) \int_{x_2}^x I_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x^{3/2} \right) \frac{dx}{x} \right], \end{aligned} \quad (40)$$

где C_1, C_2, x_1, x_2 — постоянные, из которых произвольными являются, конечно, только две; $I_{2/3}$ — функция Бесселя чисто мнимого аргумента порядка $2/3$; $K_{2/3}$ — функция Макдональда (того же порядка). Условие на бесконечности дает $C_1 = 0, x_1 = \infty$.

Таким образом, получаем

$$\begin{aligned} y(x) = & \alpha + \beta x - \frac{2}{3} \beta x \left[I_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x^{3/2} \right) \int_x^\infty K_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x^{3/2} \right) \frac{dx}{x} + \right. \\ & \left. + K_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x^{3/2} \right) \int_c^x I_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x^{3/2} \right) \frac{dx}{x} \right]. \end{aligned} \quad (41)$$

Постоянная c определяется из условия при $x = x_0$ ($\tau = 0$); при $\tau = 0$ имеем

$$\begin{aligned} \bar{H}_v &= \int I_v \cos \vartheta \frac{d\omega}{4\pi} = \\ &= \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} I_v \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta \approx \frac{1}{4} \int_0^{\pi/2} I_v \sin \vartheta d\vartheta = \frac{1}{2} \bar{I}_v. \end{aligned} \quad (42)$$

Следовательно, при $x = x_0$

$$y(x) = 2\bar{H}_v(x). \quad (43)$$

Из системы (23) находим

$$\bar{H}_\nu(x) = \frac{1}{px} \frac{dy}{dx}. \quad (44)$$

Отсюда

$$\begin{aligned} \bar{H}_\nu(x_0) = & \frac{\beta}{px_0} - \frac{2}{3} \frac{\beta}{px_0} \left[I_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x_0^{3/2} \right) \int_{x_0}^{\infty} K_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x^{3/2} \right) \frac{dx}{x} + \right. \\ & \left. + K_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x_0^{3/2} \right) \int_c^{x_0} I_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x^{3/2} \right) \frac{dx}{x} \right] - \\ & - \frac{2}{3} \frac{\beta}{p} \left[\sqrt{p} x_0 I'_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x_0^{3/2} \right) \times \int_{x_0}^{\infty} K_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x^{3/2} \right) \frac{dx}{x} + \right. \\ & \left. + \sqrt{p} x_0 K'_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x_0^{3/2} \right) \int_c^{x_0} I_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x^{3/2} \right) \frac{dx}{x} \right], \quad (45) \end{aligned}$$

где штрих означает дифференцирование по аргументу.

Из граничного условия (43) находим

$$\begin{aligned} & \int_c^{x_0} I_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x^{3/2} \right) \frac{dx}{x} = \\ & = \frac{\alpha + \beta x_0 - \frac{2}{3} \frac{\beta}{px_0} - \left[\left(\frac{2}{3} \beta x_0 - \frac{4}{3} \frac{\beta}{px_0} \right) I_{2/3} - \frac{4}{3} \frac{\beta}{p} \sqrt{p} x_0 I'_{2/3} \right]}{\left(\frac{2}{3} \beta x_0 - \frac{4}{3} \frac{\beta}{px_0} \right) K_{2/3} - \frac{4}{3} \frac{\beta}{p} \sqrt{p} x_0 K'_{2/3}} \times \\ & \times \int_{x_0}^{\infty} K_{2/3} \left(\frac{2}{3} \sqrt{p} x^{3/2} \right) \frac{dx}{x}. \quad (46) \end{aligned}$$

В формуле (46) и в дальнейшем мы опустили аргумент $2/3 \sqrt{p} x_0^{3/2}$ у функций $I_{2/3}$, $K_{2/3}$, $I'_{2/3}$ и $K'_{2/3}$.

Подставляя (46) в (45), получим

$$\bar{H}_\nu(x_0) = \frac{\frac{\alpha}{x_0} K_{2/3} + (\alpha + \beta x_0) \sqrt{p} x_0 K'_{2/3} + \beta \int_{x_0}^{\infty} K_{2/3} \frac{dx}{x}}{\left(\frac{2}{x_0} - p x_0 \right) K_{2/3} + 2 \sqrt{p} x_0 K'_{2/3}}. \quad (47)$$

Контур линии определяется выражением

$$r_\nu = \frac{\bar{H}_\nu(x_0)}{\bar{H}(x_0)}, \quad (48)$$

где $4\pi \bar{H}(x_0)$ — поток излучения, выходящего из звезды в частоте ν непрерывного спектра.

Из системы (23) при $\eta_\nu \equiv 0$ легко находим

$$\bar{H}(x_0) = \frac{\alpha + \beta x_0 + \frac{\beta}{\sqrt{3}}}{2 + \sqrt{3}}. \quad (49)$$

Следовательно, для контура линии получаем

$$r_v = \frac{\frac{\alpha}{x_0} K_{2/3} + (\alpha + \beta x_0) \sqrt{px_0} K'_{2/3} + \beta \int_{x_0}^{\infty} K_{2/3} \frac{dx}{x}}{\left(\frac{2}{x_0} - px_0\right) K_{2/3} + 2 \sqrt{px_0} K'_{2/3}} \cdot \frac{2 + \sqrt{3}}{\alpha + \beta x_0 + \frac{\beta}{\sqrt{3}}}. \quad (50)$$

Рассмотрим наиболее интересные предельные случаи. В крыльях линии $x_0 \gg 1$, $px_0 \approx 3$, поэтому, воспользовавшись известными соотношениями

$$K_s(x) \approx \left(\frac{2}{\pi} x\right)^{-1/2} e^{-x} \quad (x \gg 1), \quad (51)$$

$$-2K'_s(x) = K_{s+1}(x) + K_{s-1}(x), \quad (52)$$

из (50) получаем

$$1 - r_v \approx \frac{1}{2 + \sqrt{3}} \cdot \frac{1}{x_0}. \quad (53)$$

В центре линии $p \gg 1$, $px_0 \approx 3 \eta_v(0)$ и

$$r_{v_0} \approx \frac{(\alpha + \beta x_0) \sqrt{3 \eta_v(0)} K'_{2/3}}{-3 \eta_v(0) K_{2/3}} \cdot \frac{2 + \sqrt{3}}{\alpha + \beta x_0 + \frac{\beta}{\sqrt{3}}} \approx \frac{2 + \sqrt{3}}{\sqrt{3 \eta_v(0)}} \approx \frac{2}{\sqrt{\eta_v(0)}}. \quad (54)$$

При выводе (54) было использовано асимптотическое соотношение

$$\int_{x_0}^{\infty} K_{2/3} \frac{dx}{x} \approx \frac{1}{p^{1/4}} e^{-\frac{2}{3} \sqrt{p} x_0^{3/2}} \quad (p \gg 1). \quad (55)$$

Таким образом, мы получили

$$\left. \begin{aligned} 1 - r_v &\approx \frac{h}{2 + \sqrt{3}} \eta_v(0) \quad (\eta_v(0) \ll 1), \\ r_{v_0} &\approx \frac{2}{\sqrt{\eta_v(0)}}. \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

При $\eta_v \equiv \eta_v(0)$ имеют место соотношения [1]

$$\left. \begin{aligned} 1 - r_v &\approx \frac{1}{2} \left(\frac{\sqrt{3}}{2 + \sqrt{3}} + \frac{a_2/a_1}{\sqrt{3} + a_2/a_1} \right) \eta_v(0) \quad (\eta_v(0) \ll 1), \\ r_{v_0} &\approx \frac{1}{\sqrt{\eta_v(0)}}. \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

Из рассмотрения формул (56) и (57) можно сделать следующее заключение: интенсивность в крыльях линии зависит от величины h ; если $h \approx 1$, то учет зависимости η_v от τ мало сказывается на поведении крыльев линий; центральные интенсивности в первом приближении от h не зависят и увеличиваются примерно в 2 раза при учете зависимости η_v от τ .

3. ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ. СЛУЧАЙ $\gamma \neq 0$

Уравнение переноса излучения в спектральной линии с учетом флуоресценции

$$\cos \vartheta \frac{dI_v}{d\tau} = (1 + \eta_v) I_v - (1 - \gamma) \eta_v \int I_v \frac{d\omega}{4\pi} - (1 + \gamma \eta_v) B_v^*(T) \quad (58)$$

в приближении Эддингтона заменяется системой уравнений

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\bar{H}_v}{d\tau} &= (1 + \gamma\eta_v)(\bar{I}_v - B_v^*(T)), \\ \frac{d\bar{I}_v}{d\tau} &= 3(1 + \eta_v)\bar{H}_v, \end{aligned} \right\} \quad (59)$$

из которой легко получается одно уравнение для определения неизвестной функции $\bar{I}_v(\tau)$

$$\frac{d}{d\tau} \left[\frac{1}{3(1 + \eta_v)} \frac{d\bar{I}_v}{d\tau} \right] = (1 + \gamma\eta_v)(\bar{I}_v - B_v^*). \quad (60)$$

Совершая преобразования, аналогичные тем, которые были сделаны при переходе от уравнения (25) к уравнению (39), получим следующее дифференциальное уравнение для определения неизвестной функции $z(x)$:

$$x \frac{d^2 z}{dx^2} - \frac{dz}{dx} - (a_0 x^2 + b_0 x^3) z = \beta, \quad (61)$$

где

$$a_0 = p(1 - \gamma), \quad b_0 = \frac{p^2 \gamma}{3}. \quad (62)$$

Мы не будем заниматься полным исследованием этого уравнения, поскольку флуоресценция мало сказывается на поведении крыльев линий, а решим его лишь для центра линии.

В центре линии $\frac{p\gamma}{3} \gg 1 - \gamma$, поэтому $b_0 \gg a_0$ и в уравнении (61) можно пренебречь членом $a_0 x^2$ по сравнению с членом $b_0 x^3$; тогда вместо (61) получаем уравнение

$$x \frac{d^2 z}{dx^2} - \frac{dz}{dx} - b_0 x^3 z = \beta, \quad (63)$$

общее решение которого имеет вид

$$z(x) = \frac{\beta}{2\sqrt{b_0}} \left(e^{\frac{1}{2} \sqrt{b_0} x^2} \int_{c_3}^x e^{-\frac{1}{2} \sqrt{b_0} x^2} \frac{dx}{x^2} - e^{-\frac{1}{2} \sqrt{b_0} x^2} \int_{c_4}^x e^{\frac{1}{2} \sqrt{b_0} x^2} \frac{dx}{x^2} \right), \quad (64)$$

где c_3 и c_4 — произвольные постоянные. Условие на бесконечности дает $c_3 = \infty$ и согласно (38) находим

$$\begin{aligned} y(x) &= \alpha + \beta x - \frac{\beta}{2\sqrt{b_0}} \left(e^{\frac{1}{2} \sqrt{b_0} x^2} \int_x^\infty e^{-\frac{1}{2} \sqrt{b_0} x^2} \frac{dx}{x^2} + \right. \\ &\quad \left. + e^{-\frac{1}{2} \sqrt{b_0} x^2} \int_{c_4}^x e^{\frac{1}{2} \sqrt{b_0} x^2} \frac{dx}{x^2} \right). \end{aligned} \quad (65)$$

Пользуясь (44), получаем

$$\begin{aligned} \bar{H}_v(x_0) &= \frac{\beta}{px_0} - \frac{\beta}{2p} \left(e^{\frac{1}{2} \sqrt{b_0} x_0^2} \int_{x_0}^\infty e^{-\frac{1}{2} \sqrt{b_0} x^2} \frac{dx}{x^2} - \right. \\ &\quad \left. - e^{-\frac{1}{2} \sqrt{b_0} x_0^2} \int_{c_4}^{x_0} e^{\frac{1}{2} \sqrt{b_0} x^2} \frac{dx}{x^2} \right), \end{aligned} \quad (66)$$

а условие (43) дает

$$\int_{C_4}^{x_0} e^{\frac{1}{2} V \bar{b}_0 x^2} \frac{dx}{x^2} = e^{\frac{1}{2} V \bar{b}_0 x_0^2} \times$$

$$\times \frac{\alpha + \beta x_0 - \frac{2\beta}{px_0} + \beta \left(\frac{1}{p} - \frac{1}{2 V \bar{b}_0} \right) e^{\frac{1}{2} V \bar{b}_0 x_0^2} \int_{x_0}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} V \bar{b}_0 x^2} \frac{dx}{x^2}}{\beta \left(\frac{1}{p} + \frac{1}{2 V \bar{b}_0} \right)}, \quad (67)$$

после чего из (66) находим

$$\bar{H}_v(x_0) = \frac{\frac{\beta}{x_0} + V \bar{b}_0 (\alpha + \beta x_0) - \beta e^{\frac{1}{2} V \bar{b}_0 x_0^2} \int_{x_0}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} V \bar{b}_0 x^2} \frac{dx}{x^2}}{p + 2 V \bar{b}_0}. \quad (68)$$

Из (48), (49) и (68) окончательно получаем

$$r_{v_0} = \frac{\frac{\beta}{x_0} + V \bar{b}_0 (\alpha + \beta x_0) - \beta e^{\frac{1}{2} V \bar{b}_0 x_0^2} \int_{x_0}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} V \bar{b}_0 x^2} \frac{dx}{x^2}}{p + 2 V \bar{b}_0} \cdot \frac{2 + V \bar{3}}{\alpha + \beta x_0 + \frac{\beta}{V \bar{3}}}. \quad (69)$$

Это выражение можно значительно упростить, воспользовавшись тем, что в центре линии $p \gg 1$, $x_0 \approx 1$. Тогда получим

$$r_{v_0} \approx \frac{V \bar{b}_0 (\alpha + \beta x_0)}{p + 2 V \bar{b}_0} \cdot \frac{2 + V \bar{3}}{\alpha + \beta x_0 + \frac{\beta}{V \bar{3}}} \approx V \bar{\gamma} \frac{2 + V \bar{3}}{V \bar{3}} \approx 2 V \bar{\gamma}, \quad (70)$$

в то время как при $\eta_v = \text{const}$ в атмосфере звезды имеем [1]

$$r_{v_0} \approx V \bar{\gamma}. \quad (71)$$

Таким образом, учет зависимости η_v от глубины и в данном случае увеличивает центральные интенсивности в 2 раза.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в настоящей работе результаты значительно уменьшают несоответствие между наблюдаемыми центральными интенсивностями линий поглощения в спектрах звезд и теоретическими (полученными в предположении о том, что рассеяние в спектральной линии происходит без изменения частоты), а в некоторых случаях и вовсе устраняет его. Так, например, для линий D_1, D_2 Na I в спектре Солнца наблюдаемое значение $r_{v_0} \approx 0,05 \div 0,06$, теоретическое значение $r_{v_0} \approx 0,03$ при $\eta_v = \text{const}$ в атмосфере звезды, а формула (70) дает $r_{v_0} \approx 0,06$. Таким образом, в данном случае имеется полное согласие между теорией и наблюдениями. Для линии $\lambda 4227$ Ca I в спектре Солнца наблюдаемое значение $r_{v_0} \approx 0,03$, формула (71) дает $r_{v_0} \approx 0,007$, по формуле (70) получаем $r_{v_0} \approx 0,015$; расхождение между теорией и наблюдениями уменьшилось вдвое.

В то же время для таких линий, как H и K Ca II, согласия между теорией и наблюдениями, по-прежнему, нет (теоретическое r_{v_0} в 350 раз меньше наблюдаемого). В данном случае необходимо считать рассеяние

в спектральной линии некогерентным. В связи с полученными результатами представляет большой интерес учет зависимости η от глубины в атмосфере звезды и для случая, когда рассеяние в линии некогерентно. По-видимому, это может быть сделано лишь численными методами.

10 декабря 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Т. А. А г е к я н и др. Курс астрофизики и звездной астрономии, т. II. М., Физматгиз, 1962.
2. В. В. С о б о л е в. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М., Гостехиздат, 1956.
3. В. В. С о б о л е в. Уч. зап. ЛГУ, серия матем. наук, 1958, вып. 34, № 273, 3.
4. T. C a r l e m a n. Arkiv for Mat., Astron. och Fys., 1922, 16, 26.

ИССЛЕДОВАНИЕ АНОМАЛЬНО БЫСТРЫХ ЗВЕЗД
РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

Э. А. Витриченко, Р. Е. Гершберг, Л. П. Метик

Из каталога [10] проведен отбор аномально быстрых звезд ранних спектральных классов. К быстрым объектам отнесены звезды, у которых одна из компонент пекулярной пространственной скорости (θ , π или ζ) превышает по абсолютной величине утроенную дисперсию соответствующей компоненты скоростей $3\sigma_{\theta, \pi, \zeta}$, и объекты, у которых абсолютная величина пекулярной лучевой скорости $|\Delta v_r| \geq 36$ км/сек. Из общего списка 888 звезд [10] отобрано 78 объектов с аномально большими компонентами пространственных скоростей и 58 объектов с аномально большими лучевыми скоростями; все эти объекты — 120 ОВ-звезд — приведены в табл. 2.

Из рассмотрения звезд табл. 2 следует, что отбор быстрых объектов по лучевым скоростям производится с большей степенью надежности ($\sim 85\%$) и поэтому статистический анализ звезд с $|\Delta v_r| \geq 36$ км/сек позволяет получить уверенные средние характеристики этих звезд. Отбор по компонентам пространственных скоростей производится с меньшей надежностью.

Из статистического анализа звезд табл. 2 следует, что: а) аномально быстрые ОВ-звезды составляют около 12% общего числа звезд ранних спектральных классов, причем среди О-звезд $\sim 25\%$ аномально быстрых и среди В-звезд $\sim 10\%$; б) пекулярные скорости аномально быстрых ОВ-звезд распределены изотропно по направлениям и средняя пространственная скорость близка к 70 км/сек; в) нет четкой корреляции между скоростью быстрой ОВ-звезды и ее спектральным классом; г) среди аномально быстрых ОВ-звезд доля визуально-двойных систем гораздо меньшая, чем среди нормальных ОВ-звезд, но доля спектрально-двойных систем среди быстрых ОВ-звезд не ниже, чем среди нормальных ОВ-звезд.

Сделана попытка отождествить места «рождения» аномально быстрых ОВ-звезд с пространственными группировками горячих звезд, с яркими диффузными туманностями, возбуждаемыми скоплениями горячих звезд, с протяженными источниками нетеплового радиоизлучения и с тонковолокнистыми эмиссионными туманностями — остатками вспышек сверхновых. Рассмотрение пространственных движений быстрых звезд и их положений в Галактике уверенно обнаруживает связь этих объектов с группировками горячих звезд и приводит к заключению о весьма вероятной связи быстрых ОВ-звезд со вспышками сверхновых (фиг. 11—20).

Совокупность полученных результатов не противоречит идеям Блау — Шкловского о «рождении» аномально быстрых ОВ-звезд в результате эволюции наиболее массивных звезд, заканчивающейся вспышкой сверхновых, но высокий процент спектрально-двойных систем среди этих быстрых объектов и существование быстрых ОВ-звезд — «близнецов» по месту и времени «рождения» наводят на мысль о связи этих объектов с разрушением не двойных, а более сложных систем.

AN INVESTIGATION OF HIGH VELOCITY EARLY TYPE STARS («RUN-AWAY OB STARS»), by *E. A. Vitrichenko, R. E. Gershberg and L. P. Metik.*— High velocity early type stars were selected from catalogue [10]. Stars are attributed to run-away objects if the absolute value of one of the components of space velocity θ , π or ζ is larger than the dispersion by a factor of three, $3\sigma_{\theta, \pi, \zeta}$, or if the absolute value of peculiar radial velocity is equal to or exceeds 36 km/sec. From the list of 888 stars [10], 78 stars were selected as objects with large space velocity components and 58 as objects with large radial velocities. These objects, altogether 120 OB stars, are listed in table 2.

It is shown that the selection of run-away stars according to radial velocities is carried out with a high degree of reliability ($\sim 85\%$) and therefore a statistical analysis of stars with $|\Delta v_r| \geq 36$ km/sec permits to obtain reliable mean characteristics of run-away OB stars. The selection according to the components of space velocity is less certain.

From a statistical analysis of the data of table 2 it is shown that: a) run-away OB stars comprise about 12% of all early type stars, about 25% of the O stars and about 10% of the B stars are run-away objects, b) the peculiar velocities of run-away OB stars have an isotropical distribution over all the directions and the mean space velocity is about 70 km/sec, c) there is not a clear connection between the velocities of run-away OB stars and their spectral type, d) the fraction of visual double stars among run-away OB stars is considerably smaller than among normal OB stars, but the fraction of spectroscopic binaries among run-away OB stars is not smaller than among normal OB stars.

An attempt is made to identify the birthplaces of run-away OB stars with space groups of hot stars, bright diffuse nebulae which are excited by clusters of hot stars, and optical and radio remnants of supernova outbursts (extended sources of non-thermal radio emission and filamentary emission nebulae). The considerations of space motions and positions in the Galaxy of run-away OB-stars show a distinct connection between these objects and space group of hot stars and leads to the conclusion on a very probable connection between run-away OB stars and supernova outbursts (figs 11—20).

The totality of obtained results does not contradict Blaauw's and Shklovsky's ideas on the origin of run-away OB stars as a result of the evolution of massive stars, which terminates as a supernova outburst. However the large per cent of spectroscopic binaries among run-away objects and the existence of run-away «twins» lead to the suggestion that the origin of run-away OB stars may be connected with the disruption of more complex stellar systems than binary systems.

Статистические исследования звездных движений в Галактике показали, что спектральные и кинематические свойства звезд различных типов взаимосвязаны. Звезды поздних спектральных классов имеют, как правило, большие пекулярные скорости, чем ранние звезды. Но среди звезд самых ранних спектральных классов — ОВ-звезд — это соотношение не выполняется. Согласно исследованиям Стрёмберга [1], Нордстрёма [2], Паренато [3], дисперсия пекулярных скоростей О- и ранних В-звезд превосходит дисперсию скоростей поздних В-звезд, и, согласно исследованиям Бонино и Миссана [4], галактические орбиты О—В3-звезд имеют в среднем большие эксцентриситеты, чем галактические орбиты звезд В4—В9.

В последние годы кинематические особенности звезд ранних спектральных классов были детально изучены Бלאу [5—7]. Исследовав пространственные скорости 68 О5—В0,5 звезд на расстоянии до 1000 *пс* от Солнца и 270 В1—В5-звезд (на расстоянии 600 *пс*), Бלאу [7] нашел, что быстрые ОВ-звезды, к которым он отнес звезды с пространственными скоростями свыше 40 км/сек, обладают двумя важными особенностями: доля быстрых объектов среди общего числа ОВ-звезд резко возрастает с переходом от В5-звезд к О-звездам и среди быстрых ОВ-звезд не обнаруживаются двойные и кратные системы, столь характерные для ОВ-звезд вообще. Для объяснения этих существенных особенностей Бלאу [7] выдвинул гипотезу о взрыве одной из компонент двойной звезды как меха-

низме возникновения быстрых объектов ранних спектральных классов: если одна из звезд в двойной системе взрывается как сверхновая и при этом заметная часть ее массы рассеивается в межзвездном пространстве, то вторая звезда испытывает сильный гравитационный удар, покидает прежнюю орбиту вокруг центра масс системы и уносится со скоростью порядка орбитальной, которая может быть существенно больше средней пекулярной скорости звезд соответствующего спектрального класса. Естественно, что такая космическая «праца» выбрасывает одиночные звезды, а сами взрывы, согласно существующим представлениям о звездной эволюции, более вероятны в самых массивных системах, содержащих О-звезды.

Недавно Фист [8] обнаружил горячие сверхгиганты с очень большими пекулярными лучевыми скоростями ($|\Delta v_r| > 35 \text{ км/сек}$) в Магеллановых Облаках и показал, что доля этих объектов среди общего числа сверхгигантов в Магеллановых Облаках практически совпадает с процентным содержанием быстрых звезд, обнаруженных Бלאу в нашей Галактике. Кроме того, Фист исследовал лучевые скорости 270 звезд Галактики и, отобрав 15 из них как аномально быстрые, нашел их статистические характеристики, сходные с полученными Бלאу. Фист отмечает, что совпадение свойств аномально быстрых звезд в трех динамически столь различных звездных системах, как Галактика и Магеллановы Облака, означает, что появление быстрых объектов связано не с динамическими свойствами звездных систем, а с процессами звездной эволюции.

Независимо от этих звездно-статистических исследований на основании анализа частоты вспышек сверхновых II типа, наблюдаемых весьма больших масс выброшенных оболочек и пространственного распределения остатков вспышек — дискретных галактических источников нетеплового радиоизлучения — Шкловский [9] пришел к выводу, что многие, если не большинство, ОВ-звезды должны вспыхивать как сверхновые II типа. Поскольку значительная часть ОВ-звезд входит в двойные системы, то можно ожидать, что механизм Бלאу достаточно эффективен для объяснения большого числа быстрых ОВ-звезд.

Недавно группа американских исследователей [10] опубликовала каталог О—В5-звезд, содержащий кинематические и фотометрические данные о 1440 объектах. Каталог включает звезды, удаленные от Солнца на расстояние до 3300 пс и расположенные вблизи галактического экватора ($|b| < 11^\circ$). Для 898 звезд каталога известны фотометрические расстояния, лучевые скорости и собственные движения. Таким образом, данные [10] позволяют провести статистический анализ пространственных и лучевых скоростей звезд на материале в 2,5 раза большем, чем тот, который был в распоряжении Бלאу. Целью нашей работы является анализ каталога [10] на предмет обнаружения быстрых ОВ-звезд, исследование их статистических особенностей и поиски областей «рождения» этих объектов.

1. ОТБОР БЫСТРЫХ ОВ-ЗВЕЗД

Бלאу считает аномально быстрыми те ОВ-звезды, у которых пространственные скорости превышают 30—40 км/сек. Практически этим критерием можно пользоваться лишь для сравнительно близких объектов. Пространственные скорости более далеких звезд определяются с ошибкой, которая может составлять десятки км/сек, поэтому критерий Бלאу для них не годится. Для отбора быстрых звезд из списка [10] мы воспользовались следующими соображениями.

Естественно считать, что медленные ОВ-звезды, как и звезды других спектральных классов, имеют эллипсоидальное распределение пекулярных скоростей. Вычислив среднюю скорость $\langle v \rangle$ в некотором ансамбле, можно найти пекулярные скорости $v - \langle v \rangle$ и дисперсию пекулярных

скоростей $\sigma = \sqrt{\frac{\sum (v - \langle v \rangle)^2}{n-1}}$. При нормальном распределении скоростей

99,73% звезд должны обладать пекулярными скоростями, не превосходящими по абсолютной величине 3σ . Поэтому звезды с большими пекулярными скоростями мы относили к аномально быстрым звездам. Поскольку величина σ определяется по всему ансамблю звезд, содержащему как нормальные, так и быстрые звезды, то после первого отбора быстрых объектов необходимо заново вычислять $\langle v \rangle$, $v - \langle v \rangle$ и σ и заново отбирать быстрые объекты; такая процедура повторяется до тех пор, пока пекулярные скорости всех оставшихся звезд оказываются в пределах 3σ . К сожалению, критерий « 3σ » имеет принципиальный недостаток. Если исследуемый ансамбль состоит из некоторой совокупности объектов с нормальным распределением скоростей, характеризуемым дисперсией σ , и некоторой добавочной совокупности быстрых объектов со скоростями, скажем, от $2,8$ до $2,9\sigma$, то критерий « 3σ » не позволит обнаружить эти быстрые объекты, как бы ни было велико их число по сравнению с числом нормальных объектов. Иными словами, критерий « 3σ » позволяет обнаружить не все аномально быстрые звезды, а лишь сравнительно немногочисленные и весьма быстрые объекты.

Для обнаружения большого числа не очень быстрых аномальных звезд, скорости которых заключены, например, в пределах от 2σ до 3σ , необходимо исследовать само распределение пекулярных скоростей; но для такого исследования изучаемый ансамбль должен содержать, по-видимому, несколько сот объектов.

Для отбора быстрых звезд из каталога [10] мы использовали оба способа: применили критерий « 3σ » к пространственным и лучевым скоростям и рассмотрели гистограмму лучевых скоростей.

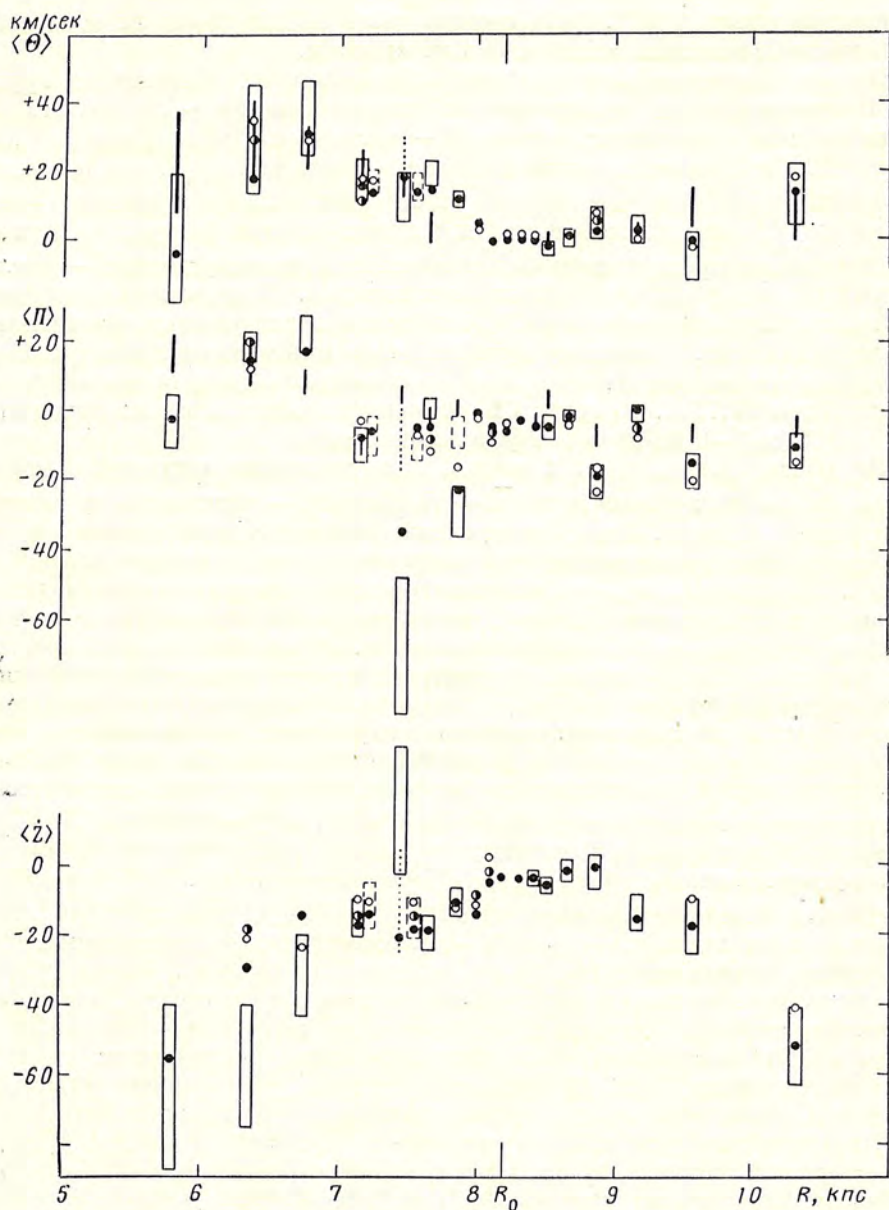
Отбор быстрых ОВ-звезд по пространственным скоростям

В каталоге [10] приведены компоненты пространственных скоростей 898 звезд: $\dot{Z}$ — скорость в направлении на галактический полюс, не исправленная за солнечное движение; Π — скорость вдоль радиуса-вектора, проведенного от оси вращения Галактики к звезде; $\Theta - \Theta_0$ — тангенциальная компонента движения звезды минус галактоцентрическая круговая скорость Солнца. Компоненты Π и $\Theta - \Theta_0$ лежат в плоскости, перпендикулярной оси вращения Галактики. Для вычисления пекулярных скоростей звезд из этих полных пространственных скоростей необходимо вычесть скорости движения системы ОВ-звезд в целом. В [11] показано, что движение ОВ-звезд в плоскостях $\Pi\Theta$ обладает цилиндрической симметрией. Полагая, что систематические движения по z -координате тоже зависят только от галактоцентрического расстояния R , но не зависят от галактической долготы и высоты над основной плоскостью Галактики, мы вычисляли компоненты пекулярных скоростей звезд по соотношениям

$$\left. \begin{aligned} \theta &= \Theta - \Theta_0 - \langle \Theta(R) - \Theta_0 \rangle, \\ \pi &= \Pi - \langle \Pi(R) \rangle, \\ \zeta &= \dot{Z} - \langle \dot{Z}(R) \rangle. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Величины $\langle \Theta(R) - \Theta_0 \rangle$, $\langle \Pi(R) \rangle$ и $\langle \dot{Z}(R) \rangle$ определялись как средние арифметические в каждой из 18 групп звезд, по которым были распределены 888 звезд каталога [10]; как и в [10], 10 звезд с экстремальными галактоцентрическими расстояниями (8 звезд с $R < 5,4$ кпс и 2 звезды с $R > 14,2$ кпс) были отброшены.

В каждой группе отбор быстрых объектов производился вначале по всем компонентам пекулярных скоростей в первом приближении $\sigma_{\theta, \pi, \zeta}$,



Фиг. 1. Кинематические параметры системы ОВ-звезд Галактики

затем по всем компонентам во втором приближении и т. д. На фиг. 1 различными значками отмечены величины $\langle \Theta(R) - \Theta_0 \rangle$, $\langle \Pi(R) \rangle$ и $\langle \dot{Z}(R) \rangle$, вычисленные для последовательных отборов быстрых звезд: светлым кружком — для первого отбора, полузачерненным — для второго и черным — после последнего отбора; в случае совпадения оставлен только значок последнего приближения. В одной группе звезд отбор быстрых объектов проводился 4 раза, в остальных группах все компоненты пекулярных скоростей оказались меньше соответствующих $3\sigma_{\theta, \pi, \dot{z}}$ после первого, второго или третьего отборов. На графиках $\langle \Theta(R) - \Theta_0 \rangle$ и $\langle \Pi(R) \rangle$ вертикальными черточками нанесены средневзвешенные величины, взятые из [10]. В работе [10] не приведены вероятные ошибки величин $\dot{Z}$, поэтому нет и

средневзвешенных $\langle \dot{Z}(R) \rangle$. Сама система весов в [10] никак не обоснована, и мы пользовались всюду простым средним.

В табл. 1 приведены результаты отбора быстрых объектов по группам. В первом столбце указан номер группы; во втором — среднее галактоцентрическое расстояние; в третьем — число звезд n_0 в группе по каталогу [10]; в четвертом, пятом и шестом — величины $\sigma_{0,\pi,\zeta}^0$, вычисленные до первого отбора быстрых объектов; в седьмом, восьмом и девятом — величины $\sigma_{0,\pi,\zeta}^*$, вычисленные после последнего отбора быстрых объектов по компонентам пространственных скоростей; в десятом столбце — число быстрых ОВ-звезд $n_{пр}$, отобранных этим методом. (Содержание последних строк и столбцов пояснено ниже.) Всего таким путем удалось обнаружить 61 быстрый объект. Поскольку критерий «3 σ » применялся к независимым совокупностям величин θ , π и ζ и отбор в каждом случае производился с вероятностью 99,73%, то среди 61 отобранного объекта может находиться $3 \times 888 \times (1 - 0,9973) = 7$ нормальных звезд.

Из рассмотрения табл. 1 видно, что дисперсии скоростей быстро возрастают по мере увеличения $|\bar{R} - R_0|$, где R_0 — расстояние от центра Галактики до Солнца. Это обстоятельство связано с уменьшением точности определения пространственных скоростей звезд по мере удаления от Солнца. Зависимость $\sigma_{0,\pi,\zeta}$ от гелиоцентрического расстояния приводит к неравномерности величин θ , π и ζ , что не позволяет объединить их в три больших ансамбля по 888 величин в каждом. Строго говоря, для корректного вычисления $\sigma_{0,\pi,\zeta}$ звезды, сгруппированные по галактоцентрическим расстояниям для вычисления $\langle v_{0,\pi,\zeta} \rangle$, следовало бы разделить на еще более мелкие группы по гелиоцентрическим расстояниям, но имеющийся материал недостаточен для такой детальной статистики. Тот факт, что эллипсоид скоростей ближайших к Солнцу ОВ-звезд слегка сплюснут в направлении на галактический полюс ($\sigma_\zeta < \sigma_{0,\pi}$), а с увеличением $|\bar{R} - R_0|$ становится более и более вытянутым ($\sigma_\zeta > \sigma_{0,\pi}$), также связан с увеличением дисперсии скоростей в группах более далеких звезд. Действительно, величины $\dot{Z}$ определяются практически только по собственным движениям звезд, а величины $\Theta - \Theta_0$ и Π — как собственными движениями, так и лучевыми скоростями; поскольку точность измерения лучевых скоростей не зависит от гелиоцентрического расстояния до звезды, а ошибки в пространственных скоростях, найденных по собственным движениям, возрастают пропорционально гелиоцентрическим расстояниям, то точность определения ζ для далеких звезд меньше, чем точность определения θ и π . Из-за того что дисперсии компонент пространственных скоростей, приведенные в табл. 1, определяются не столько истинной дисперсией скоростей, сколько ошибками измерений, следует, что критерий «3 σ » позволяет выделить по пекулярным пространственным скоростям лишь часть быстрых объектов, причем среди далеких звезд удается выделить лишь самые быстрые. Отбор быстрых звезд по лучевым скоростям свободен от этого недостатка.

Отбор быстрых ОВ-звезд по лучевым скоростям

Каталог [10] позволяет достаточно уверенно построить сглаженную картину систематических движений ОВ-звезд в плоскости $\Pi\Theta$. На основе этой картины можно вычислить лучевую скорость каждой звезды, связанную с этим общим движением; вычитая из наблюдаемой лучевой скорости «систематическую» компоненту, можно найти пекулярную лучевую скорость каждой звезды. Фиг. 2 поясняет рассматриваемые кинематические соотношения: C — центр Галактики, S — Солнце, P — звезда; v_0 — скорость Солнца в местной системе, движущейся относительно центра Галактики со скоростью $\Theta = \Theta_0$ и $\Pi = 0$; $\bar{\Theta}$ и $\bar{\Pi}$ — компоненты движения

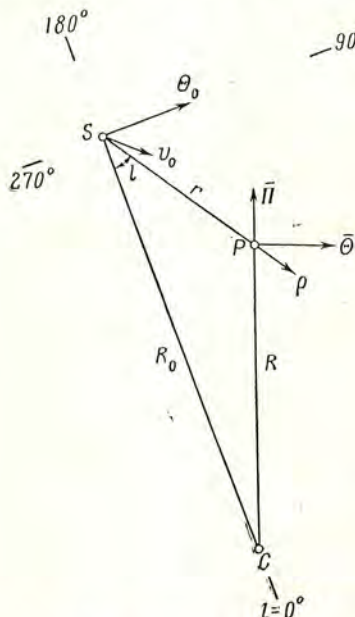
Таблица 1

Номер группы	$\bar{R}$	n_2	σ^0			σ^*			n_{up}	n_{π}	n_6	n_f	$\langle \Theta - \Theta_0 \rangle$	$\langle \Pi \rangle$	$\langle Z \rangle$	σ^f		
			π		ζ	π		ζ								0	π	ζ
			0	π	ζ	0	π	ζ										
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
1	5,8	33	157	69	194	157	69	194	0	2	2	31	0	-4	-64	159	70	198
2	6,35	34	133	66	151	116	44	143	2	6	7	24	+29	+17	-58	116	44	125
3	6,75	43	89	67	118	90	68	104	1	8	9	34	+35	+22	-32	95	50	98
4	7,15	39	65	78	84	46	56	50	5	2	7	32	+48	-9	-15	44	51	49
5	7,45	28	48	95	104	48	95	104	0	13	13	15	+12	-67	+16	38	115	110
6	7,65	39	37	47	40	39	35	40	3	5	8	31	+17	+1	-20	33	25	42
7	7,85	57	18	74	39	16	58	35	2	6	8	49	+11	-30	-11	15	57	36
8	8,0	48	16	25	30	13	14	20	3	1	3	45	+4	-1	-10	13	14	20
9	8,1	81	14	26	28	12	14	10	11	1	11	70	-2	-5	-5	12	14	10
10	8,2	83	11	14	30	11	12	9	9	1	9	74	-1	-6	-4	11	12	9
11	8,3	86	14	17	19	10	15	10	9	3	10	76	-1	-3	-4	10	15	10
12	8,4	68	15	20	21	13	16	20	4	1	4	64	-1	-5	-4	13	16	20
13	8,5	32	17	25	17	17	25	17	0	5	5	27	-3	-4	-6	14	22	16
14	8,65	39	22	21	27	23	18	27	1	0	1	38	0	-2	-2	23	18	27
15	8,85	34	42	43	51	30	34	44	3	6	8	26	+5	-21	-2	30	34	41
16	9,15	59	49	50	58	44	34	56	4	3	6	53	+3	-1	-14	43	29	54
17	9,55	44	63	52	91	59	43	75	2	2	4	40	-5	-17	-18	60	43	77
18	10,3	44	92	59	129	89	52	107	2	0	2	42	+13	-11	-52	89	52	107
Σ		888							61	65	117	771						
4,5	7,22	53	60	76	88	47	65	74	3	3	5	48	+16	-7	-12	46	62	75
5,5	7,61	53	41	72	64	40	44	50	5	11	15	38	+15	-9	-16	37	46	53
5a	7,43	28							4	3	7	21	+22	-8	-10	45	68	98
7a	7,85	57							10	4	14	43	+11	-5	-11	16	28	33
Σ		888							78	58	120							

системы ОВ-звезд в точке P ; l , b и ρ — галактические координаты звезды P и наблюдаемая лучевая скорость. Поскольку для всех звезд каталога [10] $|b| < 11^\circ$, то можно положить $\cos b = 1$ и путем несложных вычислений показать, что пекулярная лучевая скорость звезды определяется из выражения

$$\Delta v_r = \rho + \left(\Theta_0 - \bar{\Theta} \frac{R_0}{R} \right) \sin l + \bar{\Pi} \sin \arccos \left(\frac{R_0}{R} \sin l \right) + v_0 \cos (l - l_0), \quad (2)$$

где l_0 — долгота солнечного апекса. При вычислении Δv_r мы использовали $\Theta_0 = 215$ км/сек, $v_0 = 18$ км/сек, $l_0 = 55^\circ$ и $R_0 = 8,2$ кпс в соответствии с [10]. В качестве R брались средние галактоцентрические расстояния соответствующей группы (второй столбец табл. 1).



Фиг. 2. К выводу формулы (2)

Величины $\bar{\Theta}$ и $\bar{\Pi}$ вычислены как средние соответствующих групп до отбора быстрых объектов по пространственным скоростям, так что отборы по пространственным и лучевым скоростям выполнены независимо.

Применение к полученному ансамблю 888 величин Δv_r критерия «3 σ » позволяет выделить 25 ОВ-звезд с аномально большими лучевыми скоростями. Многие из них, как и следовало ожидать, имеют значительные гелиоцентрические расстояния и не могли быть выделены по пространственным скоростям; лишь 4 из этих 25 звезд были отобраны ранее как быстрые из-за больших пространственных скоростей. Но число пекулярных лучевых скоростей, которые образуют ансамбль равноточных величин¹, достаточно велико не только для формального вычисления дисперсий σ_r , но и для изучения самого распределения этих величин. На фиг. 3 показано распределение пекулярных лучевых скоростей. На фигуре четко видна

линейная зависимость величин $(\ln N_0/N)^{1/2}$ от $|\Delta v_r|$ при малых скоростях, соответствующая гауссову распределению с дисперсией $\sigma_r = 14$ км/сек², и избыток звезд с большими скоростями: $|\Delta v_r| \geq 36$ км/сек ($= 2,6 \sigma_r$)³. При нормальном распределении скоростей 888 звезд с дисперсией 14 км/сек число звезд с $|\Delta v_r| \geq 36$ км/сек должно быть равно 9, а таких быстрых объектов насчитывается 65. Следовательно, эти 65 звезд и 61 отобранная ранее по критерию «3 σ » формально практически с одинаковой вероятностью являются аномально быстрыми. В указанных двух группах быстрых звезд 9 объектов оказались общими, так что оба метода отбора дают 117 быстрых звезд.

¹ В действительности точность определения Δv_r падает с увеличением гелиоцентрических расстояний, но этот эффект здесь гораздо слабее, чем для θ , π и ζ , так как Δv_r определяются через $\bar{\Theta}$ и $\bar{\Pi}$, которые в свою очередь вычисляются достаточно уверенно и для далеких звезд.

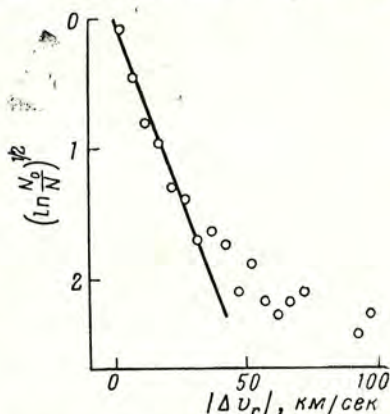
² Недавно Фист и Таккери [12] на основе исследования лучевых скоростей 172 ОВ-звезд, удаленных от Солнца на расстояние от 1 до 2 кпс, получили практически ту же среднюю дисперсию скоростей: $\sigma_r = 14,8$ км/сек.

³ При последовательном отборе аномально быстрых звезд по критерию «3 σ » величина σ_r понижалась от 19 до 16 км/сек. Последнее значение σ_r больше, чем дисперсия лучевых скоростей, найденная по фиг. 3. Это и означает, что критерий «3 σ » не позволяет выявить все аномально быстрые звезды, и оставшиеся быстрые объекты выпадают формально вычисляемую дисперсию скоростей нормальных звезд.

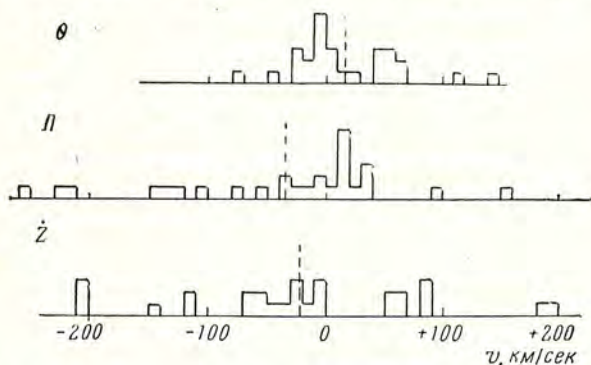
Окончательный отбор быстрых ОВ-звезд по пространственным и лучевым скоростям

После отбора 117 объектов мы заново рассчитали параметры системы нормальных ОВ-звезд. В одиннадцатом столбце табл. 1 указано число звезд n_{π} , отобранных как быстрые по лучевым скоростям; в двенадцатом — общее число звезд n_0 , отобранных в группе как быстрые; в тринадцатом — число звезд n_f , оставшихся после отбора 117 быстрых объектов. В четырнадцатом, пятнадцатом и шестнадцатом столбцах таблицы приведены величины $\langle \Theta(R) - \Theta_0 \rangle$, $\langle \Pi(R) \rangle$ и $\langle \dot{Z}(R) \rangle$, вычисленные по оставшейся 771 звезде. На фиг. 1 эти параметры системы нормальных ОВ-звезд обозначены прямоугольниками, причем высоты прямоугольников соответствуют удвоенным вероятным ошибкам этих величин (вероятная ошибка равна $\frac{0,67}{\sqrt{n}} \sigma$). В трех последних столбцах табл. 1 приведены дисперсии пространственных скоростей $\sigma_{\theta, \pi, \dot{z}}^f$, вычисленные по оставшейся 771 звезде.

Фиг. 1 показывает, что исключение быстрых звезд и допущение о равнозначности скоростей звезд внутри каждой группы (т. е. вычисление средних параметров без придания различных весов в отличие от [10]) в общем мало изменили картину движения системы ОВ-звезд: как правило, наши прямоугольники и вертикальные прямые, взятые из [10], перекрываются или близки друг к другу. Исключение представляет собой группа



Фиг. 3. Распределение пекулярных лучевых скоростей 888 звезд каталога [10]

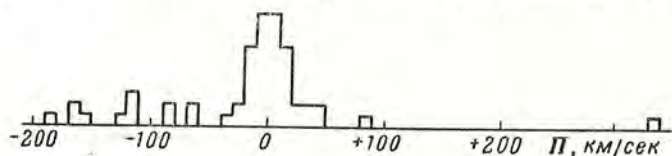


Фиг. 4. Гистограмма компонент пространственных скоростей звезд пятой группы

звезд № 5. В этой самой малочисленной ($n_0 = 28$) группе по критерию «3 σ » не было отобрано ни одной быстрой звезды, но затем почти половина (13 из 28!) звезд была отобрана по лучевым скоростям; величины $\langle \Pi(R) \rangle$ и $\langle \dot{Z}(R) \rangle$, вычисленные по оставшимся нормальным (?) звездам, оказались резко отличными от соответствующих величин на соседних галактоцентрических расстояниях, а дисперсии скоростей, и без того большие для галактоцентрического расстояния этой группы, после отбора быстрых звезд оказались еще большими: $\sigma_{\pi, \dot{z}}^f > \sigma_{\pi, \dot{z}}^*$ (см. табл. 1). Такая «расходи-

мость» в процессе выделения звезд с нормальным распределением скоростей означает, что к группе № 5 нельзя применять описанный выше метод отбора быстрых объектов. Действительно, в распределении скоростей звезд этой группы по Π и $\dot{Z}$ (фиг. 4) нет четкого максимума, а имеет место довольно равномерное распределение в широком диапазоне скоростей. Это означает, что группа № 5 богата быстрыми звездами. Малочисленность нормальных звезд не позволяет найти уверенные значения $\langle \Pi(R) \rangle$ и $\langle \dot{Z}(R) \rangle$, что в свою очередь может привести к отнесению нормальных звезд к быстрым и наоборот.

Чтобы обойти эту трудность, мы изъяли из списка аномально быстрых звезд объекты, отобранные из группы № 5 по общей схеме, затем звезды группы № 5 с $R < 7,45$ кпс объединили со звездами группы № 4 и обозначили эту совокупность как группу № 4,5, а звезды группы № 5 с



Фиг. 5. Гистограмма Π -компонент скоростей звезд седьмой группы

$R > 7,45$ кпс объединили со звездами группы № 6 и обозначили эту совокупность как группу № 5,5. Затем к группам № 4,5 и 5,5, каждая из которых содержит по 53 звезды, мы применили всю описанную выше схему выделения быстрых объектов по пространственным и лучевым скоростям. Результаты этих вычислений приведены в соответствующих строках табл. 1 и на фиг. 1, где прямоугольники групп № 4,5 и 5,5 даны штриховой линией. Пунктиром на фиг. 1 и в строке для группы 5а табл. 1 даны средние параметры группы № 5, вычисленные по звездам этой группы после отбора быстрых объектов с помощью описанного приема. Уменьшение $\sigma_{\pi, \dot{z}}$ и более плавный ход величин $\langle \Pi(R) \rangle$ и $\langle \dot{Z}(R) \rangle$ означают, что перераспределение звезд групп № 4—6 по двум новым группам действительно позволило уверенно отобрать быстрые объекты среди звезд группы № 5. Отобранные ранее 5 звезд из групп № 4 и 6 не вошли в число быстрых объектов, отобранных в группах № 4,5 и 5,5; эти пять объектов также включены в список аномально быстрых звезд.

Фиг. 1 обнаруживает также четкую аномалию $\langle \Pi(R) \rangle$ в группе звезд № 7. Как видно из фиг. 5, где дана гистограмма величин Π , несколько звезд с большими отрицательными скоростями заметно сместили $\langle \Pi(R) \rangle$ этой группы, что привело к ошибочному отбору быстрых объектов. Как и в случае группы № 5, мы изъяли из списка быстрых объектов звезды, отобранные из группы № 7 по общей схеме, и провели отбор в этой группе заново следующим образом. Сперва мы отбросили 9 звезд с $|\Pi| > 100$ км/сек и по оставшимся 48 объектам нашли $\langle \Pi(R) \rangle$ и σ_{π} . Затем по обычной схеме из всех 57 звезд этой группы были отобраны объекты с $\langle v_{0, \pi, \dot{z}} \rangle > 3\sigma_{0, \pi, \dot{z}}$ и $|\Delta v_r| \geq 36$ км/сек. Результаты такого пересчета приведены в строке для группы 7а табл. 1, а на фиг. 1 даны штриховыми прямоугольниками.

Таким образом, окончательный список аномально быстрых звезд (табл. 2) содержит 120 объектов. В первом столбце таблицы дан порядковый номер звезды, во втором — ее номер по каталогу [40], в третьем — номер группы, к которой относится звезда, в четвертом — номер звезды по каталогу HD, в пятом, шестом, седьмом и восьмом — галактические и экваториальные координаты звезды, в девятом — гелиоцентрическое

расстояние до звезды, в десятом — видимая величина, в одиннадцатом — спектральный класс; все эти данные взяты из [10]. Затем приведены компоненты пекулярных скоростей θ , π , ξ и Δv_r и абсолютная величина пекулярной скорости $v_p = \sqrt{\theta^2 + \pi^2 + \xi^2}$. Величины θ , π , ξ и Δv_r , приведенные в таблице, вычислены по соотношениям (1) и (2) с учетом параметров системы нормальных ОВ-звезд, приведенных в четырнадцатом, пятнадцатом и шестнадцатом столбцах табл. 1; для групп № 5 и 7 использованы строки 5а и 7а соответственно. В семнадцатом столбце табл. 2 указан признак, по которому каждая звезда отнесена к аномально быстрым объектам, в восемнадцатом — сведения о двойственности этих звезд (см. ниже).

Критерием правильности учета систематических движений ОВ-звезд в Галактике и контролем вычислений может служить величина $\Sigma \Delta v_r$. Как показали вычисления, $\frac{\Sigma \Delta v_r}{\Sigma n_0} = -0,2$ км/сек; малая средняя остаточная скорость означает, что систематические движения ОВ-звезд учтены достаточно правильно.

Некоторые замечания о надежности и полноте отбора быстрых ОВ-звезд

Блаау рассмотрел движения 338 ОВ-звезд и 11 из них отобрал как аномально быстрые; Фист отобрал 15 звезд из 270; мы отобрали 120 объектов из 888. Изменение доли быстрых звезд от 3,3 до 14% связано, во-первых, с различием в составе ансамблей ОВ-звезд, подвергнутых исследованию, и, во-вторых, с использованием различных критериев при отборе быстрых объектов.

Действительно, Блаау рассмотрел сравнительно близкие к Солнцу ОВ-звезды, которые известны с достаточной полнотой. Каталог же [10] включает и более далекие объекты, но на больших гелиоцентрических расстояниях в результате наблюдательной селекции изучены в основном лишь более яркие О-звезды. Таким образом, каталог [10] «обогашен» О-звездами, среди которых, как известно, процент быстрых звезд наибольший.

С другой стороны, пространственные скорости близких звезд, изученных Блаау, известны с высокой точностью и отбор быстрых объектов производился уверенно по критерию $v_p > 40$ км/сек. В табл. 2 все звезды, за исключением четырех объектов, тоже имеют пространственные пекулярные скорости, превышающие 40 км/сек. Но в нашем случае отбор далеких звезд производился по пространственным скоростям,отягощенным значительными случайными ошибками. Кроме случайных ошибок, на отбор быстрых звезд могли повлиять и ошибки системы собственных движений N 30, использованной в [10]. Как известно [13], в некоторых областях неба эти ошибки значительны и, вероятно, именно они в конечном счете ответственны за аномалии II-компонент звезд группы № 7¹. В результате в табл. 2 могли попасть звезды, не являющиеся в действительности аномально быстрыми, а часть аномально быстрых объектов могла остаться не выделенной из списка [10]. Отбор быстрых объектов по лучевым скоростям производился по распределению величин Δv_r , которые, как отмечалось выше, определяются с гораздо меньшими случайными ошибками, чем компоненты пространственных скоростей; но естественно, что при таком отборе не могли быть выделены быстрые объекты, пекулярные скорости которых близки к картинной плоскости.

¹ На фиг. 1 видно, что с ростом $|R - R_0|$ величина $\langle \dot{Z}(R) \rangle$ систематически уменьшается. По-видимому, это тоже эффект ошибок системы N 30, так как трудно найти физическую причину для столь странного поведения $\langle \dot{Z}(R) \rangle$.

Таблица 2

№ по пор.	Номер звезды по [10]	Номер группы	Номер звезды по HD	ι II	β II	$\alpha_{1950,0}$	$\delta_{1950,0}$	r , клс	m_p	Sp	Пеккулярные скорости, км/сек					Признак	Двойственность
											θ	π	ζ	Δv_r	v_p		
1	6	1	160730	3°59	+3°00	17 ^h 39 ^m 5	-24°17'	2,5	9 ^m 68	O8	-144	+63	+153	-70	220	$ \Delta v_r \geq 35_r$	1604 [16]
2	26	4	164002	7,15	+0,46	17 57,0	-22 33	4,1	7,15	B0,5 V	+245	+54	+55	-18	257	$ \theta \geq 35_0$	1634 [16]
3	48	6	165812	8,47	-1,10	18 05,7	-22 11	0,5	7,89	B5	+64	+35	-8	-41	73	$ \Delta v_r \geq 36$	1635 [16]
4	49	6	165857	8,48	-1,15	18 05,9	-22 11	0,6	8,7	B5	+8	+38	-20	-51	44	$ \Delta v_r \geq 35_r$	
5	74	4	171348	11,41	-6,52	18 32,3	-22 03	1,1	7,95	B2e	-65	-21	+199	-15	211	$ \zeta \geq 35_\zeta$	
6	101	6	166964	13,44	+0,29	18 40,8	-17 09	0,5	8,8	B5	-34	+20	-57	-42	69	$ \Delta v_r \geq 36$	
7	113	6	164103	13,91	+4,28	17 57,3	-14 43	0,7	8,12	B5 IV	-34	+23	-31	-47	51	$ \Delta v_r \geq 36$	
8	134	5	168302	15,10	-0,44	18 46,8	-16 03	0,7	9,26	B5 V	-43	+35	-42	-58	70	$ \Delta v_r \geq 35_r$	
9	154	2	167451	16,82	+1,51	18 13,1	-13 36	1,9	8,23	B0,5 Ib	+349	+162	+357	-14	525	$ \pi \geq 35_\pi, \theta \geq 35_\theta$	1656 [16]
10	164	5	169454	17,54	-0,66	18 22,4	-14 00	0,7	6,61	B1 Ia+	+38	+45	-21	-43	62	$ \Delta v_r \geq 36$	
11	165	2	167330	17,66	+2,17	18 12,4	-12 33	2,1	8,23	O9 I-II	-133	-2	+416	-36	437	$ \zeta \geq 35_\zeta, \Delta v_r \geq 36$	1653 [16]
12	183	3	170452	18,99	-1,22	18 27,2	-12 59	1,6	8,75	O9: V	-91	-21	-369	-8	381	$ \zeta \geq 35_\zeta$	1701 [16] 11394 [14]
13	184	2	173251	19,39	-5,06	18 42,0	-14 24	2,2	9,09	B1 II	-13	-57	-2	-49	58	$ \Delta v_r \geq 36$	1729 [16]
14	186	1	171198	20,04	-1,74	18 31,1	-12 18	3,0	9,54	O7:	-13	-43	+110	+35	119	$ \Delta v_r \geq 36$	1712 [16]
15	196	6	172488	23,97	-1,63	18 38,1	-8 46	0,7	7,62	B0,5 V	-58	-86	+18	+47	106	$ \pi \geq 35_\pi, \Delta v_r \geq 36$	
16	204	2	173637	25,32	-2,54	18 43,9	-7 59	1,9	9,0	B1 IV	-142	-33	+194	-59	243	$ \Delta v_r \geq 35_r$	
17	207	2	178487	25,78	-8,56	19 06,5	-10 18	2,1	8,7	B0	-153	-29	+69	-64	170	$ \Delta v_r \geq 35_r$	
18	244	4	175514	41,71	+3,38	18 53,0	+9 17	1,7	8,59	O8: Vn	-28	+130	-33	-103	137	$ \Delta v_r \geq 35_r$	1768 [16]
19	254	6	187567	46,83	-9,29	19 47,9	+7 46	0,8	6,45	B2e	-23	+31	+23	-48	45	$ \Delta v_r \geq 36$	
20	262	4	231235	50,07	+0,02	19 21,1	+15 07	2,3	9,50	B0 III	-89	-81	-85	-39	148	$ \Delta v_r \geq 36$	
21	306	5	23°3759	60,28	-0,19	19 43,1	+23 55	1,8	8,77	B0 II	-45	-16	-53	-37	72	$ \Delta v_r \geq 36$	
22	311	5	191877	61,58	-6,45	20 09,2	+21 44	2,0	6,11	B1 Ib	-95	-132	-186	-33	247	$ \zeta \geq 35_\zeta$	1840 [16]
23	322	9	181409	65,80	+9,30	19 17,2	+33 18	0,4	6,32	B3	+4	-57	+2	+26	57	$ \pi \geq 35_\pi$	13391 [14]
24	343	7	227704	71,99	+1,47	20 04,8	+34 46	2,6	8,60	B3 III	-14	-112	+71	-16	134	$ \pi \geq 35_\pi$	
25	356	7	191566	72,75	+1,35	20 07,3	+35 20	1,4	7,7	B0,5 IV	-27	+93	-18	-42	99	$ \pi \geq 35_\pi, \Delta v_r \geq 36$	

26	361	7	490467	72,94	+2,77	20 01,9	+36 16	4,8	8,24	B5 II: n	+33	+4	-128	+24	133	$ \xi \geq 35_\zeta$	1938 [16]
27	384	9	198820	75,84	-7,36	20 50,0	+32 40	0,5	6,35	B3 III	+2	+1	+41	-11	41	$ \xi \geq 35_\zeta$	
28	385	8	193185	75,95	+4,51	20 15,5	+38 05	1,7	7,42	B4,5 Ib	+6	-81	-42	+41	91	$ \pi \geq 35_\pi$	
29	390	8	197419	76,64	-4,17	20 40,4	+35 17	0,8	6,50	B2: e	-2	-51	+50	+4	71	$ \pi \geq 35_\pi$	
30	400	8	198846	77,25	-6,23	20 50,1	+34 28	1,7	7,1	B0 IV	-64	+108	-141	-46	189	$ \theta \geq 35_\theta, \pi \geq 35_\pi$	2046 [16]
31	440	9	193793	80,94	+4,18	20 18,8	+43 42	1,1	6,99	O6 + + WC6	+30	-41	+86	+37	100	$ \xi \geq 35_\zeta, \Delta v_r \geq 36$	1991 [16] 13736 [14]
32	442	9	188209	81,00	+10,09	19 50,5	+46 54	1,3	5,61	O9,5 III	+1	+29	+53	+10	60	$ \Delta v_r \geq 36$	
33	443	9	204819	81,06	-8,08	21 09,1	+36 06	0,8	6,40	B1 Vp	+11	+48	-7	+10	50	$ \xi \geq 35_\zeta$	14724 [14]
34	444	9	188439	81,77	+10,33	19 51,5	+47 41	1,3	6,45	B0,5 IIIp	-55	-24	+32	-49	68	$ \pi \geq 35_\pi$	1908 [16]
35	448	9	195592	82,36	+2,96	20 28,9	+44 09	1,0	7,08	O9,5 Ia	-13	-43	+29	-12	53	$ \Delta v_r \geq 36$	2004 [16]
36	421	10	204472	83,39	-9,95	21 23,7	+36 27	2,1	5,84	B0 Ib	+40	+25	-42	+20	50	$ \pi \geq 35_\pi$	14969 [14]
37	427	10	195965	85,70	+5,00	20 30,8	+48 03	1,3	6,98	B0 V	+20	-3	+96	+26	98	$ \xi \geq 35_\zeta$	2008 [16]
38	428	10	199579	85,70	-0,30	20 54,8	+44 44	1,2	5,96	O6	+40	+21	+57	+10	62	$ \xi \geq 35_\zeta$	2056 [16]
39	433	10	200310	87,46	-0,09	20 59,4	+45 58	0,6	5,43	B4e	+6	+35	-5	+6	36	$ \pi \geq 35_\pi$	2062 [16], 14549 [14]
40	468	12	203374	100,52	+8,63	21 17,9	+61 39	0,9	6,64	B0 IVpe	+26	-53	+30	+12	66	$ \pi \geq 35_\pi$	2093 [16], 14888 [14]
41	489	13	210839	103,83	+2,61	22 09,8	+59 40	0,9	5,05	O6f	-40	-36	-22	-49	58	$ \Delta v_r \geq 36$	
42	507	16	216411	108,04	-0,35	22 49,6	+58 45	2,3	7,20	B4 Ia	+98	-184	+75	-15	220	$ \pi \geq 35_\pi$	2244 [16]
43	530	11	219063	112,57	+3,87	23 10,0	+64 27	0,3	7,22	B5	+37	-12	+42	+28	41	$ \theta \geq 35_\theta$	
44	542	17	224055	116,29	-0,29	23 52,2	+61 34	2,3	7,17	B3 Ia	+164	-193	-4	+8	253	$ \pi \geq 35_\pi$	
45	544	15	224905	116,83	-1,82	23 59,1	+60 11	1,4	8,47	B1 Vn	+118	-136	+71	+12	194	$ \theta \geq 35_\theta, \pi \geq 35_\pi$	
46	549	17	225094	117,63	+1,27	0 00,8	+63 22	2,5	6,24	B3 Ia	+26	-29	+358	+6	360	$ \xi \geq 35_\zeta$	
47	561	15	3950	121,56	-10,51	0 39,8	+52 04	1,0	6,93	B0	-50	-50	-22	-63	74	$ \Delta v_r \geq 35_r$	
48	601	15	11606	131,07	-2,57	1 52,3	+59 02	0,9	7,03	B2e	+19	+36	-6	+40	41	$ \Delta v_r \geq 36$	
49	617	18	13561	134,21	-4,55	2 10,7	+56 16	2,2	8,83	B0,5 V: p	+216	-185	-28	-8	286	$ \pi \geq 35_\pi$	
50	634	18	14443	135,00	-3,59	2 18,4	+56 55	3,2	8,04	B2 Ib	+4	+32	+503	-4	503	$ \xi \geq 35_\zeta$	
51	707	13	30650	161,80	-0,44	4 48,0	+43 30	0,3	7,37	B5n	-17	+43	+37	+36	59	$ \Delta v_r \geq 36$	389 [16]
52	711	11	29866	163,05	-3,29	4 40,7	+40 42	0,1	6,06	B7: e	+21	+35	+2	+39	41	$ \Delta v_r \geq 36$	

Таблица 2 (продолжение)

№ по пор.	Номер звезды по [10]	Номер группы по [10]	Номер звезды по HD	μ II	δ II	$\alpha_{1950,0}$	$\delta_{1950,0}$	r , км/сек	m_p	Sp	Параметры скорости, км/сек				Признак	Двойственность
											θ	π	ζ	Δv_r	v_p	
53	719	16	37657	107,57	+6,78	5 ^h 38 ^m 7	+43°02'	0,8	7 ^m 10	B2 e	-19	+46	+52	+46	72	$ \Delta v_r \geq 36$
54	729	15	34078	172,09	-2,26	5 43,0	+34 15	0,6	5,81	O9,5 V	+144	+61	+46	+62	137	$ \theta \geq 35_\theta, \Delta v_r \geq 35_r$
55	769	13	36576	187,40	-7,84	5 30,6	+48 30	0,3	5,50	B3 ne	+9	+35	-3	+34	36	$ \Delta v_r \geq 36$
56	808	13	44472	196,42	+0,41	6 48,2	+44 44	0,3	7,29	B5	+12	-42	-3	-44	44	$ \Delta v_r \geq 36$
57	809	15	43112	196,49	-1,56	6 12,3	+43 52	0,8	5,81	B1 V	-30	+34	+89	+36	100	$ \Delta v_r \geq 36$
58	920	17	51193	216,87	-0,65	6 53,8	-3 44	1,8	8,4	B1 V: nn	+46	+67	+42	+37	82	$ \Delta v_r \geq 36$
59	950	15	53367	223,72	-1,89	7 02,1	-10 23	0,9	6,97	B0 IV: e	-64	-49	-168	+10	187	$ \zeta \geq 35_\zeta$
60	987	13	54575	229,07	-3,47	7 06,5	-15 51	0,4	8,47	B8 e	+40	-32	-1	-52	51	$ \Delta v_r \geq 35_r$
61	988	16	55538	229,43	-2,42	7 10,5	-15 25	1,4	7,8	B2 III	-87	-106	-85	-14	161	$ \pi \geq 35_\pi$
62	994	16	K123	229,85	-1,30	7 16,0	-15 32	1,5	8,60	B3 III	+57	+90	-126	+33	165	$ \Delta v_r \geq 36$
63	1001	16	59094	231,95	+0,52	7 25,6	-15 39	1,5	8,44	B2 V: ne	-129	-152	+42	-17	204	$ \pi \geq 35_\pi$
64	1032	15	53138	235,56	-8,24	7 00,9	-23 46	1,0	3,04	B3 Ia	-22	+31	+8	+35	39	$ \Delta v_r \geq 36$
65	1041	12	57573	236,54	-4,12	7 48,8	-22 45	0,4	6,60	B3 V	-19	-50	-26	-9	60	$ \pi \geq 35_\pi$
66	1047	15	58978	237,41	-2,99	7 24,9	-22 59	1,0	5,48	B0 IV pe	-23	+24	-27	+35	43	$ \Delta v_r \geq 36$
67	1051	17	57060	237,83	-5,37	7 46,6	-24 28	2,0	4,90	O7 Iv	+54	-9	+13	-46	56	$ \Delta v_r \geq 36$
68	1089	11	69080	250,52	+1,36	8 12,2	-31 59	0,3	6,05	B3	+67	-33	-7	-73	75	$ \theta \geq 35_\theta$
69	1098	11	64503	253,90	-5,92	7 50,9	-38 44	0,3	4,49	B3 IV	+35	-25	-2	+40	43	$ \theta \geq 35_\theta, \Delta v_r \geq 36$
70	1100	16	68450	254,46	-2,01	8 09,2	-37 08	2,6	6,44	O9,5 I	-86	-148	-124	+3	212	$ \pi \geq 35_\pi$
71	1105	11	68982	255,66	-2,26	8 11,5	-38 16	0,5	7,52	B3 V	+9	+26	-72	+3	77	$ \zeta \geq 35_\zeta$
72	1109	12	66814	255,98	-4,71	8 01,8	-39 52	0,7	2,24	O5 f	+65	+41	-41	-44	87	$ \theta \geq 35_\theta, \Delta v_r \geq 36$
73	1126	11	64318	261,09	-10,30	7 49,7	-47 05	0,7	6,54	B3 III	-23	-30	+49	+8	62	$ \zeta \geq 35_\zeta$
74	1142	11	67621	263,54	-8,70	8 05,2	-48 21	0,7	6,34	B3 III	+23	+41	-83	0	96	$ \zeta \geq 35_\zeta$
75	1143	11	72798	263,78	-3,45	8 31,4	-45 35	0,5	6,45	B5 III	+6	+37	-44	+4	58	$ \zeta \geq 35_\zeta$
76	1146	10	69973	264,02	-6,90	8 15,8	-47 46	0,4	6,91	B5 Vn	-5	-26	+41	-2	49	$ \zeta \geq 35_\zeta$
77	1151	12	68451	264,32	-8,48	8 08,8	-48 53	1,4	7,33	B2 III	-12	-72	-35	0	81	$ \pi \geq 35_\pi$

78	1163	41	74234	266,57	-3,87	8 39,3	-48 03	0,7	6,94	B2 V	+3	+12	+83	-10	84	$ \xi \geq 35\pi$
79	1165	40	74455	266,59	-3,62	8 40,6	-47 55	0,3	5,50	B3 Vn	-39	+5	-30	+42	49	$ \xi \geq 35\pi, \xi \geq 35\pi$
80	1166	41	78616	266,79	+1,97	9 05,9	-44 26	0,9	6,78	B1	-43	-22	-36	+8	44	$ \Delta v_r \geq 36$
81	1174	40	79275	268,68	+1,44	9 09,8	-46 23	0,6	5,78	B2 IV	+43	+40	+21	-9	47	$ \xi \geq 35\pi$
82	1188	44	81370	274,39	-1,80	9 21,6	-52 34	3,2	8,8	B0 IV :	-9	-66	-37	-13	76	$ \xi \geq 35\pi$
83	1195	40	83043	246,17	-1,36	9 32,2	-53 25	4,8	8,6	B1 V : pe	+5	+58	+43	+1	61	$ \xi \geq 35\pi$
84	1198	9	88015	276,89	+6,15	10 05,6	-48 01	0,7	6,38	B3 III	+1	+10	+40	+4	41	$ \xi \geq 35\pi$
85	1208	9	89137	279,69	+4,45	10 13,7	-51 00	2,4	7,95	O9,5 V	+6	-126	+160	-10	204	$ \xi \geq 35\pi$
86	1209	9	89587	279,84	+5,19	10 17,1	-50 28	0,6	6,88	B5 III	+43	-51	+22	-6	57	$ \xi \geq 35\pi$
87	1210	10	87380	280,04	+0,66	10 02,1	-54 18	2,9	9,05	B4 IVn	+45	-10	-228	-21	229	$ \xi \geq 35\pi$
88	1212	9	89174	280,24	+3,68	10 13,9	-51 57	1,9	7,97	B4 III	+32	-122	+139	-32	188	$ \xi \geq 35\pi, \xi \geq 35\pi$
89	1223	7	88115	285,33	-5,53	10 06,1	-62 25	2,5	8,4	B4 III	+6	-147	-1	-7	450	$ \xi \geq 35\pi$
90	1227	7	91943	285,81	+0,09	10 33,7	-57 56	2,8	6,71	B0,5 I	-9	-151	+2	+3	152	$ \xi \geq 35\pi$
91	1228	7	91969	285,85	+0,07	10 33,9	-57 58	2,5	6,51	O9,5 I	-14	-182	-95	+11	206	$ \xi \geq 35\pi$
92	1239	7	92206	286,23	-0,17	10 35,5	-58 22	2,0	7,68	O7	+8	-158	+9	+1	159	$ \xi \geq 35\pi$
93	1242	7	92964	287,10	-0,36	10 40,7	-58 57	1,9	5,36	B3 Ia	+1	-120	+32	+9	124	$ \xi \geq 35\pi$
94	1244	7	92275	287,18	+4,51	10 57,0	-54 37	3,2	8,6	O9 V	+54	+341	+53	-16	350	$ \xi \geq 35\pi$
95	1247	7	94909	287,94	+1,93	10 54,1	-57 17	1,9	7,3	B0 Ib	+30	-112	+45	-19	125	$ \xi \geq 35\pi$
96	1250	7	93843	288,25	-0,91	10 46,7	-59 58	2,8	7,46	O6,5	-4	-114	-48	+1	124	$ \xi \geq 35\pi$
97	1262	6	98927	292,36	-0,03	11 20,1	-60 47	2,1	9,09	B1,5 Ve	+12	-158	+51	+7	167	$ \xi \geq 35\pi$
98	1263	6	97522	292,78	-4,32	11 40,2	-64 57	2,4	7,8	B4 Ib-II	-9	-137	-31	+25	141	$ \xi \geq 35\pi$
99	1265	5	100276	293,31	+0,77	11 29,5	-60 20	3,3	7,2	B4 Ib	-23	-217	-44	+15	222	$ \xi \geq 35\pi$
100	1270	6	101131	294,78	-1,63	11 35,5	-63 03	2,1	7,10	O7n	+12	-110	+23	+5	113	$ \xi \geq 35\pi$
101	1274	5	103146	295,97	+0,54	11 50,0	-61 15	2,4	8,39	B4 III	+55	-243	+210	-21	326	$ \xi \geq 35\pi, \xi \geq 35\pi$
102	1281	4	106871	298,47	+4,42	12 14,9	-57 53	3,2	8,7	B0 IV	-59	+197	-99	+36	228	$ \xi \geq 35\pi, \Delta v_r \geq 36$
103	1283	5	106325	298,60	+0,26	12 11,4	-62 01	2,0	8,60	B4 III	+29	-206	-133	+15	247	$ \xi \geq 35\pi$
104	1292	4	109978	301,56	+0,40	12 36,7	-62 10	3,0	8,8	O9 IV	+78	-246	-181	-36	311	$ \xi \geq 35\pi, \Delta v_r \geq 36$
105	1332	3	118969	308,52	-1,40	13 38,7	-63 28	2,9	10,06	B1,5 V	-127	+189	+284	+52	364	$ \Delta v_r \geq 35\pi$

1040 [16]

1074 [16]

1091 [16]

1123 [16]

1115 [16]

Таблица 2 (окончание)

№ по пор.	Номер звезды по [10]	Номер группы	Номер звезды по HD	ι II	δ II	$\alpha_{1950,0}$	$\delta_{1950,0}$	r , кпс	m_p	Sp	Пекулярные скорости, км/сек					Признак	Двойственность
											θ	π	ζ	Δv_r	v_p		
406	1335	7	419459	309° 97'	+5,40	13 ^h 39 ^m 6	-56° 31'	0,7	6 ^m 15	B2 IV	+31	+18	-1	-38	36	$ \Delta v_r \geq 36$	
407	1342	3	422879	312, 26	+1, 78	14 02, 9	-59 29	2, 3	6, 41	B0 I	+25	-185	+164	+71	248	$ \pi \geq 35$, $ \Delta v_r \geq 35_r$	
408	1345	4	427489	313, 86	-3, 54	14 30, 5	-63 59	2, 0	9, 07	B2 Vne	-123	+160	+324	-5	384	$ \zeta \geq 35$, $ \Delta v_r \geq 35_r$	
409	1357	6	435240	319, 69	-2, 91	15 12, 9	-60 46	0, 7	5, 08	O9 V	-76	-64	+13	+89	100	$ \Delta v_r \geq 35_r$	
410	1359	3	435591	320, 13	-2, 65	15 14, 8	-60 19	1, 8	5, 32	O9 I	-20	-69	+41	+62	83	$ \Delta v_r \geq 35_r$	1350 [46]
411	1371	2	444320	328, 58	-2, 35	16 04, 0	-54 59	2, 1	9, 30	B2 Ve	+162	-230	-22	+74	272	$ \pi \geq 35$, $ \Delta v_r \geq 35_r$	
412	1377	3	449729	333, 67	-3, 83	16 35, 4	-52 26	1, 5	9, 11	B2 Vn	+78	-128	+163	+60	222	$ \Delta v_r \geq 35_r$	1458 [46]
413	1382	7	452478	336, 78	-4, 64	16 52, 3	-50 36	0, 5	6, 32	B3 ne	-21	-31	+19	+36	42	$ \Delta v_r \geq 36$	
414	1388	3	449038	339, 38	+2, 52	16 30, 5	-43 56	1, 5	5, 38	B0, 5 Iab	-55	-41	-29	+60	75	$ \Delta v_r \geq 35_r$	
415	1403	3	452234	343, 45	+1, 21	16 50, 5	-41 44	1, 4	5, 3	B0, 5 I	-27	-37	+21	+45	50	$ \Delta v_r \geq 36$	1483 [46]
416	1413	3	452408	344, 09	+1, 49	16 51, 5	-41 04	1, 4	6, 0	O8 Ip	-38	+107	+46	-88	123	$ \Delta v_r \geq 35_r$	
417	1414	2	452723	344, 81	+1, 61	16 53, 4	-40 26	1, 7	7, 10	O6	+87	-69	+161	+41	196	$ \Delta v_r \geq 36$	
418	1422	3	454911	347, 84	+0, 75	17 06, 6	-38 34	1, 6	9, 29	B4, 5 V?e	-35	-38	-52	+44	73	$ \Delta v_r \geq 36$	1519 [46]
419	1424	7	463254	349, 90	-8, 61	17 53, 6	-41 58	0, 3	6, 76	B5 Vn	+25	+41	+11	-44	71	$ \Delta v_r \geq 36$	1592 [46]
420	1430	6	461807	351, 78	-5, 84	17 45, 9	-38 58	0, 5	7, 01	B3 Vn	+64	+19	+22	-44	70	$ \Delta v_r \geq 36$	

Примечания: 1. Звезды № 14, 39, 55, 62, 64 и 66 были отобраны как аномально быстрые до окончательного определения параметров систематического движения нормальных OB-звезд. После вычисления $\langle \theta - \theta_0 \rangle$, $\langle \pi \rangle$ и $\langle \zeta \rangle$ в последнем приближении пекулярные скорости этих звезд оказались на 1–3 км/сек меньше, чем скорости объектов, относимых по нашим критериям к аномально быстрым. Поскольку эта разность гораздо меньше ошибки определения пекулярных скоростей, мы оставили эти звезды в табл. 2.

2. У звезд № 4, 19, 60 и 106 величины $|\Delta v_r|$ превышают, согласно табл. 2, пространственные пекулярные скорости v_p . Но разности $|\Delta v_r| - v_p$ составляют лишь несколько км/сек, и указанное противоречие является чисто формальным, связанным с ошибками определения Δv_r и v_p .

В каталоге [10] содержатся, в частности, 6 звезд, которые Благау [7] относит к аномально быстрым: HD 197419, HD 201910, HD 203064 (68 Cyg), HD 210839 (λ Ser), HD 34078 (AE Aur) и HD 152408. Четыре из них отобраны нами как быстрые, а звезды 68 Cyg и HD 201910 не вошли в табл. 2. Таким образом, можно думать, что примененная процедура позволила выделить примерно $\frac{2}{3}$ аномально быстрых звезд из каталога [10]. Ниже эти оценки будут уточнены.

2. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ АНОМАЛЬНО БЫСТРЫХ ОВ-ЗВЕЗД

Каждый из двух использованных нами способов отбора аномально быстрых объектов имеет свои преимущества и недостатки. Отбор по компонентам пространственных скоростей позволяет выделить эти объекты независимо от направления их пекулярных скоростей, но чувствительность этого метода падает с ростом гелиоцентрического расстояния. Отбор по лучевым скоростям не чувствителен к гелиоцентрическому расстоянию, но не позволяет выделять быстрые объекты, движущиеся в картинной плоскости. Поэтому целесообразно провести статистический анализ 58 звезд, отобранных по лучевым скоростям, и 78 звезд, отобранных по компонентам пространственных скоростей, порознь. Такая раздельная статистика позволяет в некоторых случаях отделить реальные свойства аномально быстрых звезд от эффектов селекции. Поскольку табл. 2 «засорена» нормальными ОВ-звездами, ошибочно отнесенными к аномально быстрым главным образом при отборе по компонентам пространственных скоростей, то статистике быстрых объектов, отобранных по лучевым скоростям, будет придаваться больший вес.

Распределение скоростей быстрых ОВ-звезд по направлениям

Введем следующие обозначения для направляющих косинусов пекулярных скоростей:

$$\gamma_0 = \frac{\theta}{v_p}, \quad \gamma_\pi = \frac{\pi}{v_p}, \quad \gamma_\zeta = \frac{\zeta}{v_p} \quad \text{и} \quad \gamma_r = \frac{\Delta v_r}{v_p}. \quad (3)$$

При сферически симметричном распределении пекулярных скоростей должны иметь место следующие соотношения:

$$\langle \gamma_0 \rangle = \langle \gamma_\pi \rangle = \langle \gamma_\zeta \rangle = \langle \gamma_r \rangle = 0, \quad (4)$$

$$\langle |\gamma_0| \rangle = \langle |\gamma_\pi| \rangle = \langle |\gamma_\zeta| \rangle = \langle |\gamma_r| \rangle = 1/2. \quad (5)$$

В табл. 3 приведены результаты вычисления средних косинусов для отобранных быстрых объектов.

Из двух первых строк табл. 3 следует, что пекулярные скорости быстрых звезд, отобранных по лучевым скоростям, действительно имеют сферически симметричное распределение.

Среди звезд, отобранных как быстрые по компонентам пространственных скоростей, выделяются объекты с большими отрицательными Π -компонентами, что приводит к большой величине $|\langle \gamma_\pi \rangle|$ и малому значению $|\langle \gamma_r \rangle|$. Почти все эти объекты расположены в направлении $l \sim 285^\circ$, где ошибки системы N 30 максимальны [13]. Поэтому в дальнейших оценках мы будем считать истинное распределение пекулярных скоростей быстрых объектов сферически симметричным.

Таблица 3

		γ_0	γ_π	γ_ζ	γ_r
58 звезд, отобранных по Δv_r	$\langle \gamma \rangle$ $\langle \gamma \rangle$	-0,06 0,52	+0,05 0,58	+0,05 0,44	-0,06 0,62
78 звезд, отобранных по θ , π и ζ	$\langle \gamma \rangle$ $\langle \gamma \rangle$	+0,06 0,29	-0,28 0,61	+0,09 0,53	+0,03 0,18
Все 120 звезд из табл. 2	$\langle \gamma \rangle$ $\langle \gamma \rangle$	0,00 0,37	-0,15 0,60	+0,08 0,50	-0,01 0,36

Распределение лучевых скоростей быстрых ОВ-звезд по величине

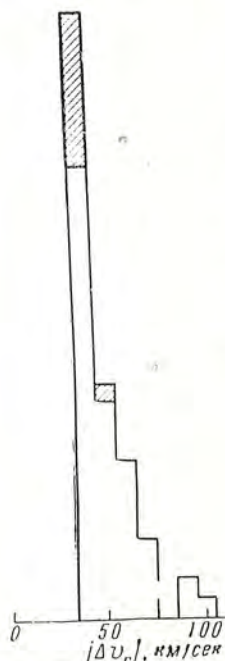
На фиг. 6 изображена гистограмма величин $|\Delta v_r|$ ОВ-звезд, отобранных в табл. 2 по лучевым скоростям. Девять самых медленных из них являются самыми быстрыми объектами в гауссовом распределении нормальных звезд. В интервале от 36 до 45 км/сек таких нормальных звезд должно быть восемь, в интервале от 46 до 55 км/сек — одна. После вычитания этих объектов из гистограммы (на фиг. 6 они заштрихованы) получаем распределение лучевых скоростей anomalously быстрых звезд. Нетрудно убедиться, что это распределение можно представить крылом гауссовой кривой с дисперсией ~ 32 км/сек. Из фиг. 6 следует, что среди быстрых ОВ-звезд, отобранных по лучевым скоростям, чаще всего встречаются объекты с $|\Delta v_r|$ в пределах от 36 до 45 км/сек и $\langle |\Delta v_r| \rangle = 50$ км/сек.

Последняя величина практически совпадает с $\langle |\Delta v_r| \rangle$, найденной Фистом [8] для Магеллановых Облаков (48 км/сек) и для Галактики (49 км/сек). По величине $\langle |\Delta v_r| \rangle$ нетрудно оценить среднюю пространственную скорость anomalously быстрых звезд. Действительно (фиг. 7),

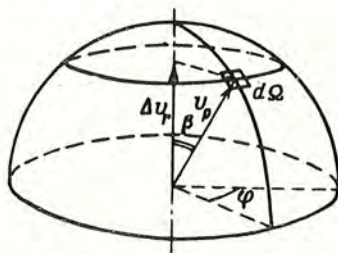
$$\langle |\Delta v_r| \rangle = \langle v_p |\cos \beta| \rangle, \quad (6)$$

где β — угол между лучом зрения и направлением пекулярной пространственной скорости. Поскольку распределение пекулярных скоростей по направлениям изотропно, то

$$\langle |\Delta v_r| \rangle = \langle v_p \rangle \langle |\cos \beta| \rangle. \quad (7)$$



Фиг. 6. Гистограмма пекулярных лучевых скоростей ОВ-звезд из табл. 2, отобранных по лучевым скоростям



Фиг. 7. К оценке средней пространственной скорости anomalously быстрых звезд

Далее

$$\langle |\cos \beta| \rangle = \frac{\int_{\Omega} \cos \beta d\Omega}{\int_{\Omega} d\Omega} = \frac{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\beta_{\max}} \sin \beta \cos \beta d\beta}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\beta_{\max}} \sin \beta d\beta} = \frac{\frac{1}{4} (1 - \cos 2\beta_{\max})}{1 - \cos \beta_{\max}}. \quad (8)$$

Поскольку величина $\langle |\Delta v_r| \rangle = 50$ км/сек получена усреднением лучевых скоростей объектов, отобранных по условию $|\Delta v_r| \geq 36$ км/сек, то

$$\cos \beta_{\max} = \frac{36}{\langle v_p \rangle}, \quad (9)$$

и величина $\langle v_p \rangle$ определяется из уравнения

$$\frac{50}{\langle v_p \rangle} = \frac{\frac{1}{4} \left(1 - \cos 2 \arccos \frac{36}{\langle v_p \rangle} \right)}{1 - \frac{36}{\langle v_p \rangle}}. \quad (10)$$

Решая его, получаем $\langle v_p \rangle = 64$ км/сек. (Фист [8] неправильно оценил $\langle v_p \rangle$ по $\langle |\Delta v_r| \rangle$, полагая, что $\langle v_p \rangle = 2 \langle |\Delta v_r| \rangle$; в действительности последнее соотношение имеет место лишь при $\cos \beta_{\max} = 0$, т. е. когда отбор быстрых объектов производится по критериям, не связанным с величиной Δv_r и позволяющим отбирать быстрые звезды, движущиеся в картинной плоскости неба.)

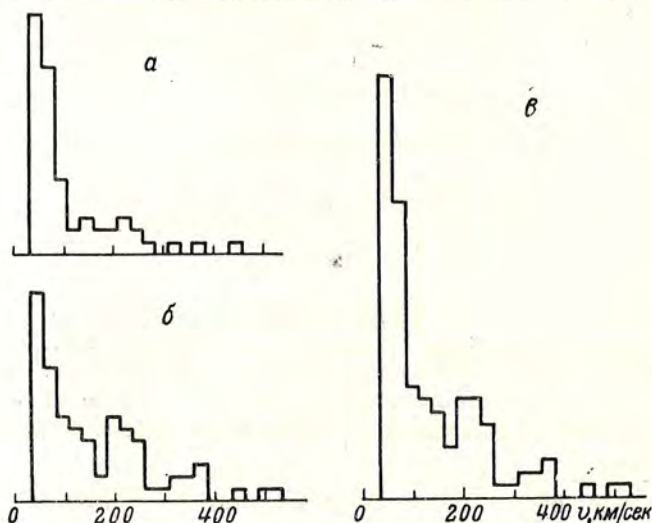
Распределение пространственных скоростей быстрых ОВ-звезд по величине

На фиг. 8 даны гистограммы распределения пространственных скоростей звезд, отобранных в табл. 2. На фиг. 8, а показано распределение скоростей 58 звезд, отобранных по Δv_r , на фиг. 8, б — распределение скоростей 78 звезд, отобранных по θ , π , ζ , и на фиг. 8, в — распределение скоростей всех 120 объектов табл. 2. Величины v_p определяются с точностью до $\pm \sigma_{v_p} = \pm \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_\pi^2 + \sigma_\zeta^2}$; из табл. 1 следует, что даже в самой близкой к Солнцу группе звезд $\sigma_{v_p} = 19$ км/сек и затем эта дисперсия быстро увеличивается с ростом $|R - R_0|$. Поэтому гистограммы построены с интервалом 25 км/сек.

Из фиг. 8, а следует, что большая часть звезд, отобранных по лучевым скоростям, а именно 40 звезд из 58, имеют пространственные скорости в первых трех интервалах, и $\langle v_p \rangle_{40} = 64$ км/сек, что совпадает с величиной $\langle v_p \rangle$, найденной по (10). Но в целом по всей группе $\langle v_p \rangle_{58} = 112$ км/сек. Это расхождение естественно объяснить следующим статистическим эффектом. Как известно, при нахождении среднего модуля некоторой величины по ее отдельным измерениям, выполненным с определенной случайной ошибкой, имеет место систематическое завышение вычисленного модуля относительно истинного, причем разность вычисленного и истинного модулей может достигать величины порядка случайной ошибки измерений. Нетрудно убедиться, что все самые быстрые звезды на гистограмме фиг. 8, а относятся к самым далеким от Солнца группам звезд, где точность определения пространственных скоростей характеризуется случайными ошибками $\sigma_{v_p} > 100$ км/сек, так что несколько звезд с очень большими скоростями, отягощенными большими случайными ошибками, могли заметным образом увеличить $\langle v_p \rangle$. Строго говоря, этот эффект завышает и $\langle |\Delta v_r| \rangle$, но поскольку σ_r существенно меньше, чем σ_{v_p} , то при оценке средней лучевой скорости им можно пренебречь.

Тот же эффект имеет место на следующей гистограмме: $\langle v_p \rangle_{78} = 160$ км/сек. Кроме того, величина $\langle v_p \rangle_{78}$ должна быть завышена относительно

истинной средней скорости из-за двух дополнительных эффектов. Во-первых, как следует из табл. 3, в этой группе звезд распределение пекулярных скоростей не изотропно и компоненты пространственных скоростей систематически больше по абсолютной величине $|\Delta v_r|$. Во-вторых, как отмечалось выше, при отборе быстрых звезд по компонентам пространственных скоростей критерий «3σ» с ростом гелиоцентрических расстояний становится все более и более жестким и среди далеких от Солнца объектов



Фиг. 8. Гистограммы пространственных скоростей ОВ-звезд из табл. 2

можно отобрать лишь самые быстрые звезды; таким образом, если бы величины v_r звезд, отобранных по θ, π и ζ , были свободны от случайных ошибок, то даже в этом случае должно иметь место неравенство $\langle v_r \rangle_{\theta, \pi, \zeta} > \langle v_r \rangle_{\Delta v_r}$.

По-видимому, истинная средняя пекулярная скорость anomalно быстрых ОВ-звезд близка к 70 км/сек. Напомним, что Блаау по пространственным скоростям 19 быстрых объектов получил $\langle v_p \rangle = 87$ км/сек.

Оценка общего числа anomalно быстрых ОВ-звезд

При изотропном распределении пекулярных скоростей anomalно быстрых звезд доля этих объектов, обнаруживаемых по критерию $|\Delta v_r| \geq 36$ км/сек, равна отношению поверхности части полусферы, где $\cos \beta \geq \cos \beta_{\max}$, ко всей поверхности полусферы (см. фиг. 7):

$$\frac{\text{число обнаруживаемых быстрых звезд по критерию } |\Delta v_r| \geq 36 \text{ км/сек}}{\text{общее число быстрых ОВ-звезд}} = \frac{1}{2\pi} \int_{\Omega} d\Omega = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\beta_{\max}} \sin \beta d\beta = 1 - \cos \beta_{\max}. \quad (11)$$

Поскольку по лучевым скоростям отобрано 49 объектов, то общее число anomalно быстрых объектов среди 888 ОВ-звезд при $\langle v_p \rangle = 64$ км/сек должно быть равно

$$N = \frac{49}{1 - \cos \beta_{\max}} = 112. \quad (12)$$

Следовательно, доля anomalно быстрых объектов — 12—13% всех ОВ-звезд. Близость величины N общему числу звезд, отобранных в табл. 2,

означает, что число нормальных звезд, ошибочно отнесенных нами к быстрым, примерно равно числу аномально быстрых звезд, оставшихся не выделенными из списка [10].

Выше мы отмечали, что распределение величин $|\Delta v_r|$ звезд, отобранных как быстрые по лучевым скоростям, можно представить крылом гауссовой кривой. Если предположить, что эта кривая описывает распределение лучевых скоростей всех быстрых звезд, а не только тех, у которых $|\Delta v_r| \geq 36$ км/сек, то можно независимым путем оценить общее число аномально быстрых объектов. Соответствующие вычисления дают $N = 150 \pm 20$. Удовлетворительное согласие этой оценки с результатом (12) означает, что предположение о нормальном распределении лучевых скоростей аномально быстрых ОВ-звезд в первом приближении справедливо.

Распределение аномально быстрых ОВ-звезд по спектральным классам приведено в табл. 4. В группу В1—В5-звезд включены также 14 звезд В6, три В7-звезды и одна В8-звезда, которые оказались в [10].

Таблица 4

Спектральный класс	Общее число звезд	Отобраны как аномально быстрые					
		по Δv_r		по θ, π, ζ		по всем критериям	
		число	%	число	%	число	%
О5 — О9,5	100	14	14	16	16	25	25
В0 — В0,5	123	13	11	17	14	24	19
В1 — В5	665	31	4,7	45	6,8	71	11
О5 — В5	888	58	6,5	78	8,8	120	14

Если считать, что статистика по быстрым звездам, отобранным по лучевым скоростям, наиболее надежна, то полное процентное содержание быстрых звезд должно в 2—2,5 раза превышать процентное содержание, найденное по 58 звездам. Нетрудно убедиться, что между четвертым и восьмым столбцами табл. 4 имеется примерно такое соотношение.

Фист [8] обращает внимание на высокий процент аномально быстрых звезд среди Of-звезд. Каталог [10] содержит семь таких эмиссионных объектов, четыре из них отобраны нами как быстрые. Все эти объекты имеют аномально большие $|\Delta v_r|$, откуда следует формальный вывод, что практически все Of-звезды являются аномально быстрыми. Однако все наши четыре объекта имеют отрицательные лучевые скорости, и это обстоятельство наводит на мысль, что наблюдаемые лучевые скорости соответствуют потокам вещества в атмосферах этих объектов, а не пространственным движениям звезд.

Зависимость средних скоростей аномально быстрых ОВ-звезд от спектральных классов представлена в табл. 5, из которой видно в общем умень-

Таблица 5

Спектральный класс	58 звезд		78 звезд		120 звезд	
	$\langle \Delta v_r \rangle$	$\langle v_p \rangle$	$\langle \Delta v_r \rangle$	$\langle v_p \rangle$	$\langle \Delta v_r \rangle$	$\langle v_p \rangle$
О5 — О9,5	57	155	19	187	35	162
В0 — В0,5	49	121	26	170	33	147
В1 — В5	46	89	17	148	26	121

шение средних скоростей с переходом к звездам более поздних спектральных классов, что противоречит результатам Бלאу. Существенно, что в среднем О-звезды имеют большие гелиоцентрические расстояния, чем В-звезды. Не исключено, что указанный эффект — результат селекции, а не физических различий быстрых О- и В-звезд.

О двойственности аномально быстрых ОВ-звезд

При исследовании двойственности во всякой совокупности звезд необходимо иметь в виду эффект селекции, уменьшающий долю визуально-двойных систем с увеличением гелиоцентрического расстояния. Кроме того, в списки спектрально-двойных звезд часто включаются объекты, у которых обнаружена переменность лучевых скоростей, но нет уверенности, что эта переменность связана с орбитальным движением, а не с процессами в атмосфере звезды. Чтобы уменьшить влияние этих эффектов, мы определяли процент двойных звезд как среди отобранных быстрых объектов, так и в исходном списке ОВ-звезд [10]. Очевидно, отношения соответствующих процентных содержаний двойных систем должны быть меньше искажены указанными эффектами.

В табл. 6 приведены результаты подсчетов двойных систем среди 888 звезд списка [10], среди 120 звезд табл. 2 и среди 58 звезд, отобранных как быстрые по лучевым скоростям. Напомним, что доля аномально быстрых объектов в этих группах звезд составляет 12—13, 60—70 и 85% соответственно. Для сравнения в последней строке табл. 6 дано содержание двойных систем среди 19 аномально быстрых звезд списка Бלאу [7]. При подсчетах двойных систем мы использовали каталоги визуально-двойных звезд Айткена [14] и Росситера [15] и «Библиографию спектрально-двойных звезд» под редакцией Д. Я. Мартынова [16] (см. табл. 2).

Таблица 6

	Визуально-двойные		Спектрально-двойные		Всего кратных систем	
	число	%	число	%	число	%
Среди 888 звезд каталога [10]	136	15	228	26	324	36
Среди 120 звезд табл. 2 . . .	9	8	38	32	43	36
Среди 58 звезд, отобранных как быстрые по лучевым скоростям	3	5	21	36	23	40
Среди 19 звезд списка [7] . .	0	<5	3	16	3	16

Из рассмотрения табл. 6 видно, что, во-первых, с увеличением доли быстрых объектов процент визуально-двойных звезд уменьшается в 2—3 раза, и, во-вторых, около 5% аномально быстрых звезд являются визуально-двойными системами. Среди 19 звезд списка [7], которые в среднем расположены ближе к Солнцу и среди которых, следовательно, можно ожидать больший процент визуально-двойных систем, нет ни одной такой звезды, т. е. доля визуально-двойных звезд в этой группе меньше 5%. По-видимому, можно утверждать, что в обоих случаях статистика дает одинаковый результат: доля визуально-двойных систем среди аномально быстрых ОВ-звезд не превышает нескольких процентов.

Что касается спектрально-двойных звезд, то, как следует из табл. 6, с увеличением доли быстрых объектов процент таких кратных систем немного растет и вдвое превышает процент спектрально-двойных систем среди объектов списка [7]. Несмотря на многочисленность спектрально-двойных систем среди отобранных нами аномально быстрых ОВ-звезд,

нельзя не считаться с возможностью, что все эти объекты в действительности могут быть одиночными звездами с бурными процессами в атмосферах. Если же среди указанных звезд преобладают реальные двойные системы, то сохранение общего процента двойных звезд при уменьшении доли визуально-двойных и при одновременном увеличении доли спектрально-двойных означает, что аномально быстрые двойные ОВ-звезды в среднем более тесные системы, чем нормальные двойные ОВ-звезды.

Таблица 7

	Визуально-двойные		Спектрально-двойные		Всего кратных систем	
	число	%	число	%	число	%
Среди 100 О-звезд каталога [10]	19	19	40	40	49	49
Среди 25 О-звезд табл. 2	3	12	10	40	11	44
Среди 14 О-звезд, отобранных как быстрые по лучевым скоростям	2	14	6	43	7	50
Среди 8 О-звезд списка [7] . . .	0	<12	1	12	1	12

Табл. 7 и 8 аналогичны табл. 6, они дают сведения о двойственности аномально быстрых звезд спектральных классов О и В порознь. Из таблиц видно, что уменьшение доли визуально-двойных звезд среди быстрых

Таблица 8

	Визуально-двойные		Спектрально-двойные		Всего кратных систем	
	число	%	число	%	число	%
Среди 788 В-звезд каталога [10]	117	15	188	24	275	35
Среди 95 В-звезд табл. 2	6	6	28	29	32	34
Среди 44 В-звезд, отобранных как быстрые по лучевым скоростям	1	2	15	34	16	36
Среди 11 В-звезд списка [7] . .	0	<9	2	18	2	18

В-звезд выражено резче, чем среди быстрых О-звезд. Кроме того, процент спектрально-двойных систем и общий процент кратных систем среди быстрых О-звезд выше, чем среди быстрых В-звезд.

3. ПОИСКИ ОБЛАСТЕЙ РОЖДЕНИЯ БЫСТРЫХ ОВ-ЗВЕЗД

Как известно, то обстоятельство, что три аномально быстрые звезды ранних спектральных классов летят из ассоциации Ориона, явилось одним из исходных наблюдательных фактов для гипотезы Блаау. Пространственные движения этих звезд (АЕ Аур, 53 Ари и μ Кол) показывают, что несколько миллионов лет тому назад эти объекты находились в ассоциации Ориона; по-видимому, примерно в ту же эпоху там произошла вспышка сверхновой, и петля Барнарда является остатком оболочки, возникшей при вспышке. Позднее, рассмотрев движения 19 аномально быстрых ОВ-звезд, Блаау [7] нашел определенные ассоциации горячих звезд, из которых вылетают 12 или 13 быстрых звезд его списка. Недавно один из нас [17] обнаружил, что из диффузной туманности NGC 6618, которая морфологически и спектрально весьма сходна с комплексом в Орионе, тоже вылетают звезды ранних спектральных классов с очень большими скоростями. Совокупность идей Блаау и Шкловского, кратко изложенная в начале статьи, дает естественное объяснение связи аномально быстрых ОВ-

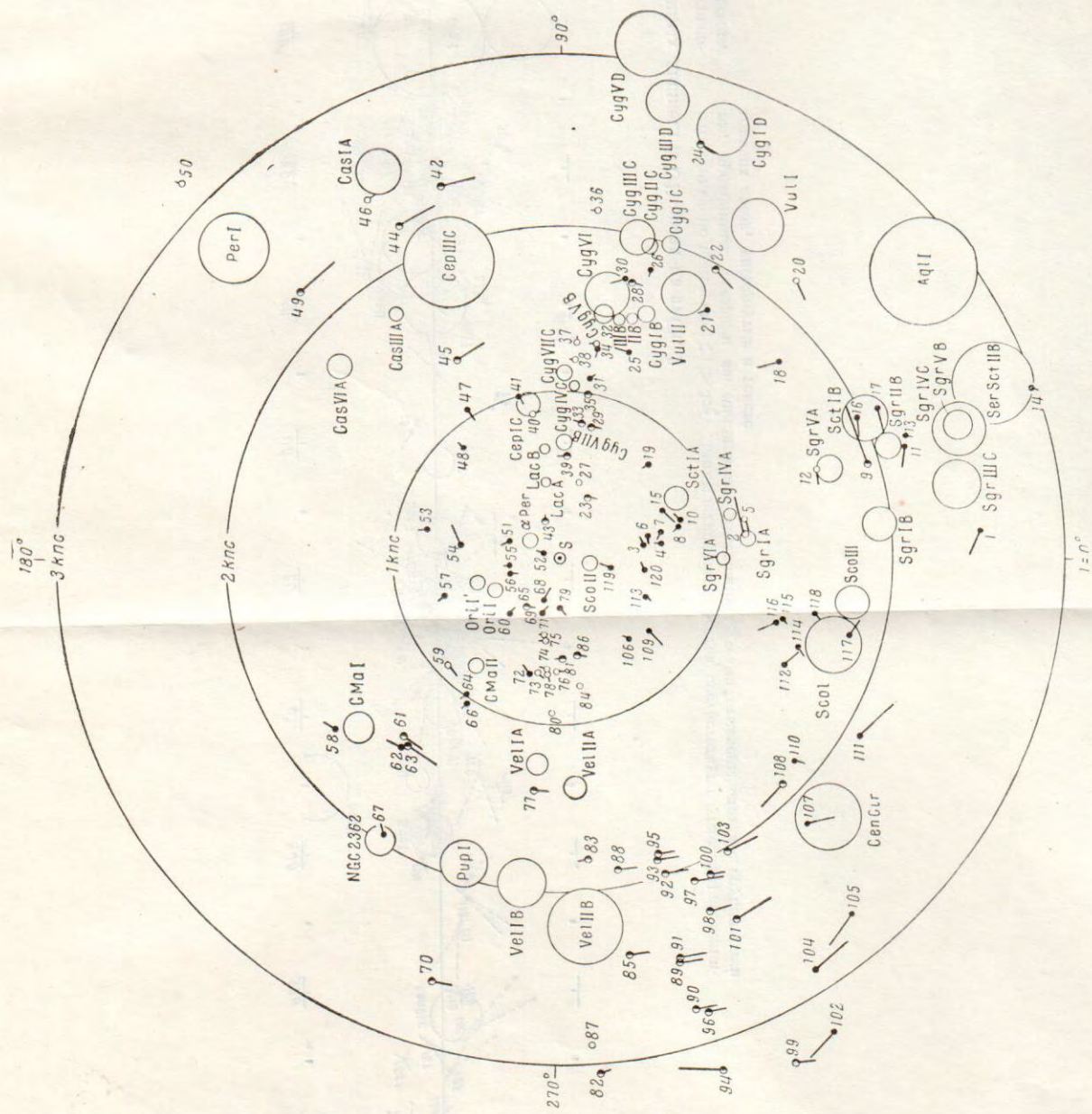
звезд с остатками сверхновых, с ассоциациями горячих звезд и с яркими диффузными туманностями, возбуждаемыми скоплениями ОВ-звезд. Поэтому необходимо рассмотреть движения отобранных нами ОВ-звезд на предмет поисков областей рождения этих аномально быстрых объектов.

Строго говоря, для отыскания областей рождения аномально быстрых ОВ-звезд необходимо вычислить пространственные траектории этих объектов в гравитационном поле Галактики и затем искать пересечения этих траекторий в прошлом с траекториями ОВ-ассоциаций, диффузных туманностей и остатков сверхновых. Именно, таким образом, ван Альбада [18] установил, что быстрая ВЗ-звезда 72 Col летит из ассоциации Sco I. Однако лишь для нескольких аномально быстрых объектов собственные движения известны с точностью, достаточной для столь детальных расчетов. Поэтому, ограничившись областями пространства, которые могли быть пройдены быстрыми звездами в течение последних нескольких миллионов лет, мы пренебрегли градиентами гравитационного поля Галактики и отклонениями от твердотельного вращения системы нормальных ОВ-звезд внутри каждой такой области и искали области «исхода» линейным экстраполированием назад наблюдаемых движений быстрых звезд. Поскольку рассматриваемые нами ОВ-звезды являются самыми быстрыми галактическими объектами, то такое упрощение не вносит, видимо, существенных ошибок.

Поиски областей рождения аномально быстрых ОВ-звезд производились с помощью двух схем: схемы движения звезд в картинной плоскости (фиг. 9) и схемы движения звезд в проекции на основную плоскость Галактики (фиг. 10). На обеих схемах звезды, отобранные как аномально быстрые по лучевым скоростям, изображены черными кружками; звезды, отобранные как быстрые по θ - и π -компонентам пекулярных пространственных скоростей — полузачерненными кружками; звезды, отобранные по ζ -компоненте — светлыми кружками. Стрелки на фиг. 9 построены по $\Delta\mu_l$ и $\Delta\mu_b$ из [10]. Растворы пунктирных «хвостов» соответствуют неопределенности направлений собственных движений и вычислены нами по среднеквадратичным ошибкам $\Delta\mu_\alpha$ и $\Delta\mu_\delta$. (Эти ошибки $\Delta\mu_{\alpha,\delta}$ взяты из тех каталогов собственных движений, которые были использованы в [10]; для нескольких звезд в нашей библиотеке не нашлось соответствующих работ и для них «хвосты» даны одной пунктирной линией.) Стрелки на фиг. 10 построены по величинам θ и π , приведенным в табл. 2; длины их также соответствуют расстояниям, проходимым звездами за миллион лет. Номера около стрелок на обеих схемах соответствуют порядковым номерам табл. 2.

Сведения о различных объектах, заподозренных в генетической связи с аномально быстрыми ОВ-звездами, взяты из следующих источников. Координаты, угловые размеры и описания остатков сверхновых взяты из работ [9, 19—22]. Положения в пространстве и размеры группировок горячих звезд взяты из [23] и из подготовительных материалов к этой работе, предоставленных нам И. М. Копыловым. При рассмотрении диффузных туманностей как возможных областей рождения быстрых ОВ-звезд мы использовали Паломарский атлас, Атлас диффузных газовых туманностей [24], Атлас южного неба [25], статьи [26, 27], а также фототеку и архивы Г. А. Шайна.

При поисках областей рождения аномально быстрых ОВ-звезд наибольшая неопределенность связана с неуверенностью в расстояниях до различных галактических объектов. Точность определения расстояний до отдельных звезд по спектроскопическому параллаксу обычно не лучше 30%. Расстояния до скоплений ОВ-звезд и диффузных туманностей, связанных с такими скоплениями, определяются несколько точнее. Расстояния до нетепловых радиоисточников — остатков вспышек сверхновых, которые в большинстве случаев определяются по формуле Шкловского—



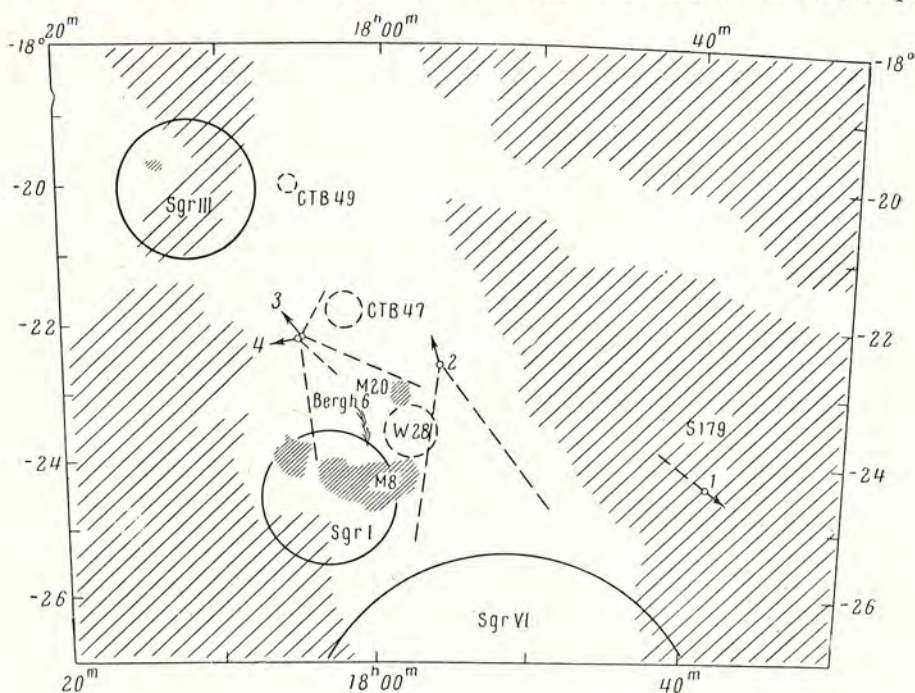
Фиг. 10. Схема пространственных движений OB-звезд из табл. 2 в проекции на основную плоскость Галактики

Черными кружками отмечены звезды, отобранные по критерию $|\Delta P_1| \geq 36$ км/сек, полуэллиптическими кружками — звезды, отобранные по критерию $|\theta, \pi| \geq 34.9^\circ$ светлыми кружками — звезды, отобранные по критерию $|\xi| \geq 36^\circ$

Большими кружками отмечены пространственные группировки горячих звезд, упомянутые в тексте

7.34 смб. 216+

Харриса [19], известны с точностью до множителя 1,5. В результате такой неопределенности в некоторых случаях не удается решить, с каким из нескольких галактических объектов, расположенных в подходящем направлении на небесной сфере, связана генетически аномально быстрая



Фиг. 11. Схема собственных движений звезд № 1—4

Длины штриховых хвостов соответствуют угловым расстояниям, проходимым звездами за 200 тыс. лет. Редкой штриховкой отмечены протяженные эмиссионные поля и звездные облака Млечного Пути, густой штриховкой — яркие диффузные туманности

звезда; и наоборот, если нетепловой радиоисточник расположен на небесной сфере в подходящем месте, чтобы рассматривать его как область рождения двух (или более) аномально быстрых звезд, расстояния до которых определенно различны, то не всегда можно решить, с какой именно звездой может быть связан рассматриваемый объект.

Ниже приводятся результаты поисков областей рождения аномально быстрых ОВ-звезд, перечисленных в табл. 2.

Звезда № 1 (фиг. 14) проектируется на обширную эмиссионную туманность S 179; расстояние до туманности и ее возбуждающий центр не известны. Собственное движение звезды определено очень неуверенно: ошибки $|\Delta \mu_{\alpha, \delta}|$ превосходят величины $|\mu_{\alpha, \delta}|$, поэтому на фиг. 9 и 11 «хвост» звезды дан одной штриховой линией. По-видимому, эта звезда летит из одной из пространственных группировок горячих звезд в Стрельце (Sgr IB, Sgr IIC, Sgr IVC или Sgr VB).

Звезда № 2 летит, вероятно, из пространственной группировки горячих звезд Sgr IA или Sgr VIA (фиг. 11). Кроме того, она может быть связана с нетепловым радиоисточником W 28 [28, 29]. Расстояние до W 28 (= CTB 45 = M 17—2 I) можно оценить по формуле Шкловского — Харриса [19]

$$r = (10^{10} \cdot 2,5^{\beta} s^{-1} \phi^{-\beta})^{\frac{1}{\beta+2}}, \quad (13)$$

где $\beta = 2 + 4\alpha$, α — спектральный индекс радиоисточника (в смысле $F_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$), s — плотность потока радиоизлучения на частоте 960 МГц в еди-

ницах $10^{-26} \text{ см/м}^2 \cdot \text{гц}$, ϕ — угловой радиус источника в радианах. Согласно [22, 30], $s_{W 28} = 240$, угловой размер радиоисточника — 0,2 квадратных градуса и $\alpha = 0,35$. Следовательно, $r_{W 28} = 1500 \text{ пс}$. Расстояние до звезды № 2 — 1100 пс [10]. Если эти объекты действительно связаны генетически, то кинематический возраст звезды составляет 50—100 тыс. лет.

Звезда № 3 (фиг. 11) 200 тыс. лет тому назад находилась в области неба, где сейчас видна система тонких эмиссионных волокон Bergh 6 [21], расстояние до которых не известно. Собственное движение звезды таково, что возникает подозрение, не летит ли она из скопления NGC 6530 (и диффузной туманности NGC 6523 = M 8), или из пространственной группировки горячих звезд Sgr I или Sgr VI, или из W 28; но расстояние до звезды в 2—3 раза меньше, чем до всех этих объектов.

Звезда № 4 (фиг. 11), судя по ее собственному движению, может быть связана с группировкой горячих звезд Sgr I, с нетепловым радиоисточником W 28 или с радиоисточником СТВ 47. Но расстояние до этой звезды в 2—3 раза меньше, чем до Sgr I и W 28. Что же касается СТВ 47, то нет сведений о его спектральном индексе, поэтому нельзя воспользоваться формулой (13). Если принять $\alpha(\text{СТВ 47}) = \alpha(W 28)$, то и расстояния до радиоисточников окажутся сходными, так как их поверхностные яркости и угловые размеры достаточно близки.

Звезда № 8 летит, видимо, из пространственной группировки горячих звезд Sgr IVA. Судя по фиг. 10, кинематический возраст звезды составляет 6—8 млн. лет.

Звезды № 9, 11 и 12 (фиг. 12) летят из области пространства, где находятся скопления горячих звезд NGC 6604 и NGC 6611 и связанные с ними эмиссионные туманности. Кроме того, звезда № 12 проектируется на слабую эмиссионную туманность S 197.

Звезда № 13 летит из пространственной группировки горячих звезд Sgr IIB или Sgr VAB.

Звезда № 15 летит из пространственной группировки горячих звезд Sct IA.

Звезды № 16 и 17 пространственно близки к группировке горячих звезд Sct IB, но собственные движения этих быстрых объектов заставляют сомневаться в их генетической связи с указанной группировкой.

Звезда № 18 около 5 млн. лет тому назад вылетела, вероятно, из пространственной группировки горячих звезд Aql I.

Звезда № 20 летит, по-видимому, из пространственной группировки горячих звезд Vul I.

Звезда № 21, возможно, летит из пространственной группировки горячих звезд Vul I. Несколько сот тысяч лет тому назад звезда могла находиться в области неба, где сейчас видно очень слабое и размытое эмиссионное кольцо диаметром 2° с координатами центра $19^h 52^m$, $+26^\circ$.

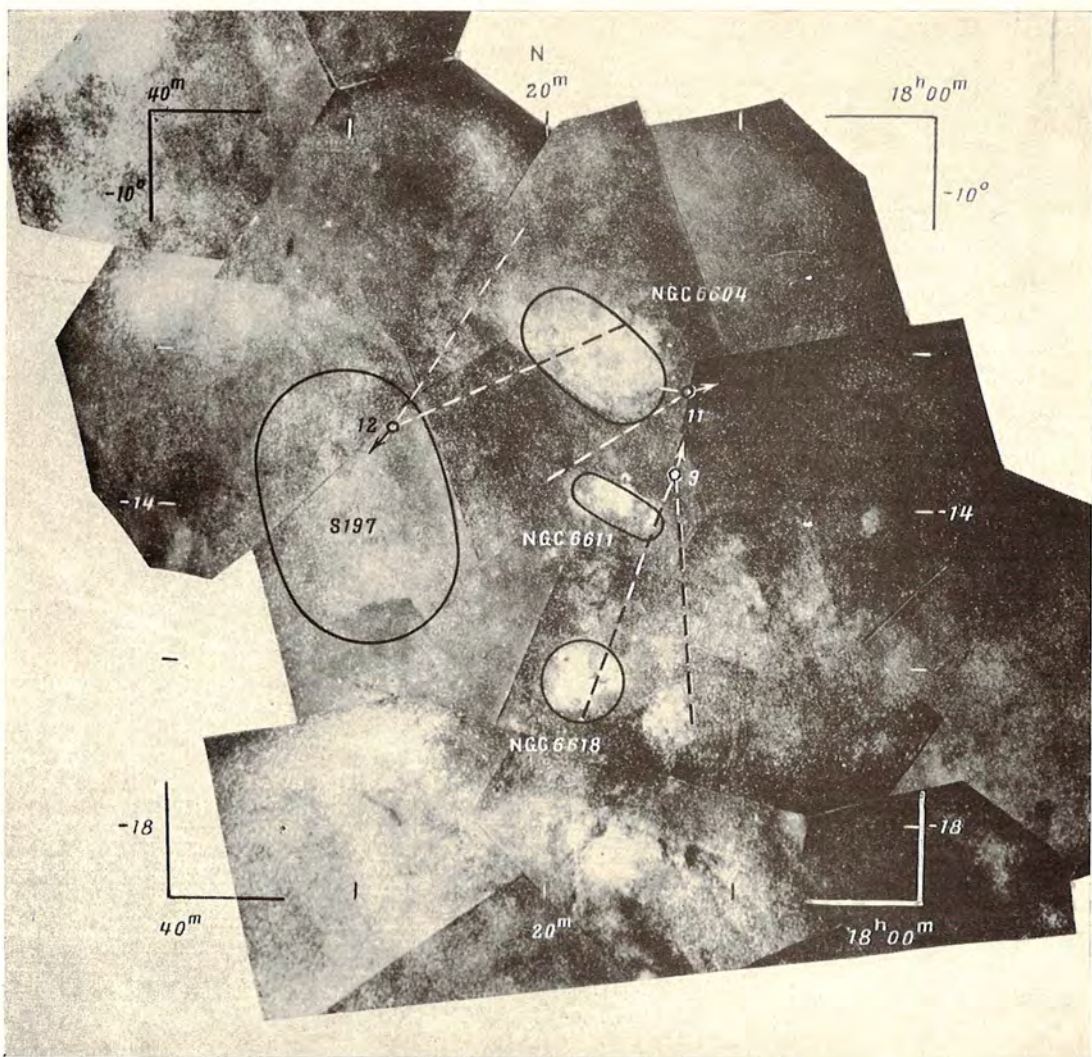
Звезда № 22 летит из пространственной группировки горячих звезд Vul I или Vul II и около полумиллиона лет тому назад была вблизи упомянутого выше эмиссионного кольца.

Звезда № 24 принадлежит пространственной группировке горячих звезд Cyg ID или летит из Cyg IID или Cyg VD.

Звезда № 25 видна в направлении на змеевидные эмиссионные туманности S 47, S 50, S 205 и, по-видимому, летит из пространственной группировки горячих звезд Cyg IB (фиг. 13).

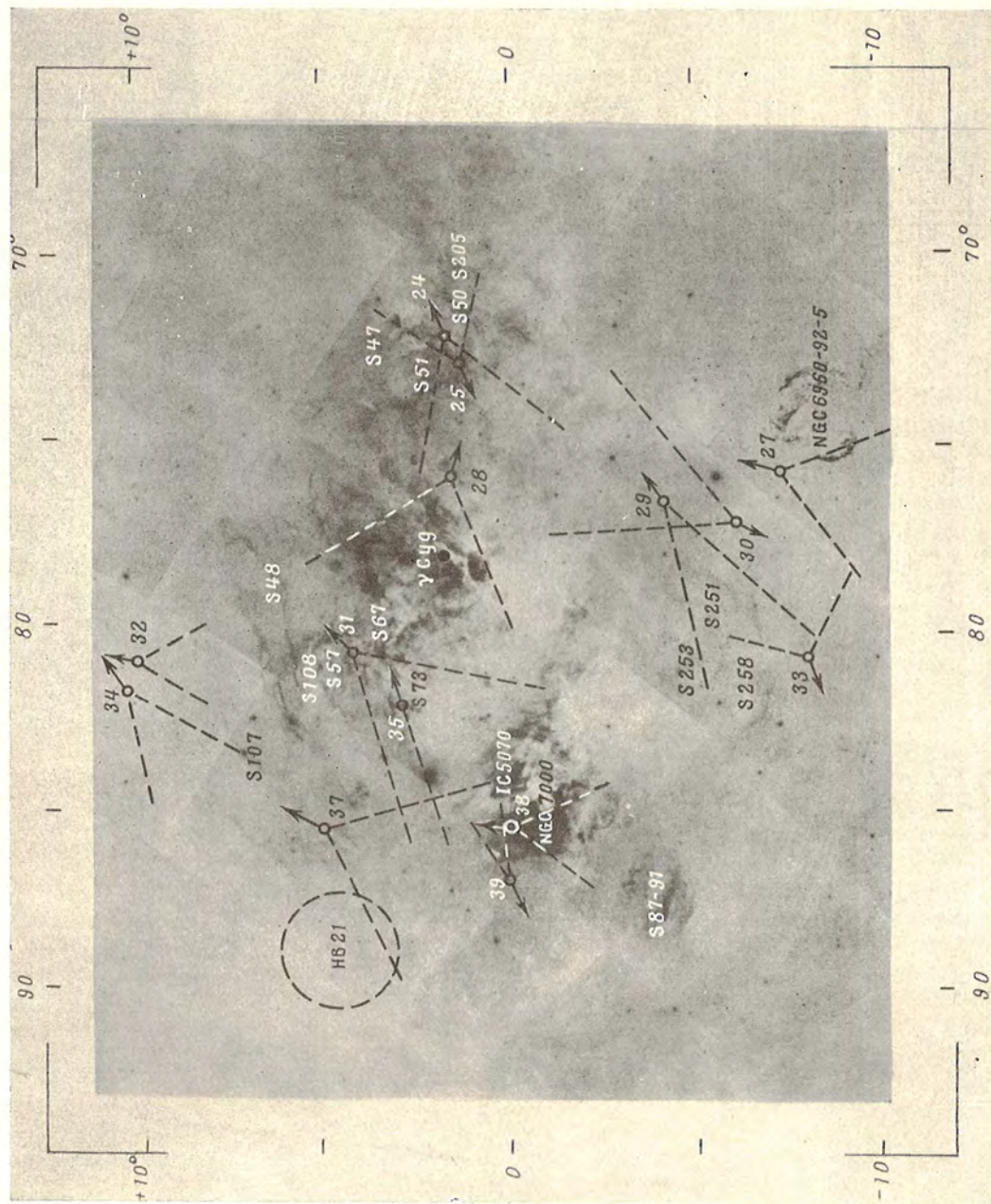
Звезда № 27, судя по ее собственному движению и положению в пространстве, может быть генетически связана с Петлей в Лебеде (фиг. 13). Тогда кинематический возраст звезды $(0,3 \div 1,5) \cdot 10^6$ лет.

Звезда № 28 (фиг. 13) находится в области неба около γ Cyg, чрезвычайно богатой эмиссионными туманностями различной структуры и может быть генетически связана с пространственными группировками горячих звезд Cyg VB, Cyg VI, Cyg IIIB, Cyg IIB.



Фиг. 12. Схема собственных движений звезд № 9, 11, 12

Длины штриховых хвостов соответствуют угловым расстояниям, проходимым звездами за 200 тыс. лет



Фиг. 13. Схема собственных движений звезд № 24, 25, 27—35, 37—39

Длины штриховых хвостов соответствуют угловым расстояниям, пройденным звездами за миллион лет (в отличие от всех других схем здесь дана сетка галактических координат)

Звезды № 29 и 33 находятся на одинаковом расстоянии от Солнца и летят в противоположные стороны из области неба, где видны многочисленные змеевидные эмиссионные туманности S 251, S 253, S 258 (фиг. 13). Кинематический возраст разлета звезд из общего центра — около 1 млн. лет. Блау [7] считает, что звезда № 29 10 млн. лет тому назад вылетела из группировки горячих звезд Лас I.

Звезда № 30 (фиг. 13) может быть генетически связана с пространственными группировками горячих звезд Cyg IIIC, Cyg IBC, Vul II, Cyg IIIC и летит из области неба около γ Cyg, богатой эмиссионными туманностями различной структуры.

Звезда № 31 (фиг. 13) проектируется на волокнистые туманности S 67, S 73 и может быть связана генетически с комплексом диффузных туманностей NGC 7000— IC 5070. Кроме того, судя по собственному движению звезды, она может быть связана с диффузной туманностью S 87— S 91, которая по структуре напоминает остатки сверхновой, но расстояние до которой не известно. Звезда № 31 может быть генетически связана также с пространственными группировками горячих звезд Cyg IVC или Cyg VIIC.

Звезда № 32 (фиг. 13), судя по ее собственному движению, летит из центра кривизны волокнистых эмиссионных туманностей S 48, S 107, S 108, S 57. По-видимому, эта звезда генетически связана с пространственной группировкой горячих звезд Cyg VB.

Звезда № 34, как показывают ее собственное движение и положение в пространстве (фиг. 13), может быть связана генетически с нетепловым радиоисточником НВ 21. При этом кинематический возраст звезды составит приблизительно 2 млн. лет, а радиоисточник НВ 21 имеет весьма малый спектральный индекс, что свидетельствует о его большом возрасте. Возможна также генетическая связь звезды № 34 с относительно старой диффузной туманностью IC 1396 (в этом случае кинематический возраст звезды 5—6 млн. лет) или с волокнистой туманностью S 86, которая весьма напоминает остатки сверхновой. Правда, туманность S 86 не обнаруживается в радиоизлучении, и расстояние до нее не известно, а угловое расстояние от звезды до S 86 столь же велико, как и до IC 1396.

Звезда № 35 близка в пространстве к звезде № 31 и имеет сходное с ней собственное движение. Звезда № 35 может быть связана генетически с пространственной группировкой горячих звезд Cyg VIIC или с диффузной туманностью IC 1396 (в последнем случае кинематический возраст этой 09,5 Ia-звезды составит около 3 млн. лет).

Звезда № 37 по месту и времени «рождения» может быть близнецом звезды № 31: она летит из пространственной группировки горячих звезд Cyg VIIC и, по-видимому, генетически связана с комплексом диффузных туманностей NGC 7000— IC 5070 (фиг. 13).

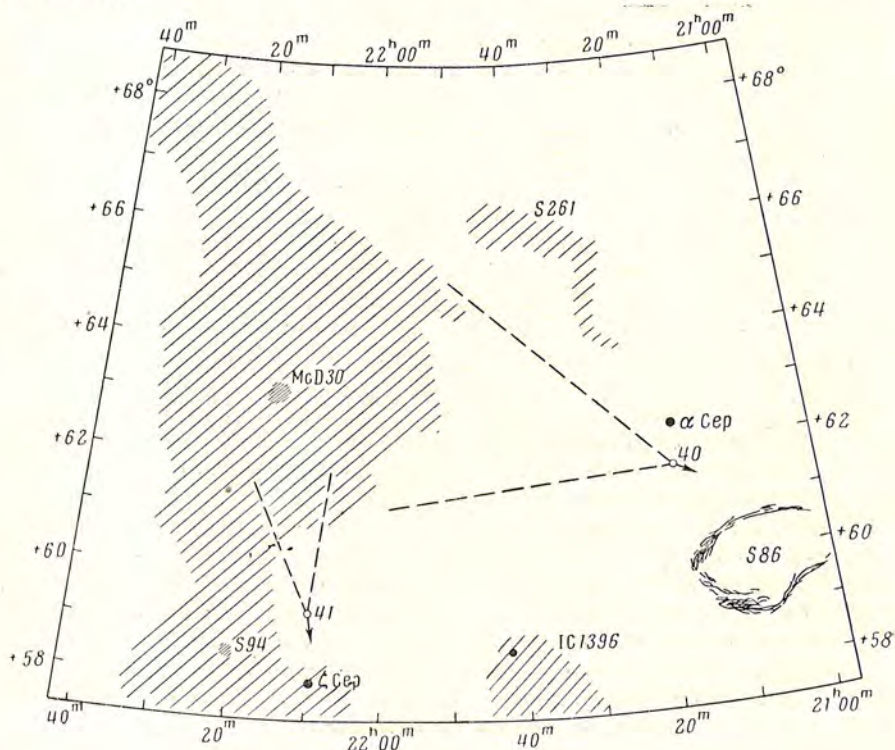
Звезда № 38 (фиг. 13) является возбуждающей звездой северной части туманности NGC 7000 и может быть генетически связана с S 87— S 91 либо с возбуждающим центром комплекса NGC 7000— IC 5070. Не исключено, что звезда № 38, как и аномально быстрая звезда AE Aur, возбуждающая эмиссионную туманность IC 405 [31], не имеет генетической связи с ионизованным ею межзвездным газом.

Звезда № 39 (фиг. 13) может быть генетически связана с возбуждающим центром комплекса туманностей NGC 7000— IC 5070 или с пространственной группировкой горячих звезд Cyg VIIB.

Звезды № 40 и 41 могут быть близнецами, «рожденными» 1,5 млн. лет тому назад в области неба, где сейчас видно слабое эмиссионное поле (фиг. 14). Возможна также их генетическая связь с пространственной группировкой горячих звезд Ser IC.

Звезда № 42 (фиг. 15) может быть генетически связана с системой эмиссионных туманностей S 13, S 14, S 16, которые по внешнему виду

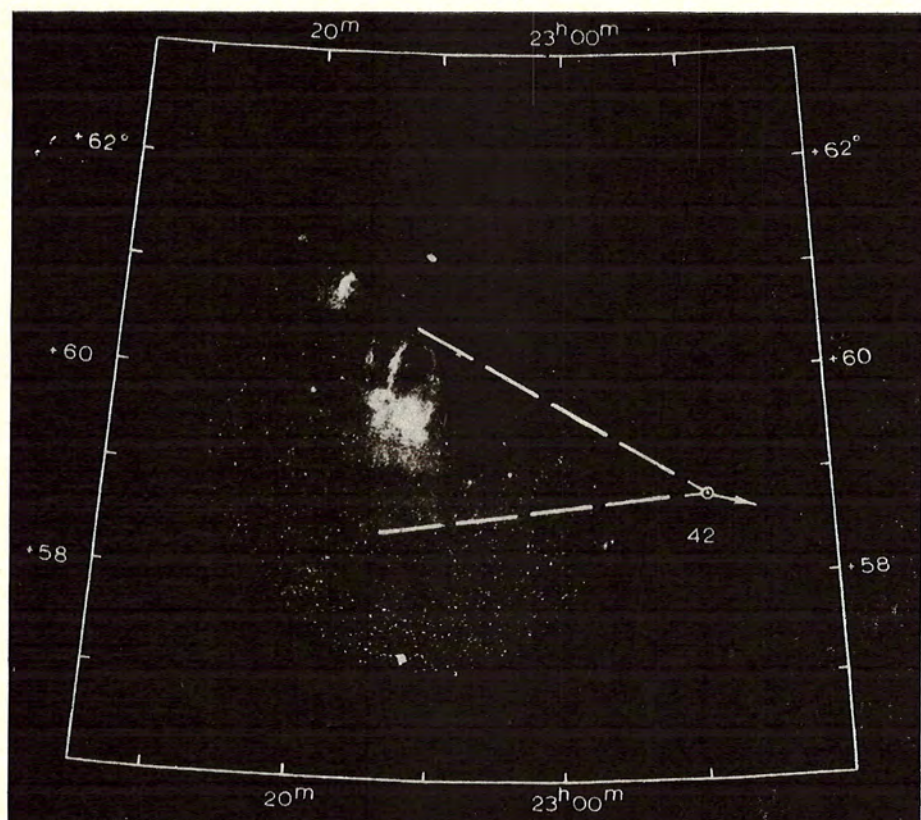
весьма напоминают остатки сверхновой. Если это так, то кинематический возраст звезды № 42 составляет около полумиллиона лет. Возможна также генетическая связь этой звезды с группировками горячих звезд Сер Пис или Cas IA.



Фиг. 14. Схема собственных движений звезд № 40 и 41

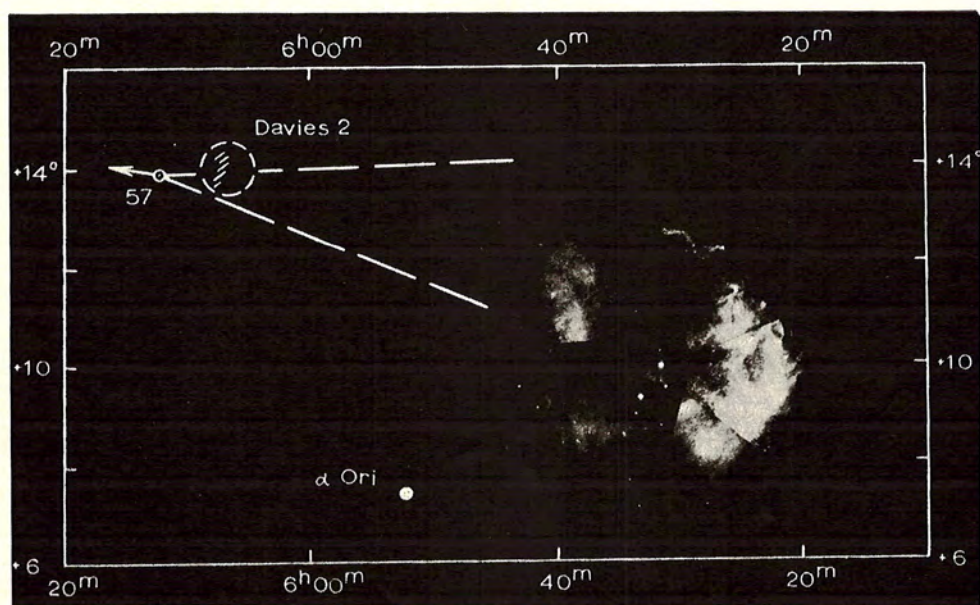
Штриховкой отмечены протяженные эмиссионные области. Длины штриховых хвостов соответствуют угловым расстояниям, проходимым звездами за миллион лет

Звезды № 44 и 46, судя по их собственным движениям (фиг. 16), являются близнецами, родившимися около $2 \cdot 10^5$ лет тому назад в области неба, где сейчас видны тонкие эмиссионные волокна Bergh 9 [21] и где находится довольно сильный нетепловой радиоисточник СТВ 1 [22]. Весьма вероятно, что объекты Bergh 9 и СТВ 1 связаны со вспышкой сверхновой. К сожалению, спектральный индекс СТВ 1 не известен, и расстояние до радиоисточника определить по формуле (13) непосредственно не удастся. Тем не менее можно привести аргументы в пользу весьма вероятной пространственной близости звезд № 44 и 46 и указанных остатков вспышки сверхновой. Действительно, допустим, что расстояние до СТВ 1, как и до этих звезд, составляет $2,4 \text{ кпс}$; тогда линейный размер радиоисточника равен 40 пс . Согласно [19], при таком линейном размере спектральный индекс радиоисточника должен быть близок к нулю. Полагая $\alpha(\text{СТВ } 1) = 0$ и используя данные о яркости и угловом размере источника [22], получаем по формуле (13) расстояние $r_{\text{СТВ } 1} = 2 \text{ кпс}$ — величину, практически совпадающую с принятой выше. Заметим, что объект Bergh 9 + СТВ 1 оказывается в таком случае весьма сходным с Петлей в Лебеде: по возрасту ($\sim 10^5$ лет), по линейным размерам (несколько десятков парсек), по поверхностной яркости ($\sim 50 \cdot 10^{-26} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц} \cdot \text{кв. градус}$), по спектральному индексу ($\alpha \approx 0$) — в дополнение к сходству волокнистых эмиссионных систем.



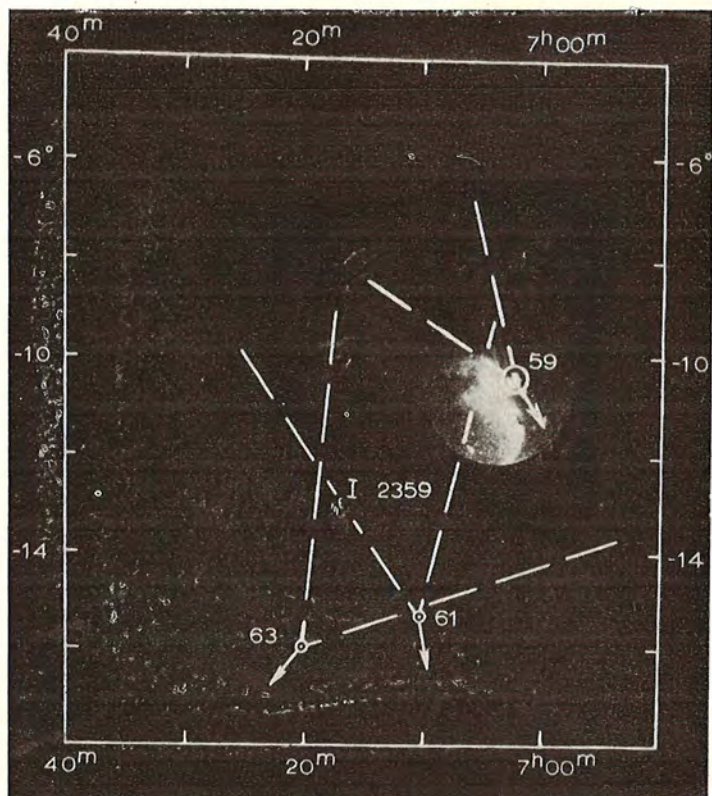
Фиг. 15. Схема собственного движения звезды № 42

Длина штрихового хвоста соответствует угловому расстоянию, проходимому звездой за 500 тыс. лет



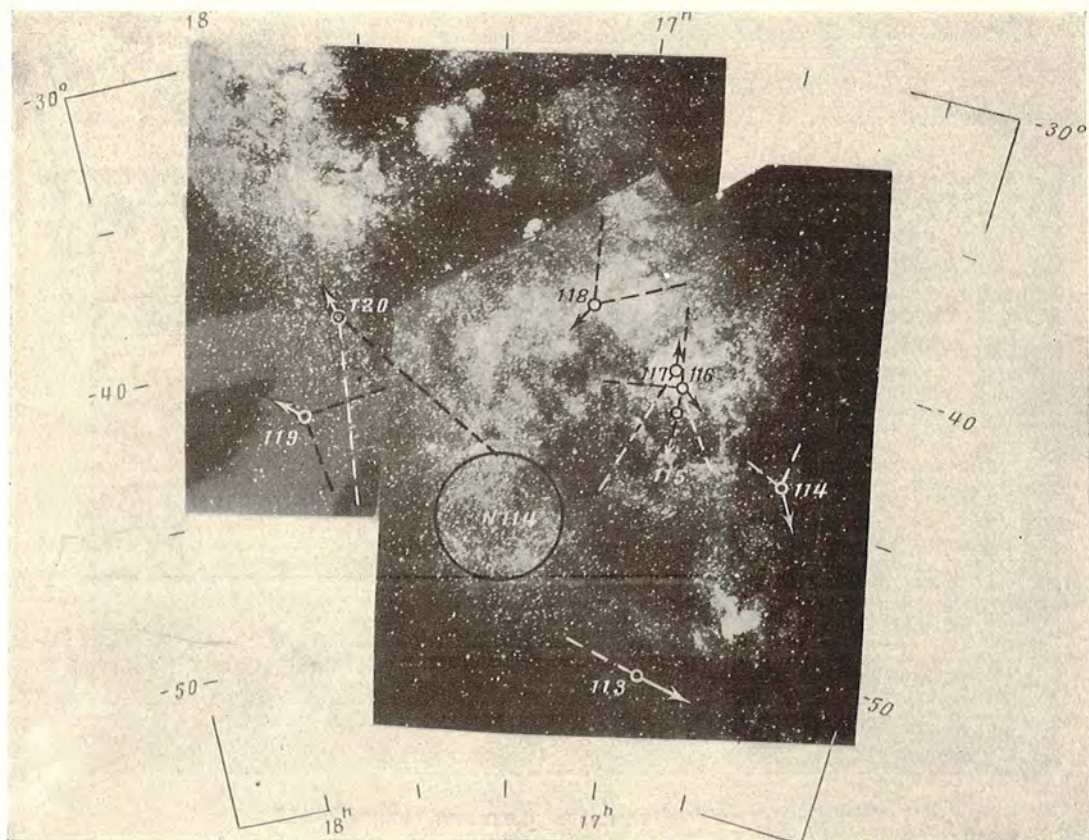
Фиг. 18. Схема собственного движения звезды № 57

Длина штрихового хвоста соответствует угловому расстоянию, проходимому звездой за миллион лет



Фиг. 19. Схема собственных движений звезд № 59, 61 и 63

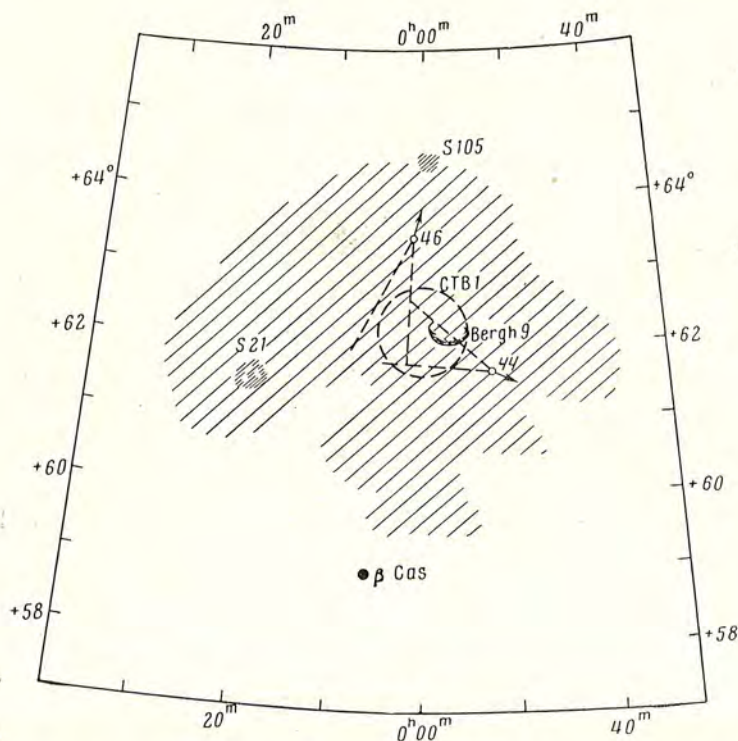
Длины штриховых хвостов соответствуют угловым расстояниям, проходимым звездой № 59 за 300 тыс. лет, и звездами № 61 и 63 — за миллион лет



Фиг. 20. Схема собственных движений звезд № 113—120

Длины штриховых хвостов соответствуют угловым расстояниям, проходимым звездами за миллион лет

Звезды № 45 и 47, судя по их собственным движениям, 1—2 млн. лет тому назад могли быть видны в направлении, где сейчас находится диффузная эмиссионная туманность NGC 281, или там, где сейчас видна система тонких эмиссионных волокон S 22. Однако генетическая связь этих объектов маловероятна: S 22 выглядит как сравнительно молодой остаток оболочки сверхновой, а NGC 281 расположена в 3 раза дальше от Солнца, чем эти звезды. Более вероятно, что звезда № 47 10^7 лет тому



Фиг. 16. Схема собственных движений звезд № 44 и 46

Штриховкой отмечена слабая эмиссионная область. Длины штриховых хвостов соответствуют угловым расстояниям, проходимым звездами за 200 тыс. лет

назад вылетела из пространственной группировки горячих звезд Cas IIIA или Cas VIA.

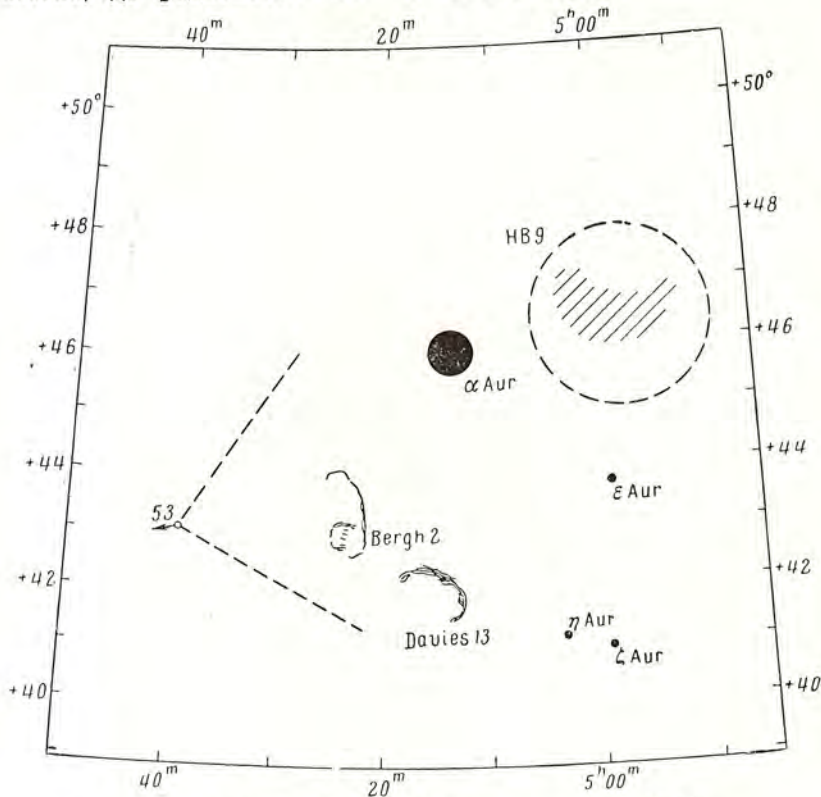
Звезды № 49 и 50 принадлежат пространственной группировке горячих звезд Per I.

Звезда № 51 летит из пространственной группировки горячих звезд α Per, ее кинематический возраст — около 1,6 млн. лет. Около $7 \cdot 10^5$ лет тому назад звезда № 51 была видна на небе вблизи радиоисточников НВ 8 и СТВ 13. Однако генетическая связь этих объектов маловероятна: расстояние до НВ 8 по оценке [9] составляет 1200 *пс*, расстояние до СТВ 13, оцененное по формуле (13) в предположении $\alpha = 0$ (радиоисточник должен быть весьма старым и, следовательно, иметь малый спектральный индекс, чтобы быть связанным с этой звездой), составляет 800 *пс*, тогда как до звезды 300 *пс*.

Звезда № 52 около 5 млн. лет тому назад могла вылететь из пространственной группировки горячих звезд Sco II.

Звезда № 53 (фиг. 17) 1—2 млн. лет тому назад могла быть видна на небе, где сейчас находятся тонковолокнистые эмиссионные системы Bergh 2

[21], Davies 13 [20]¹ и протяженный нетепловой радиоисточник НВ 9, спектральный индекс которого свидетельствует о большом возрасте этого объекта. Расстояние до звезды — 800 пс, до волокнистых туманностей — не известно, до радиоисточника — 1–2 кпс [19].



Фиг. 17. Схема собственного движения звезды № 53

Длина штрихового хвоста соответствует угловому расстоянию, проходимому звездой за миллион лет

Звезда № 54 ($\equiv$ AE Aur) летит из пространственной группировки горячих звезд Ori I или Ori I' и, по-видимому, связана генетически с эмиссионной системой S 157.

Звезда № 57 (фиг. 18) летит, вероятно, из пространственной группировки горячих звезд Ori I', с которой связана система эмиссионных туманностей S 157 вокруг λ и ϕ Ori, напоминающая Петлю Барнарда. Если это так, то кинематический возраст звезды № 57 — несколько миллионов лет. Кроме того, звезда может быть связана с нетепловым радиоисточником Davies 2 [20]; в этом случае ее кинематический возраст не превосходит $2 \cdot 10^5$ лет. Оптические и радиоданные о Davies 2 столь скудны, что не позволяют сделать каких-либо заключений о возрасте и расстоянии до этого радиоисточника.

Звезда № 59 (фиг. 19) является возбуждающей звездой диффузной туманности S 18. Возможно, что как и в случае звезд № 38 и 54, здесь имеет место случайная, а не генетическая связь горячей звезды с ионизованным ею межзвездным газом.

Звезда № 60 летит, по-видимому, из пространственной группировки горячих звезд СМа II и имеет кинематический возраст 6–8 млн. лет.

¹ Дэвис не дает никаких обозначений обнаруженным радиоисточникам. Для удобства ссылок мы занумеровали все объекты, упомянутые в [20], в порядке их перечисления от 1 до 13.

Звезды № 61 и 63 (фиг. 19) являются, видимо, близнецами, которые «родились» несколько сот тысяч лет тому назад и генетически связаны с большой волокнистой туманностью S 172, S 173, S 174. Недалеко от центра кривизны этой волокнистой дуги видна система тонких и резких эмиссионных волокон IC 2359. Кроме того, возможна генетическая связь этих звезд с пространственной группировкой горячих звезд Сма I.

Звезда № 67 летит из скопления NGC 2362.

Звезды № 68—83 находятся в области неба, где луч зрения идет вдоль галактического рукава. В этом направлении, как и в области Лебедя, имеются протяженные волокнистые структуры, образующие эмиссионное кольцо диаметром до 30° , и группировки горячих звезд Vel I, Vel II, Pup I. Расстояния до эмиссионных туманностей не известны, до группировок горячих звезд — определены неуверенно, поэтому трудно сделать какие-либо определенные выводы о генетических связях этих быстрых ОВ-звезд. Наиболее правдоподобным представляется предположение о генетической связи звезды № 72 или звезды № 77 с радиоисточником Pup A и звезды № 75 с нетепловым радиоисточником Vel XYZ.

Звезды № 85 и 88 летят, по-видимому, из пространственной группировки горячих звезд Vel IIb.

Звезды № 89—105, 107 и 108 находятся в группе далеких ОВ-звезд, летят, согласно фиг. 10, почти все в одном направлении и, как отмечалось выше, отнесены к аномально быстрым объектам из-за заметной ошибки системы собственных движений N 30 в области южных звезд с $\delta \approx -60^\circ$.

Звезда № 109 около 5 млн. лет тому назад вылетела, вероятно, из пространственной группировки горячих звезд Sco II и может быть близнецом звезды № 52.

Звезда № 111 летит, видимо, из группировки горячих звезд Cen—Cir.

Звезды № 113, 119 и 120 (фиг. 20) находятся на одинаковом расстоянии от Солнца и, судя по их собственным движениям, несколько миллионов лет тому назад могли разлететься из области, где сейчас наблюдается тонковолокнистая эмиссионная система типа S 147, обозначенная в атласе [25] номером 114. В этом же направлении на небе находится радиоисточник M 17-4 6.

Звезды № 114—117 (фиг. 20) связаны с пространственной группировкой горячих звезд Sco I и с яркой диффузной туманностью сложной структуры IC 4628.

Звезда № 118 может быть связана с пространственной группировкой горячих звезд Sco III.

Сделать какие-либо заключения о генетических связях остальных звезд, содержащихся в табл. 2, не удастся.

Приведенные соображения о возможных генетических связях аномально быстрых ОВ-звезд можно суммировать следующим образом. Для 120 объектов, среди которых 60—70% являются аномально быстрыми, в 49 случаях можно указать пространственные группировки горячих звезд, в 12 случаях — нетепловые радиоисточники и в 25 случаях — волокнистые эмиссионные туманности, которые можно подозревать в генетической общности с этими объектами. Всего можно указать вероятные области «рождения» 60 звезд табл. 2, так как в ряде случаев можно подозревать генетическую связь быстрой звезды с несколькими галактическими объектами.

Уместно напомнить, что Блау [7] смог указать группировки горячих звезд, как области «рождения» $\frac{2}{3}$ быстрых звезд своего списка, и что найденные нами области «рождения» всех четырех объектов, общих со списком [7], не противоречат результатам Блау.

Случайные совпадения при независимом распределении различных галактических объектов не могут объяснить наблюдаемой частоты прост-

ранственной близости аномально быстрых звезд с другими объектами. Действительно, если считать, что характерный размер группировки горячих звезд ~ 200 пс, и если в качестве типичной быстрой звезды взять объект, летящий в течение 2 млн. лет со скоростью 100 км/сек, направление которой известно с точностью до $\pm 30^\circ$, то в рассмотренном нами объеме пространства ($|b| < 11^\circ$, $r < 3$ кпс), содержащем 120 звезд и 100 группировок горячих звезд, можно ожидать 10—15 случайных ассоциаций этих объектов. Далее, характерный размер остатков сверхновых — нетепловых радиоисточников и тонковолокнистых эмиссионных туманностей — 20—30 пс; число таких объектов, рассмотренных нами, — около 40, так что можно ожидать не более одной случайной ассоциации такого объекта с аномально быстрой звездой. Поскольку число ожидаемых случайных ассоциаций гораздо меньше числа наблюдаемых ассоциаций, то физическая реальность обнаруженных связей в большинстве случаев не вызывает сомнений.

Неоднородность имеющегося материала о различных галактических объектах — неоднородность, связанная с разной степенью надежности отбора аномально быстрых звезд, с разной степенью изученности северного и южного неба в оптическом и радиодиапазоне, неоднородность, связанная со значительной асимметрией в распределении поглощающей материи в окрестностях Солнца (см., например, фиг. 8 в [32]), — может в какой-то мере исказить искомые статистические отношения. Чтобы оценить эти искажения, ограничимся звездами, отобранными по лучевым скоростям и расположенными в интервале галактических долгот от 90° до 240° . (Эта область Млечного Пути достаточно хорошо изучена оптическими и радиометодами и сюда не попадают области Лебедя, Кормы — Парусов и Стрельца, где обилие скоплений горячих звезд и эмиссионных туманностей делает картину весьма запутанной.) Как следует из табл. 2, таких звезд 16, и для 8 из них можно указать пространственные группировки горячих звезд, откуда, по-видимому, летят эти быстрые объекты. Три звезды из указанных 16 (№ 53, 54 и 57) можно связать с оптическими остатками вспышек сверхновых и одну из них — с нетепловым радиоисточником. Сопоставим теперь числа, которые в какой-то мере характеризуют пространственную близость с различными галактическими объектами всех 120 звезд табл. 2 и 16 звезд северного Млечного Пути с аномально большими лучевыми скоростями:

$$\begin{aligned} 120 : 60 : 49 : 12 : 25; \\ 16 : 9 : 8 : 1 : 3. \end{aligned}$$

Ясно, что 16 звезд — слишком малочисленный ансамбль для каких-либо уверенных статистических заключений, но практически полная пропорциональность всех чисел в двух строках числу звезд в каждой группе позволяет утверждать, что указанные выше эффекты неоднородности исходных данных невелики.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим основные результаты работы.

1. Рассмотрение ОВ-звезд, отобранных из каталога [10] как аномально быстрые, показывает, что отбор этих объектов по лучевым скоростям производится с большой степенью надежности ($\sim 85\%$), так что статистический анализ объектов с $|\Delta v_r| \geq 36$ км/сек позволяет получить уверенные средние характеристики аномально быстрых звезд ранних спектральных классов.

Отбор аномально быстрых объектов по компонентам пространственных пекулярных скоростей производится с меньшей степенью надежности (40—60% в зависимости от гелиоцентрического расстояния до звезды).

2. Аномально быстрые ОВ-звезды составляют $\sim 12\%$ от общего числа звезд ранних спектральных классов, причем среди О-звезд доля аномально быстрых объектов $\sim 25\%$, среди В-звезд — $\sim 10\%$.

3. Распределение пекулярных пространственных скоростей аномально быстрых ОВ-звезд изотропно по направлениям, и средняя пространственная скорость таких объектов ~ 70 км/сек. По-видимому, распределение лучевых скоростей этих звезд можно считать нормальным и характеризовать дисперсией $\sigma_r \approx 32$ км/сек.

4. Среди аномально быстрых ОВ-звезд доля визуально-двойных систем гораздо меньшая, чем среди нормальных ОВ-звезд, но доля спектрально-двойных систем среди быстрых ОВ-звезд не ниже, чем среди нормальных ОВ-звезд. Последний результат противоречит выводу Блау [7] о резком уменьшении доли всех двойных систем среди аномально быстрых ОВ-звезд.

5. Рассмотрение положений в Галактике и пространственных движений аномально быстрых звезд уверенно обнаруживает связь этих объектов с группировками горячих звезд. Однако этот результат недостаточен для выяснения вопроса о происхождении аномально быстрых ОВ-звезд. Дело в том, что вылет быстрых объектов из скоплений горячих звезд можно объяснить: а) обычным процессом «испарения» скоплений, б) ослаблением гравитационного поля в результате быстрого расширения ионизованного межзвездного газа, который до возникновения горячих звезд был холодным и мог составлять заметную долю общей массы скопления, и в) механизм Блау. В связи с этим важно отметить, что есть аномально быстрые звезды, которые летят не из пространственных группировок горячих звезд, например звезды № 48, 68, 106, уверенно отображенные как быстрые по лучевым скоростям. Указанные звезды сравнительно близки к Солнцу, и вероятность пропустить их «родительские» скопления практически исключена. Это обстоятельство уменьшает вероятность «рождения» быстрых объектов в результате первых двух указанных выше процессов в звездных скоплениях.

6. Весьма вероятна связь аномально быстрых ОВ-звезд со вспышками сверхновых. К Петле Барнарда и к волокнистой системе в NGC 6618 — эмиссионным образованиям, возникшим, видимо, при вспышках сверхновых одновременно с «рождением» быстрых ОВ-звезд [7, 17] — наше исследование добавляет аналогичные эмиссионные туманности S 13—S 16, S 157, S 172—S 174. С большой степенью вероятности можно говорить о генетической связи звезды № 34 и радиоисточника НВ 21 (см. фиг. 13), звезд № 44 и 46 и остатков сверхновых СТВ 1 + Bergh 9 (см. фиг. 16).

Для дальнейшего изучения аномально быстрых звезд ранних спектральных классов необходимо:

А. Провести исследование, аналогичное нашему, с привлечением двух новых больших работ по лучевым скоростям звезд ранних спектральных классов [33, 34]. Одновременно следует перейти к системе собственных движений FK4 (и к новым кинематическим параметрам Галактики $R_0 = 10$ кпс, $\Theta_0 = 250$ км/сек), что, вероятно, повысит надежность отбора аномально быстрых звезд по компонентам пространственных скоростей и устранил указанные ранее погрешности, связанные с ошибками системы собственных движений N 30 [13].

Б. Выполнить детальные спектроскопические исследования тех уверенно отобранных аномально быстрых объектов, которые содержатся в списках спектрально-двойных, с целью подтверждения их двойственности. Если окажется, что среди быстрых ОВ-звезд доля спектрально-двойных систем велика, то гипотеза Блау должна быть в значительной степени пересмотрена, прежде всего в части, касающейся динамики распада двойной системы. Возможно, придется отказаться от схемы распада двойной системы и рассмотреть разрушение кратной системы типа

Трапеции, как предлагает Поведа¹. Во всяком случае существование «близнецов» среди аномально быстрых звезд — тоже аргумент против двойной и довод в пользу кратной системы как исходной для возникновения этих объектов.

В. Провести подробный спектральный анализ уверенно отобранных аномально быстрых звезд для сравнительного изучения атмосфер этих объектов и атмосфер нормальных ОВ-звезд. В принципе можно ожидать, что начальная эволюция звезды в качестве члена кратной системы, а затем воздействия со стороны вспышки сверхновой могли привести к некоторым различиям в строении атмосфер быстрых и нормальных ОВ-звезд.

Выражаем глубокую благодарность профессору Б. Дж. Боку, А. А. Боярчуку, И. М. Копылову, И. И. Проник и В. И. Пронику за обсуждение работы и полезные советы.

Ноябрь 1964 г.

Примечание при корректуре. Недавно МакГи (Australian J. Physics, 1964, 17, № 4, 515) обнаружил сложные профили линии 21 см в Большом Магеллановом Облаке вблизи двух звезд (HD 33579 и HD 269050), классифицированных Фистом [8], как убегающие. Возможно, что некоторые детали этих профилей обусловлены оболочками нейтрального водорода, образовавшимися в результате взрыва сверхновых, генетически связанных с указанными убегающими звездами.

Л и т е р а т у р а

1. G. Strömberg. *Astrophys. J.*, 1925, 61, 363.
2. H. Nordström. *Medd. Lunds Astron. Obs.*, Ser. II, 1936, N 79.
3. П. П. Паренато. Труды ГАИШ, 1951, 20, 26.
4. C. Bonino, N. Missana. *Mem. Soc. Astr. Ital.*, 1960, 31, fasc. 4.
5. A. Blaauw. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1956, 68, 495.
6. A. Blaauw. *Semaine d'étude sur le problème des populations stellaires Pont. Acad. Scient. Scripta Varia*, 1958, 16, 105.
7. A. Blaauw. *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, 1961, 15, N 505, 265.
8. M. W. Feast. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1964, 127, 195.
9. И. С. Шкловский. *Астрон. ж.*, 1960, 37, 369.
10. V. C. Rubin et al. *Astron. J.*, 1962, 67, 491.
11. V. C. Rubin, J. Burley. *Astron. J.*, 1964, 69, 80.
12. M. W. Feast, A. D. Thackeray. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1958, 118, 125.
13. P. Brosche, H. Nowacki, W. Strobel. *Veröff. Astron. Rechen-Institut Heidelberg*, 1964, N 15.
14. R. G. Aitken. *New general catalogue of double stars*. Washington, 1932.
15. R. A. Rossiter. *Publ. Obs. Univ. Michigan*, 1955, 11.
16. С. Н. Корытников, М. П. Лавров, Д. Я. Мартынов. Библиография спектрально-двойных звезд. Вып. 1—4. М., 1961—1963.
17. Р. Е. Гершберг. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1962, 30, 90.
18. T. S. van Albada. *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, 1961, 15, N 505, 301.
19. D. E. Harris. *Astrophys. J.*, 1962, 135, 661.
20. R. D. Davies. *Observatory*, 1963, 83, N 935, 172.
21. S. van den Bergh. *Z. Astrophys.*, 1960, 51, 15.
22. R. W. Wilson, J. G. Bolton. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1960, 72, N 428, 331.
23. И. М. Копылов. *Астрон. ж.*, 1958, 35, № 3, 390.
24. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе. *Атлас диффузных газовых туманностей*. М., Изд-во АН СССР, 1952.
25. A. W. Rodgers, C. T. Campbell et al. *An atlas of H α emission in the Southern Milky Way*. Canberra, 1960.
26. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1950, 6, 3; 1951, 7, 93; 1952, 9, 52; 1954, 11, 39; 1955, 15, 11.
27. Р. Е. Гершберг, Л. П. Метик. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1960, 24, 148.
28. G. Westerhout. *Bull. Astron. Inst. Netherl.*, 1958, 14, N 488, 215.
29. G. Courtes, Ph. Véron, M. Viron. *Ann. astrophys.*, 1964, 27, N 4, 330.
30. K. I. Kellerman. *Publ. Owen Valley Radio Obs.*, 1964, N 3.
31. G. H. Herbig. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1958, 70, N 416, 468.
32. A. Beer. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1961, 123, 191.
33. R. M. Petrie, J. A. Pearce. *Publ. Domin. Astrophys. Obs.*, 1962, 12, N 1.
34. W. Buscombe. *Astron. J.*, 1964, 69, N 2, 135.

¹ Частное сообщение.

АНОМАЛЬНОЕ ПОКРАСНЕНИЕ О- И РАННИХ В-ЗВЕЗД В РАССЕЯННЫХ СКОПЛЕНИЯХ

Р. М. Разник

В молодых рассеянных скоплениях колор-эксцессы (E) звезд спектральных типов O8 — V3 имеют аномально высокие значения, достигающие максимума в подклассе B0 ($E_{U-B} \simeq 0^m.16$; $E_{B-V} \simeq 0^m.20$), уменьшающиеся затем к подклассам O8, O9 и возрастающие снова у более ранних O-звезд [1—3].

Если предположить, что аномальное покраснение ранних звезд в молодых скоплениях обусловлено наличием у этих звезд газовых или газовой-пылевых оболочек, то это предположение приводит к следующим значениям параметров оболочек: верхний предел радиуса — 10^{-1} пс, плотность пыли — 10^{-23} — 10^{-24} г/см³, масса пыли — 10^{-4} масс Солнца.

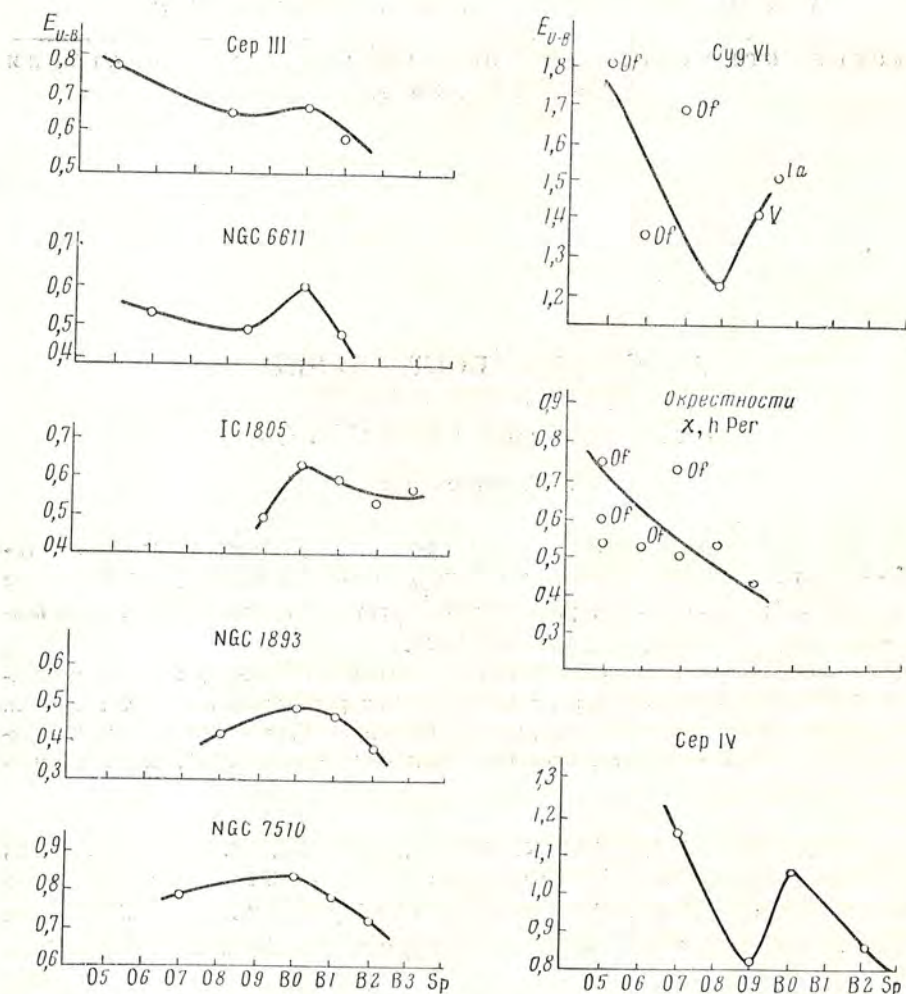
THE ANOMALOUS REDDENING OF O AND EARLY B STARS IN OPEN CLUSTERS, by R. Raznik.— The color excesses (E) of O8—B3 type stars in open clusters are anomalously high, attaining a maximum at subtype B0 ($E_{U-B} \simeq 0^m.16$; $E_{B-V} \simeq 0^m.20$) and decreasing toward the O8, O9 subclasses. There is then an increase for earlier O type stars [1—3].

If it is assumed that the anomalous reddening of early type stars in open clusters is due to the fact that these stars have gas or gas-dust envelopes; the following values of the parameters of the envelopes are obtained: the upper limit of the radius is 10^{-1} ps, the dust density 10^{-23} — 10^{-24} g/cm³ and the mass of the dust 10^{-4} solar masses.

Нами уже указывалось на наличие эффекта аномального покраснения ранних звезд в молодых рассеянных скоплениях [1—3].

В первом приближении избытки цвета E всех членов достаточно компактного скопления можно считать одинаковыми. Однако, как было показано по данным для сорока рассеянных скоплений [1], близкими в пределах одного скопления являются только избытки цвета V3—A3-звезд. Звезды более ранние, чем V3, обладают аномально большими колор-эксцессами E . В интервале спектральных подклассов B0—V3 происходит возрастание избытков цвета, которое достигает максимума у B0. Эта закономерность наиболее четко выражена у сверхгигантов. Что касается O-звезд, то для них вопрос до сих пор не был решен однозначно: во многих рассеянных скоплениях O-звезды оказывались менее покрасневшими, чем звезды B0, однако в некоторых скоплениях и в O-ассоциациях наблюдалось увеличение E для O-звезд.

Предпринятое нами новое исследование колор-эксцессов в восьми молодых рассеянных скоплениях и O-ассоциациях позволило уточнить



Фиг. 1. Зависимость E_{U-B} от спектральных подклассов О-звезд

ход кривых E_{B-V} и E_{U-B} в зависимости от спектральных подклассов О-звезд. После максимума, достигаемого у звезд В0, значения E для звезд О8, О9 уменьшаются почти до средней по скоплению величины и затем снова резко увеличиваются у звезд О5—О7. Как видно из фиг. 1, наибольшим аномальным покраснением обладают звезды Оf, колор-экспессы которых могут отличаться от средних по скоплению на 0^m6 .

1. Для дальнейшего изучения эффекта аномального покраснения были детально рассмотрены пять молодых рассеянных скоплений: NGC 869 и NGC 884 (χ , h Per) [4], NGC 1893, NGC 7510, IC 1805 [5]. Всего использовалось 1100 звезд.

Для каждого из скоплений были построены двухцветные диаграммы и диаграммы цвет — светимость, подтвердившие реальность весьма большой дисперсии значений избытков цвета звезд внутри молодых рассеянных скоплений. Путем анализа указанных диаграмм были исключены из скоплений проектирующиеся на них звезды фона.

В частности, оказалось, что скопление NGC 7510, если и не распадается на два, находящиеся на одном луче зрения, то во всяком случае содержит значительную примесь чуждых ему звезд: на двухцветной диаг-

рамме можно провести две кривые, соответствующие различным покраснениям: одну — для звезд скопления, а другую — для проектирующихся на него звезд.

Детальное изучение поглощения света в окрестностях ассоциации Сер IV позволило выделить весьма небольшие зоны (диаметром в 1—1,5 пс) с однородным поглощением и заметить необычайно большое покраснение ранних звезд [3].

Весьма интересным было бы сравнение индивидуальных значений показателей цвета близко расположенных друг к другу звезд скоплений. Но ошибки определения расстояний до звезд настолько велики, что пришлось ограничиться сравнением колор-эксцессов звезд, проектирующихся рядом на картинную плоскость. С этой целью были определены нормальные цвета и вычислены E_{B-V} и E_{U-B} в указанных выше скоплениях. Для каждого из скоплений были составлены детальные карты, очерчены и пронумерованы компактные группы звезд, окружающие горячие звезды, для членов каждой группы строились диаграммы зависимости E от спектральных подклассов. Как пример приведены фиг. 2а и 2б. Пунктир соответствует наименьшим значениям E_{B-V} в выделенных группах звезд. В таблице приводятся полученные результаты для всех скоплений. В ней даны: значения E_{B-V} отдельно для каждой звезды, номера скоплений, номера выделенных компактных групп звезд и номера звезд в этих группах по [4] и [5]. Таблица дает возможность проследить изменение E_{B-V} в зависимости от спектрального подкласса для каждой выделенной группы звезд.

Фиг. 2 и таблица показывают, что вблизи некоторых О-звезд наблюдаются звезды более поздних подклассов с очень высокими значениями E . В скоплении NGC 7510 (группа № 3) рядом со звездой № 3 спектрального подкласса О5 находится звезда № 76 спектрального подкласса В5. Ее E_{B-V} на 0^m,35 выше среднего значения E_{B-V} для звезд В5 в этом скоплении.

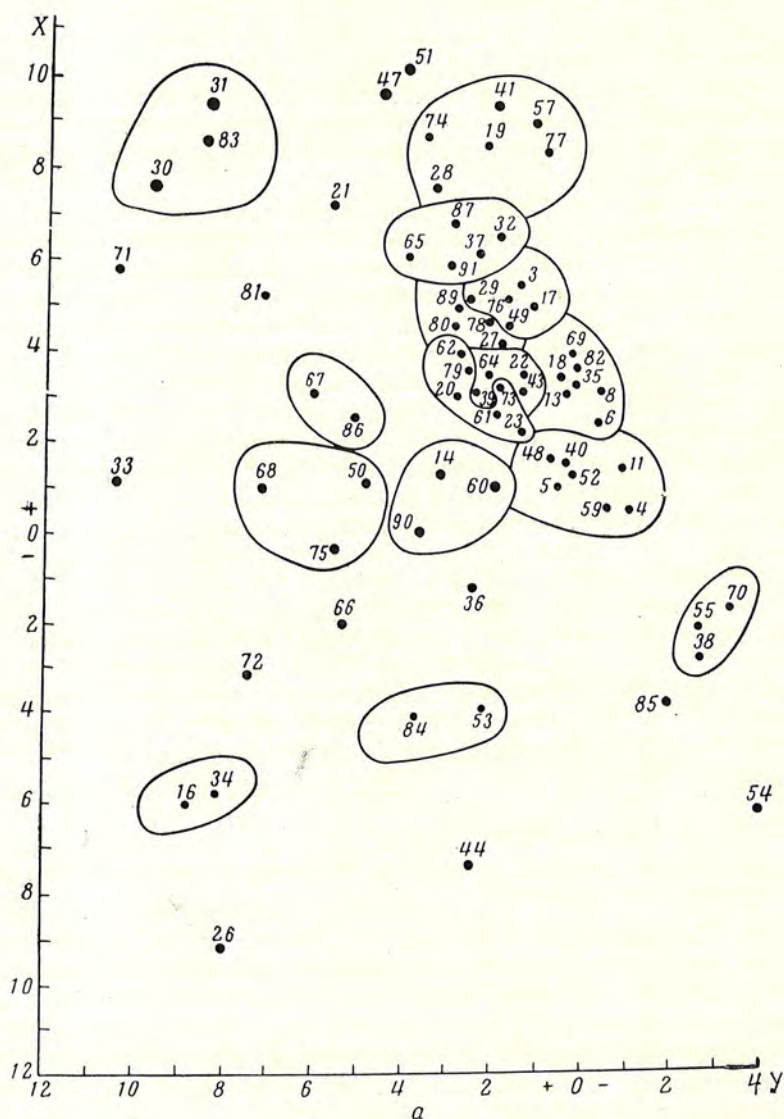
В скоплении NGC 1893 (группа № 21) рядом со звездой № 13 спектрального подкласса О5 находится звезда № 73 спектрального подкласса В8. Ее E_{B-V} на 0^m,75 больше E_{B-V} звезды № 13. E_{B-V} звезды № 82 (В8, группа № 23) на 0^m,60 превышает E_{B-V} соседней звезды № 2 (О5). В этом месте скопления находятся еще несколько звезд с высоким значением E_{B-V} . В другой части этого же скопления находится звезда № 109 (В4, группа № 22). Ее E_{B-V} также на 0^m,65 выше E_{B-V} соседней звезды № 49 (О5). Чаще всего подобные аномалии можно наблюдать вблизи тех ранних О-звезд, которые сами имеют сравнительно небольшое значение колор-эксцесса.

Особенно важно отметить (это хорошо видно на фиг. 2), что E_{B-V} звезд спектральных подклассов В0, В1, В2 систематически больше E_{B-V} более поздних В-звезд. В среднем по всем рассмотренным скоплениям эта разница в E_{B-V} составляет $0^m,2 \pm 0^m,04$, что достаточно хорошо согласуется с полученными ранее оценками величины аномального покраснения [4].

Из сказанного выше [1—3] и [6] можно сделать вывод, что эффект аномального покраснения является реальным свойством О- и ранних В-звезд молодых рассеянных скоплений и, возможно, в некоторых случаях распространяется на близко расположенные к ним звезды.

2. Рассмотрим причины, которые способны вызвать аномальное покраснение в ранних звездах молодых рассеянных скоплений.

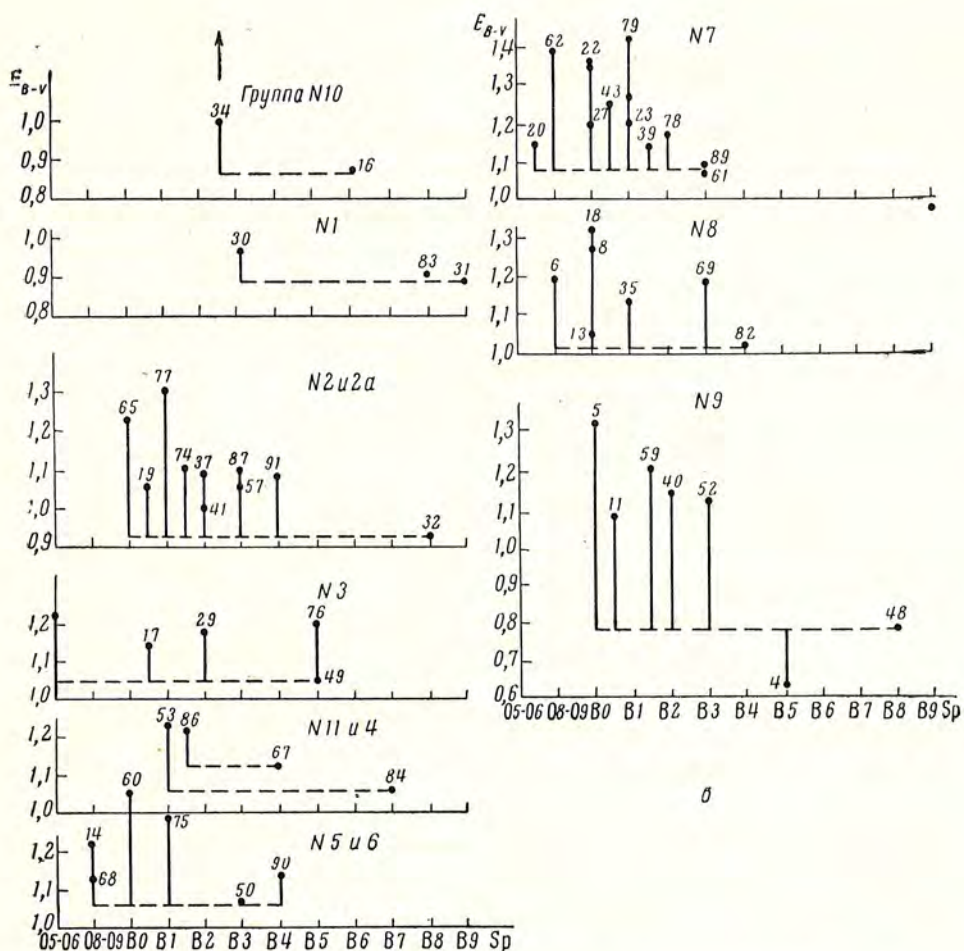
Исследуемый эффект не может быть результатом систематических ошибок наблюдений, несовершенства аппаратуры (чувствительности приемника, полосы пропускания фильтра и т. п.), результатом ошибок, связанных с преобразованием натуральной системы к стандартной системе U, B, V . Такого рода ошибки исключаются использованием материала, полученного различными наблюдателями на разных обсерваториях при помощи различных инструментов [1—3].



Фиг. 2а. Карта скопления NGC 7510 в прямоугольной системе координат

Аномальное увеличение избытков цвета не может быть вызвано ошибками принятых нормальных цветов $(B - V)_0$ и $(U - B)_0$. Нормальные цвета определяются по ближайшим звездам в предположении, что цвет этих звезд не изменен поглощением света в межзвездной среде [7]. Если бы в действительности при определении нормальных цветов было бы недостаточно учтено межзвездное поглощение, то за нормальные были бы приняты цвета более красных звезд. При этом избытки цвета не увеличились бы, а уменьшились. Последнее, наиболее точное определение нормальных цветов [8] изменяет принятые ранее значения всего на сотые доли звездной величины ($0^m.01$ — $0^m.04$), да и то в сторону, увеличивающую эффект аномального покраснения.

Эффект аномального покраснения не может быть связан с неточностями метода определения истинных цветов звезд в рассеянных скоплениях, в частности Q -метода, при помощи которого исправлялись наблюдаемые цвета звезд большинства изученных скоплений. Как было показано [1],



Фиг. 26. Диаграммы зависимости E_{B-V} от спектральных подклассов в компактных группах звезд

в скоплениях, для звезд которых опубликованы спектральные классы и для которых истинные цвета можно определить с большей достоверностью (например χ, h Per), эффект аномального покраснения выявляется с той же четкостью. По данным Р. Л. Вилдей [4] о 697 звездах в области χ, h Per эффект аномального покраснения полностью подтверждается (фиг. 3), несмотря на то, что автор определяет нормальные цвета звезд новым методом [9].

Таким образом, применение трех перечисленных выше независимых способов для определения нормальных цветов звезд в рассеянных скоплениях приводит к практически одинаковым значениям показателей цвета.

Аномальное покраснение ранних звезд не может быть связано с включением в скопление сильно покрасневших звезд фона. На основании [10] можно рассчитывать, произведя экстраполяцию до звездных величин, соответствующих самым слабым звездам в скоплении, сколько О- и ранних В-звезд в среднем приходится на площадь небесной сферы, занимаемую скоплением. Расчеты, проведенные по пяти скоплениям, показали, что это число по крайней мере на три порядка меньше числа ранних звезд, наблюдаемых в скоплениях. Отсюда с большой вероятностью следует, что ранние звезды принадлежат самим рассеянным скоплениям.

Объяснение эффекта наличием в скоплении общего облака, окружающего всю группу звезд с аномальным покраснением, не подтвердилось,

Таблица

Номер скопления	Номер группы	Номера звезд	Спектральный класс														B9	
			O5	O6	O7	O8	O9	B0	B1	B2	B3	B4	B5	B6	B7	B8		
NGC 7510	1	30, 31, 83							1,23		1,01	0,97	1,08					
	2	65, 37, 87, 91, 32								1,06	1,09							
	2a	28, 74, 77, 19, 44, 57								1,30	1,06							
										1,04	1,06							
										1,11	1,20							
	3	3, 29, 76, 49, 17	1,22							1,44	1,18	1,15						
	4	67, 86								1,22	1,12							
	5	68, 50, 75								1,29	1,05	1,14						
	6	14, 90, 60											1,14					
	7	62, 79, 20, 73, 61, 23, 39, 43, 22, 64, 27, 78, 80, 89		1,22 1,14		1,38		1,35 1,36 1,34 1,19 1,25	1,44 1,26 1,18	1,16 1,09	1,07							
	8	6, 13, 18, 69, 35, 82, 8				1,19		1,32 1,27 1,05	1,13		1,18	1,01						
	9	48, 40, 5, 52, 59, 4, 11						1,32 1,08	1,20	1,14	1,12		0,68			0,78		
IC 1805	10	16, 34								1,00				0,87				
	11	84, 53							1,23						1,06		0,61	
	12	70, 55, 38				1,36				1,14					0,88		0,98	
	1	28, 21, 31, 2, 40		0,72				0,84 0,89	0,93		0,87							
	2	4, 44																
	3	33, 50								0,77						0,67		

Номер скопления		Номер группы	Номера звезд	С п е к т р а л ь н ы й к л а с с													Продолжение таблицы			
				05	06	07	08	09	B0	B1	B2	B3	B4	B5	B6	B7	B8	B9		
NGC 884	4		3, 15, 20, 25, 42, 55						0,74 0,88 1,32 1,06 0,96 1,01 0,76 0,76 0,78		1,06							0,78		
	5		46, 17, 1, 13								0,84			0,89						
	1		8, 9, 10, 11											0,87		0,54		0,47		
	2		20, 21, 22									0,55								
	3		93, 94, 90, 91, 95							1,42 1,37	0,93 1,00			1,13 1,14		0,78	0,67	0,60 0,79 0,50 0,58 0,89		
	4		102, 103, 104, 105, 106, 107, 108, 109	1,22																
	5		122, 121, 120, 119, 126, 128, 125, 127, 128								1,39 1,34	1,37		1,14 0,68			0,82 0,52	0,54 0,39		
	6		80, 81, 82							1,23			1,20	0,94			0,87 1,87			
	7		164, 165, 166, 167, 168, 169						1,72								0,94 0,43 0,53	0,39 0,81		
	8		201, 202, 206, 207						0,63 1,05											
NGC 869	1		39, 32, 35, 33, 251, 250		1,41					1,30 0,87					0,86 0,53 0,41		0,51	0,65 0,61 0,67 0,55		
	2		123, 124, 125, 126						1,49											
	3		131, 132, 133			0,75			0,91											
	4		165, 166, 167						0,70											

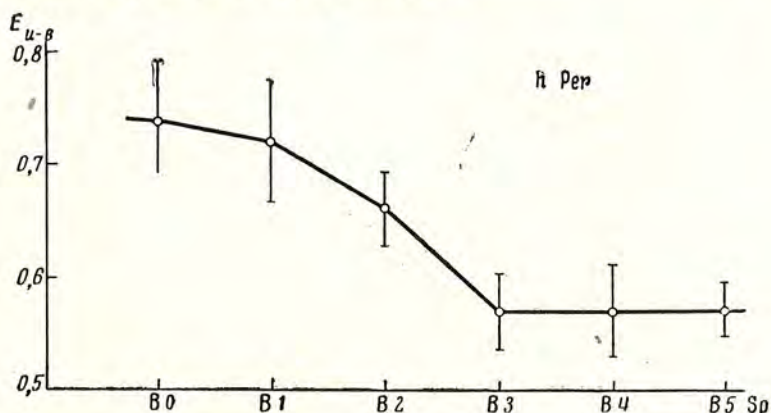
Номер скопления	Номер группы	Номера звезд	С п е к т р а л ь н ы й к л а с с															
			O5	O6	O7	O8	O9	B0	B1	B2	B3	B4	B5	B6	B7	B8	B9	
NGC 1893	5	238, 239, 240	0,76						1,07	1,18				0,55	0,53	1,09	0,50	
	1	93, 68							0,68				0,54					
	2	175, 31											0,81					
	3	120, 75																
	4	39, 50, 172																
	5	99, 58, 110, 130						1,14			0,49	0,96 0,93 0,54						
	6	—																
	7	111, 150								1,14								
	8	174, 165																
	9	158, 176, 34																
	10	6, 16																
	11	1, 23, 63																
	12	44, 129																
	13	155, 168, 173, 92, 28, 164, 65, 32, 151, 55				1,43		1,04		0,59	0,52 0,60	0,54	1,14	0,86	0,62 0,40	0,53	0,84 0,61	
	14	22, 26, 17																
	15	29, 30, 137																
	16	47, 157, 70, 103, 166																
	17	128, 117, 85, 98, 21																
	18	25, 62, 51, 154, 33			1,37					0,55 1,07	0,53	0,80 0,58	1,05 0,51	0,88 0,72 0,55	0,73			0,53
	19	115, 41																
	20	76, 35, 57, 69, 53				0,68				0,73		0,55	0,94	0,39 0,46		0,39		
	21	13, 73, 127	0,63															
	22	49, 109	0,90												1,27	1,44		
	23	2, 132, 82, 114	0,60									0,94	1,54			1,24		

так как концентраций покрасневших О- и особенно В-звезд в скоплениях не обнаружено.

Из сказанного следует, что эффект аномального покраснения ранних звезд не может быть вызван перечисленными причинами.

3. Сделаем некоторые дополнительные предположения относительно причин, вызывающих аномальное покраснение звезд.

Известно, что покраснение звезд Of, сверхгигантов и звезд Ве связано с наличием у них газовых оболочек, обычно выявляемых по эмиссионным линиям. Звезды с меньшим аномальным покраснением, вероятно, обладают меньшими оболочками, и поэтому эмиссионные линии в спектрах этих звезд пока не удастся заметить.



Фиг. 3. Аномальное увеличение E_{U-B} в скоплении h Per ($B-V$) и $(U-B)$ взяты из [4], $(B-V)_0$ и $(U-B)_0$ получены Q -методом

Второе предположение может быть сделано на основании сравнения избытков цвета близких звезд в скоплениях. Если сравнительно большие показатели цвета О-звезд могут быть объяснены обычно сопутствующими О-звездам пылевыми облаками [11], то аномальные E_{B-V} и E_{U-B} В0—В3-звезд также, возможно, связаны с окружающими их пылевыми образованиями.

Во многих случаях (см. таблицу) наблюдается резкий контраст между избытками цвета звезд О и колор-экссессами ближайших к ним звезд. Возможно, это связано с тем, что О-звезды «разгоняют» световым давлением окружающие их пылевые облака, причем в последних могут образовываться уплотнения, вызывающие необычайно большое покраснение близких звезд.

Избытки цвета ранних В-звезд, наоборот, оказываются систематически выше избытков цвета ближайших к ним соседних звезд. Учитывая, что излучение ранних В-звезд не может оказывать такого мощного светового давления, как излучение О-звезд, эту разницу в E_{B-V} , по-видимому, можно объяснить наличием сравнительно небольших газово-пылевых оболочек, окутывающих индивидуально каждую звезду.

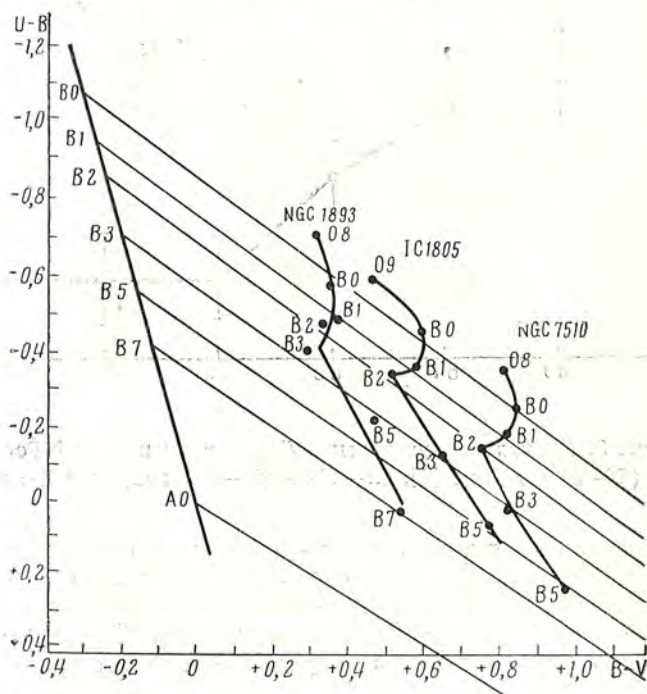
Верхний предел радиуса такой оболочки можно оценить, зная расстояние до скопления и масштаб карты. Его можно принять не больше среднего расстояния между соседними звездами, откуда получается значение порядка 10^{-1} пс.

Характер поглощения в оболочках в первом приближении может быть принят таким же, как и в пылевых облаках. Это следует из рассмотрения двухцветных диаграмм $(B-V)$ и $(U-B)$ молодых рассеянных скоплений (фиг. 4). Изгиб кривой образуется путем смещения точек О8, В0,

B1, B2, B3 вдоль линий покраснения, отображающих условия поглощения в межзвездной среде.

Отношения E_{U-B}/E_{B-V} , вычисленные нами для 1100 звезд, показывают, что цвета всех этих звезд располагаются на соответствующих линиях нарастающего покраснения. Отклонения намечаются только в области О-звезд. Возможно, это указывает на некоторое своеобразие характера поглощения.

Если принять для частиц предполагаемого облака те же размеры, плотность и другие характеристики, что и для частиц обычных межзвездных облаков [11], можно вычислить плотность шарового облака с центром в горячей звезде и радиусом порядка 10^{-1} пс. Она получится порядка 10^{-23} — 10^{-24} г/см³, а масса облака — порядка 10^{-4} масс Солнца.



Фиг. 4. Изменение вида двухцветных диаграмм молодых рассеянных скоплений вследствие сдвига точек O8—B3 вдоль линий покраснения

Изменения поляризации в зависимости от спектрального класса звезд в рассмотренных скоплениях замечено не было [12]. Этот факт не противоречит тому, что поглощение вызывается слоем, находящимся непосредственно вблизи горячих звезд.

Если принять обычное соотношение между плотностями пыли и газа, то можно попытаться обнаружить свечение оболочек ранних звезд. Но нельзя забывать, что нами был найден только верхний предел радиусов оболочек, а в действительности они могут быть гораздо меньшими и соответственно более плотными. Согласно [13], в более плотных облаках отношение плотности пыли к плотности газа больше, а температура значительно ниже, чем в обычных газопылевых облаках. При выполнении описанных условий присутствие оболочек у звезд будет весьма трудно заметить.

Для дальнейшего изучения эффекта аномального покраснения необходимо привлечение анализа спектров ранних звезд рассеянных скоплений.

В заключение считаю своим долгом выразить глубокую благодарность И. М. Копылову, В. Б. Никонову и Б. В. Кукаркину за постоянное внимание к моей работе и ценные консультации, а также сотрудникам Крымской астрофизической обсерватории, принимавшим участие в обсуждении полученных результатов.

Декабрь 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Р. М. Разник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 33, 301.
2. Р. М. Разник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 30, 131.
3. Р. М. Разник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 32, 165.
4. R. L. Wildey. *Astrophys. J. Suppl.*, 1964, 8, N 84, 439.
5. A. A. Hoag, H. L. Johnson, N. Iriarte, R. J. Mitchell, K. L. Hallam, S. Scharpleess. *Publ. U. S. Naval Obs.*, ser. 2, 1961, 17, 7.
6. V. M. Blanco, A. D. Williams. *Astrophys. J.*, 1959, 130, 2.
7. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, 18.
8. K. Serkowski. *Astrophys. J.*, 1963, 138, 1035.
9. R. L. Wildey. *Astron. J.*, 1963, 68, N 3, 190.
10. W. A. Hiltner. *Astrophys. J. Suppl.*, 1956, 1.
11. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер. *Межзвездная среда*. М., Физматгиз, 1963.
12. В. А. Домбровский. Докт. дисс. Л., 1960.
13. K. Serkowski. *Acta astron.*, 1958, 8, 3.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
В КАССИОПЕЕ
(ГАЛАКТИЧЕСКИЕ ДОЛГОТЫ 117—124°)

Н. Б. Григорьева (ГАНШ)

По данным каталога спектральных классов, визуальных величин и показателей цвета звезд до $12^m.5$ [1] в области с центром $\alpha = 0^h30^m$, $\delta = +62^\circ$ (1950,0) проведено исследование распределения поглощающей материи в направлении $l^{\text{II}} = 117-124^\circ$. Исследуемая область занимает около $45\frac{1}{2}$ кв. градусов и располагается почти симметрично относительно галактического экватора. В области выделены три участка, имеющих в среднем одинаковое поглощение, которое определялось по звездам спектральных классов B0—F2. На фиг. 2 даны кривые изменения поглощения A_v с расстоянием. Для участка I поглощение с увеличением расстояния равномерно возрастает, достигая $1^m.5$ у 3 кпс. На кривых для участков II и III имеются две области резкого возрастания поглощения 0,3—0,6 и 1,6—2,5 кпс, особенно заметные для участка III, где в интервале 1,6—2,5 кпс A_v возрастает с $1^m.7$ до $3^m.0$. Ход кривых также показывает, что пылевая материя находится в значительном количестве на расстояниях 1,0—2,0 кпс, где плотность водорода незначительна. Звезды B0 V и гиганты B0—B3 в основном располагаются на расстояниях 2,0—3,5 кпс, соответствующих расположению Персея рукава в данном направлении.

AN INVESTIGATION OF INTERSTELLAR ABSORPTION IN CASSIOPEYA (Galactic Longitudes 117—124°), by N. B. Grigorieva. — The distribution of obscuring matter in the direction $l^{\text{II}} = 117-124^\circ$ has been investigated in a region centered at $\alpha = 0^h30^m$, $\delta = +62^\circ$ (1950,0). Data of the Catalogue of spectral types, visual magnitudes and color indices of stars to $12^m.5$ were used [1]. The region is about 45 degrees square and nearly symmetrical to the galactic plane. Three areas with the same interstellar absorption, on the average, were selected in this region (fig. 1). B0 — F2 type stars were used for the determination of interstellar absorption. The curves showing the variation of absorption A_v with distance are given in fig. 2. In area I the absorption increases uniformly with distance and attains $1^m.5$ at 3 kps. The curves for both areas II and III show two intervals, 0.3—0.6 and 1.6—2.5 kps, where the absorption increases very rapidly. This effect is most pronounced in area III, where in the interval 1.6—2.5 kps A_v increases from $1^m.7$ to $3^m.0$. It follows from the shape of the curves that interstellar has a sufficient density at distances 1.0—2.0 kps where hydrogen density is low. B0 V stars and B0—B3 giants are concentrated mainly at distances of 2.0—3.5 kps, corresponding to the location of the Perseus arm in the given direction.

* Галактические координаты везде даны в новой системе.

Темная поглощающая материя, концентрирующаяся к плоскости Галактики, распределяется весьма неравномерно. Ее связь со спиральной структурой изучена пока еще недостаточно. Поэтому представляет определенный интерес провести исследование распределения поглощающей материи в направлении различных галактических долгот. Подобные исследования проводились многими авторами, в частности, такие работы были выполнены Э. С. Бродской, И. И. Проник, Л. П. Метик и другими и опубликованы в «Известиях Крымской астрофизической обсерватории». В настоящей работе предпринята попытка изучить распределение поглощающей материи в направлении галактических долгот $117-124^\circ$. Исследуемая область занимает на небе около 45 кв. градусов с центром $\alpha = 0^h30^m$, $\delta = +62^\circ$ ($l \sim 121^\circ$, $b \sim 0^\circ$) и расположена почти симметрично относительно галактического экватора. Для этой области были определены спектральные классы, визуальные величины и показатели цвета звезд до $12^m,5$ [1], которые и были использованы в дальнейшем. Визуальные величины и показатели цвета даны в системе B, V , поэтому при определении поглощения были взяты значения нормальных цветов, обычно принимаемых для этой системы [2], и абсолютные визуальные величины по данным Хайнека [3]. Отношение общего визуального поглощения к селективному принято $A_v/E_{B-V} = 3$.

Распределение ранних гигантов, областей H II и нейтрального водорода (радионаблюдения на $\lambda = 21$ см) показывает, что в направлении $l \sim 120^\circ$ луч зрения пересекает спиральную ветвь, называемую рукавом Персея, под углом около 45° на расстоянии, равном $\sim 2,5$ кпс от Солнца.

Для изучения распределения поглощающей материи использовались звезды спектральных классов B0—F2. Предварительный анализ средних показателей цвета для звезд этих спектральных классов показал, что поглощающая материя в исследуемом направлении находится на близких расстояниях от Солнца и, кроме того, что поглощение довольно сильно меняется от места к месту. Неравномерность поглощения в исследованной области заметна и при рассмотрении карт Паломарского атласа. На основании вида звездного поля по этим картам можно разделить исследуемую область на два участка, выделив участок с большим поглощением, расположенный в основном в направлении $l = 121-124^\circ$.

Прежде всего были изучены звезды B0—B3 и по ним определено поглощение. Таких звезд в исследуемой области было около 300, из них 35 гигантов и сверхгигантов. Уже по этим звездам можно было уверенно выделить два участка с разным поглощением. Для расстояний от 2 до 4 кпс величина поглощения A_v , полученная для более темного участка, в среднем на $1^m,0$ больше, чем для более светлого [4].

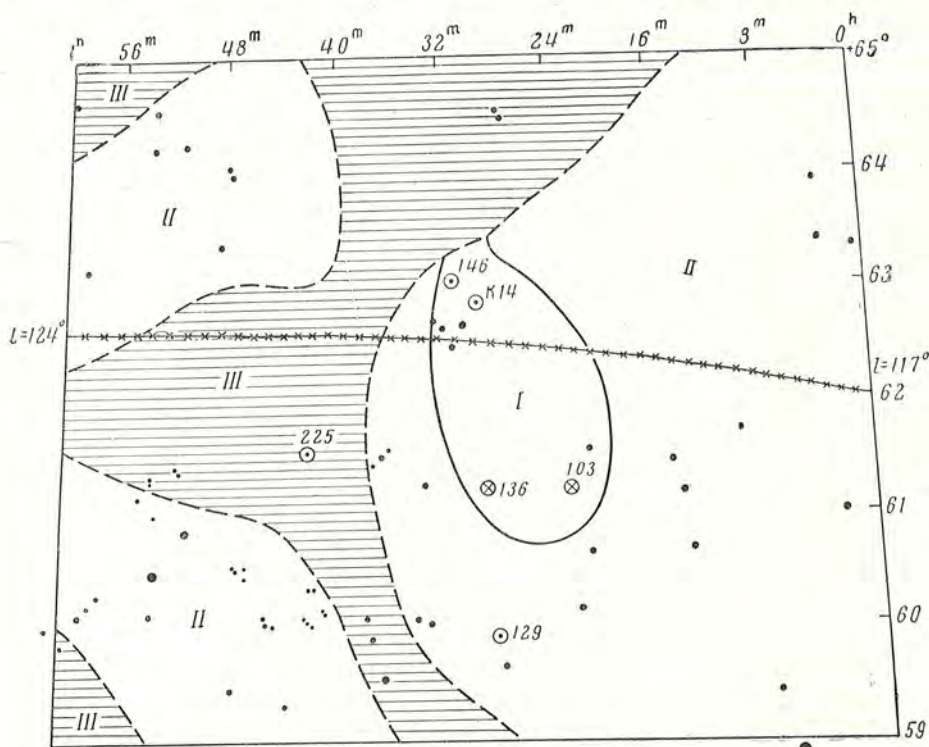
Для изучения изменения поглощения на расстояниях меньших, чем 2 кпс, были исследованы звезды B5—F2. Более подробное рассмотрение изменения A_v с модулем расстояния показало, что в исследуемой области можно выделить небольшой третий очень прозрачный участок. На фиг. 1 приведена карта области, на которой показаны участки с разным межзвездным поглощением. В исследуемой области имеются шесть хорошо изученных галактических скоплений, четыре из которых находятся в пределах участка I с наименьшим поглощением.

Для каждого из участков, приведенных на фиг. 1, были вычислены средние A_v для интервалов в $0^m,5$ модуля расстояния. При построении графика зависимости A_v от расстояния многие близко расположенные точки были осреднены. На фиг. 2 приведены кривые, показывающие изменение поглощения A_v с расстоянием. Кроме данных для звезд главной последовательности, на график нанесены величины поглощения, полученные для гигантов и сверхгигантов и для галактических скоплений NGC 103, 136, 146, K 14 [5], NGC 129 [6] и NGC 225 [7]. Каждая точка на графике

представляет собой в большинстве случаев величину, определенную для нескольких десятков звезд IV—V классов светимости.

Поглощение для самого прозрачного участка I нарастает постепенно в среднем на $0^m,4$ — $0^m,5$ на 1 кпс и уверенно прослеживается на расстояниях от 0,25 до 3 кпс, где достигает $1^m,5$.

Для участка II получается более сложная картина, причем поглощение оказывается несколько большим для звезд более ранних спектральных классов (вертикальные черточки на фиг. 2 показывают крайние значения A_v , полученные для звезд разных спектральных подклассов). Следует



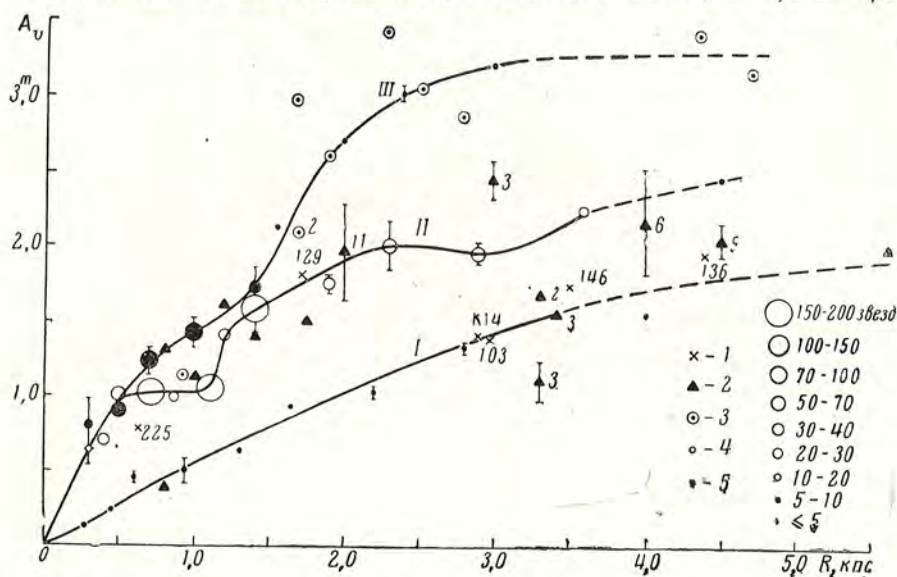
Фиг. 1. Расположение участков с разным межзвездным поглощением I — наиболее прозрачный; II — среднее поглощение; III — наибольшее. Линия с крестиками показывает положение галактического экватора, $\odot$ — галактические скопления

также отметить, что для расстояний до 0,5 кпс ход поглощения для участков II и III одинаков — резкое возрастание до $1^m,0$ на этом расстоянии. Значительное поглощение на близких расстояниях получается уверенно по звездам F0—F2. Для участка II на расстояниях 0,5—1,0 кпс поглощение практически постоянно, затем значительно возрастает, достигая $2^m,0$ у 2,5 кпс. Для этого участка кривая зависимости A_v от расстояния уверенно прослеживается до 3,7 кпс. Для больших расстояний (до 4,5 кпс) поглощение определяется менее уверенно по звездам B0, число которых не превосходит десяти.

Для участка III характерно резкое увеличение поглощения с $1^m,7$ до $3^m,0$ для расстояний 1,5—2,5 кпс, где, по-видимому, расположено довольно плотное облако пыли. На расстоянии 3 кпс различие в величине поглощения для участков I и III достигает $1^m,5$.

Поглощение в областях, соседних с исследуемой в направлении галактических долгот 124—140° и 107—117°, изучалось Э. С. Бродской

[8, 9]. Кривые зависимости поглощения A_v от расстояния, полученные нами, сходны с приводимыми Э. С. Бродской для различных участков исследованных ею областей. Для участков с малым поглощением, так же как для участка I, получается равномерное возрастание поглощения на $0^m,4-0^m,5$ на 1 *кпс*. Там, где поглощение значительно больше, зависимость от расстояния показывает, так же как на участках II и III, что имеются две области с заметным ростом поглощения: а) для близких расстояний 0,2—0,5 *кпс*, видимо, связанная со сгущением пылевой материи в Орионовом рукаве, и б) область последующего возрастания, начинающаяся на расстояниях 1,5—1,7 *кпс*, которое может быть приписано облакам пыли, находящимся в Персеевом рукаве. Для мест с наибольшим поглощением Э. С. Бродская [8, 9] получает на расстоянии 3 *кпс* $A_v = 2^m,8 - 3^m,0$.



Фиг. 2. Зависимость поглощения A_v от расстояния для участков с различным поглощением (I — наименьшее, II — среднее, III — наибольшее)

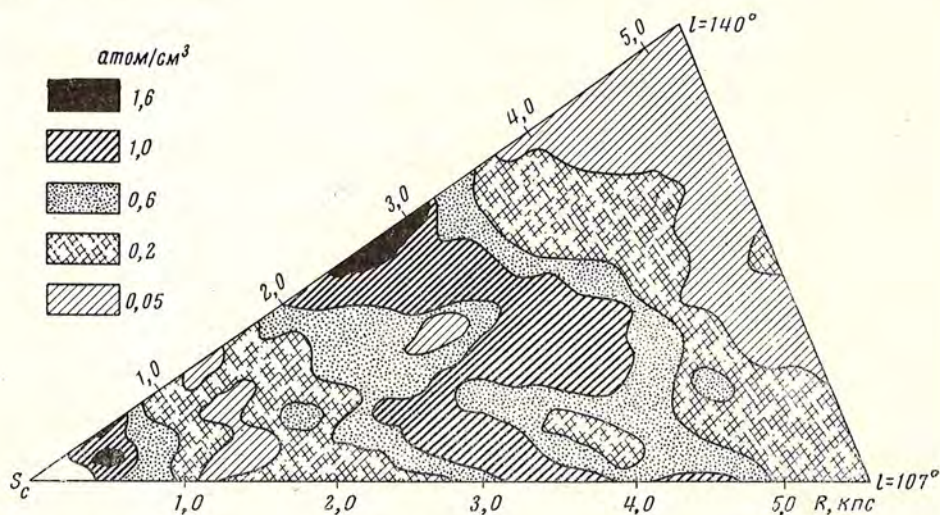
1 — галактические скопления; 2 — гиганты I и II областей; 3 — гиганты III области; 4 — область II; 5 — область III

Следует отметить, что звезды B0 (65 для исследуемой области) располагаются преимущественно на расстояниях от 2,0 до 3,5 *кпс*; их нет ближе 1,8 *кпс* и лишь очень немногие находятся в пределах 3,5—4,5 *кпс*. Эта закономерность выявляется довольно уверенно, так как видимая звездная величина, исправленная за поглощение звезд B0, находящихся на расстояниях 3,5 *кпс*, на $1^m,0$ меньше предельной. Звезды-гиганты B0—B3 и звезды O дают такое же распределение в зависимости от расстояния — 34 звезды из 42 располагаются в пределах 1,6—3,5 *кпс*. В соседней области ($l = 107-117^\circ$), исследованной Э. С. Бродской, получается такая же картина: 46 из 56 звезд B0—B1 находятся в пределах расстояний 2,0—3,5 *кпс*. Такая концентрация горячих звезд в интервале расстояний около 1,5 *кпс* подтверждает то, что Персеев рукав проходит в направлении $l \sim 120^\circ$ примерно на расстоянии 2,0—2,5 *кпс* от Солнца и имеет ширину порядка 1,5 *кпс*.

Ход кривых поглощения в зависимости от расстояния показывает, что между рукавами имеется заметное количество пылевой материи. Действительно, если бы пыль конденсировалась только в рукавах, на кривых зависимости A_v от R должны были быть такие области, где A_v в зна-

чительных пределах оставалось бы постоянным. Практически, как это видно из кривых, приводимых Э. С. Бродской и мною, таких областей нет.

Распределение пылевой материи между рукавами и ее плотность характеризуют ход кривых для областей с наименьшим поглощением — равномерное возрастание A_v на $0^m,4-0^m,5$ на 1 *кпс*. Эти кривые показывают, что на расстояниях от 1 до 2 *кпс*, там где плотность нейтрального водорода по радионаблюдениям мала [10] (фиг. 3), имеется значительное количество пыли.



Фиг. 3. Распределение нейтрального водорода ($\lambda = 24$ см) в направлении $l = 107-140^\circ$

В настоящее время уже для многих областей Млечного Пути выявлена структура поглощающей материи для близких расстояний до 4—5 *кпс*. Очень важно провести подобное исследование для звезд хотя бы до $15^m,0$, которое позволило бы изучить галактическое пространство на значительно больших расстояниях.

При выполнении настоящей работы автор получила ряд ценных советов от Э. С. Бродской и И. И. Проник, за которые им очень благодарна.

Октябрь 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Э. С. Бродская, Н. Б. Григорьева. Сообщ. ГАИШ, 1964, № 136.
2. H. L. Johnson. Bull. Lowell Obs., 1958, 4 (N 90), 37.
3. J. A. Hynek. Astrophysics, «A topical Symposium», 1951.
4. Н. Б. Григорьева. Астрон. ж., 1964, 41, 185.
5. J. Hardorp. Abhande Hamburger Sternwarte, 1960, 5, N 7.
6. H. Arp, A. Sandage, C. Stefens. Astrophys. J., 1959, 130, 80.
7. A. A. Hoag, H. L. Johnson, B. Iriarte, R. J. Mitchell, K. L. Hallam, S. Scharplless. Publ. U. S. Naval Obs., ser. 2, 17, pt. 7, 1961.
8. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, 26, 375.
9. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1956, 16, 162.
10. F. J. Kerr. M. N., 1962, 123, 327.

О НАЛИЧИИ КИСЛОРОДА В АТМОСФЕРЕ ВЕНЕРЫ. III

В. К. Прокофьев

В марте — мае 1964 г. были получены спектры Венеры в области В-полосы теллурического кислорода ($6900\text{\AA}$) при дисперсии 2 и $1,8\text{ \AA/mm}$. Около линий $\lambda\lambda 6892,369$ и $6893,309$ с коротковолновой стороны обнаружено наличие слабых линий поглощения, принадлежащих кислороду атмосферы Венеры. Интенсивность этих линий не превосходит интенсивность расположенных здесь же линий изотопической молекулы $\text{O}^{16}\text{O}^{18}$ земной атмосферы.

ON THE PRESENCE OF OXYGEN IN THE ATMOSPHERE OF VENUS. III, by V. K. Prokofyev.— Spectra of Venus in the region of the B-telluric oxygen band ($6900\text{ \AA}$) were obtained at dispersions of $2\text{ \AA/mm}$ and $1.8\text{ \AA/mm}$ during March — May 1964. On the shortwave side of the $\lambda\lambda 6892.369$ and 6893.309 lines weak absorption lines, which are due to the oxygen in the atmosphere of Venus, were detected. The intensity of these lines is not higher than that of the terrestrial atmosphere lines of the isotopic molecule $\text{O}^{16}\text{O}^{18}$ which are located in the same spectral region.

В 1961—1962 гг. были получены спектры Венеры при помощи эшелле спектрографа с дисперсией $1\text{ \AA/mm}$ в области $6300\text{ \AA}$, установленного на башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории [1, 2]. Фотометрировались 10 линий Р-ветви α -полосы поглощения теллурического кислорода, которые сами по себе являются весьма узкими. Основные усилия были направлены на выявление слабых полос поглощения на уровне значительных флуктуационных помех фотоэмульсии. С этой целью производилось наложение контуров 10 линий друг на друга, что приводило к некоторому снижению уровня шумов фотоэмульсии. Такой прием позволил обнаружить наличие очень слабых линий поглощения как с длинноволновой стороны от теллурических (1961 г.), так и с коротковолновой (1962 г.), что свидетельствует о принадлежности их атмосфере Венеры.

Обнаруженные в 1961—1962 гг. полосы поглощения кислорода атмосферы Венеры очень слабы, провести их количественную обработку нельзя хотя бы потому, что они обнаружены в результате наложения 10 линий одной ветви, свойства отдельных линий при этом маскируются.

В 1964 г. положение Венеры на небе было особенно благоприятным для проведения наблюдений; разница во времени между заходом Солнца и заходом Венеры доходила до 3—3,5 час. Можно было начинать фотографирование спектров при сравнительно высоком положении Венеры над горизонтом.

ПРОГРАММА НАБЛЮДЕНИЙ, ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫЕ СРЕДСТВА

Прежде всего было решено включить в исследования теллурическую полосу В кислорода, расположенную около 6900 Å, кроме уже исследованной ранее α-полосы (6300 Å).

Использование В-полосы имеет следующие преимущества. В-полоса интенсивнее α-полосы в 25 раз, поэтому и соответствующие линии в спектре атмосферы Венеры будут более интенсивными. Можно ожидать, что они будут легче выявляться на фоне шумов фотоэмульсии. Это дает возможность при достаточном числе снимков обрабатывать каждую линию в отдельности.

Следующее преимущество заключается в том, что среди линий поглощения молекулы O_2^{16} (Р-ветви полосы В) расположены слабые линии той же полосы ветвей R и Р изотопической молекулы $O^{16}O^{18}$, концентрация которой в земной атмосфере составляет $1/600$ по отношению к молекуле O_2^{16} [3, 4]. Полосы В изотопической молекулы проявляются достаточно хорошо в спектре Солнца; наличие таких линий поглощения в спектре Венеры может позволить сделать оценку содержания кислорода в атмосфере Венеры с большей уверенностью, если среди теллурических линий изотопической молекулы $O^{16}O^{18}$ удастся найти линии примерно с такой же интенсивностью, как и линии молекулы O_2^{16} в атмосфере Венеры.

Наконец, в области линий полосы В мало атмосферных линий водяных паров, которые сильно мешали при исследовании в области полосы α [1, 2].

Использование линий В-полосы, однако, представляет также и некоторые трудности. В соответствии с большей шириной линий этой полосы слабые линии поглощения кислорода атмосферы Венеры даже при наибольшем доплеровском смещении (0,31 Å) будут располагаться на крыльях контура теллурических линий. Это обстоятельство представит некоторые затруднения при количественной оценке эквивалентной ширины линий, относящихся к атмосфере Венеры.

Были использованы пластинки 103aF, для которых область 6900 Å находится в начале спада чувствительности, и пленка А-700 фабрики № 8. Спектры Венеры были получены на двух инструментах.

1. Большой телескоп ЗТШ — 2,6 м. В фокусе куде этого телескопа ($f = 120$ м) установлен эшелле спектрограф [5], который позволял получать весь спектр Венеры на пластинках 103aF размером 9×12 см. Линейная дисперсия в области 6900 Å составляла 2,05 Å/мм, а в области 6300 Å — 1,80 Å/мм. Щель спектрографа была 0,10 мм, что соответствует 0,12 Å в области 6900 Å.

Были получены три спектра при условиях, приведенных в табл. 1¹.

Таблица 1

Номер пластинки	Дата, 1964 г.	Время экспозиции (моск.время)	z°	$\Delta\lambda$ Доплера вычисленная, Å
81	9.III	19 ^h 15 ^m —19 ^h 55 ^m	57—64	—0,29
87	30.III	20 22 —21 45	63—77	—0,31
90	31.III	19 30 —20 15	52—60	—0,31

Марки интенсивностей получались на спектрографе ИСП-51 от лампы накаливания с экспозицией 2 и 10 мин. на пластинках того же сорта. Проявление проводилось в проявителе Д19b в течение 5 мин. при 20° С.

¹ Эти пластинки были получены А. Б. Северным и И. М. Копыловым, за что автор приносит им благодарность.

2. Телескоп МТМ-500. В фокусе куде этого телескопа ($f = 6,5$ м) был установлен специально собранный автоколлимационный стеклянный спектрограф с дифракционной решеткой¹. В качестве камеры использована автоколлимационная камера УФ-85 к спектрографу ИСП-51 с фокусом 1300 мм и относительным отверстием 1 : 20. Перед объективом камеры на поворотном столике установлена решетка 600 *штрихов/мм* с размерами заштрихованной площади 100×90 мм. Решетка высокого качества, нарезана на машине с интерференционным контролем, поэтому интенсивность духов Роуланда ничтожна (в первом и втором порядках они не обнаружены). Эта решетка концентрирует при $\lambda 4800 \text{ \AA}$ 67 % света, с одной стороны, от нормали во втором порядке и 52 % — в пятом порядке, с другой. Работа производилась в четвертом порядке около максимума блеска. Перекрывание порядков устранялось светофильтром КС-13, установленным в камере спектрографа перед спектром. Линейная дисперсия составляла 1,77 $\text{\AA/мм}$ для В-полосы (6900 $\text{\AA}$) и 2,08 $\text{\AA/мм}$ — для α -полосы (6300 $\text{\AA}$).

Для согласования относительного отверстия телескопа (1 : 13) и спектрографа (1 : 20) была применена перебрасывающая оптическая система с увеличением 1,7. Вследствие существенной кривизны поля (объектив спектрографа неахроматический) спектр фотографировался на фотопластинку А-700 шириной 35 мм, расположенную в соответствии с кривизной спектра в специальной кассете. Линейная ширина щели взята 66 и 45 мк, что соответствует в спектре 0,117 и 0,08 $\text{\AA}$. Вначале фотографирование спектров проводилось с такой же шириной щели, как и на эшеле спектрографа ЗТШ — 2,6 м. В процессе работы выяснилось, что спектры получаются достаточно интенсивными, поэтому было принято решение продолжить получение спектров с более узкой щелью; использование узкой щели спектрографа всегда выгодно для обнаружения слабых линий поглощения и выявления их на фоне крыльев сильных теллурических линий.

Было получено 9 пригодных для обработки спектров в области В-полосы. Условия получения этих спектров приведены в табл. 2.

Таблица 2

Номер пленки	Номер спектра	Дата, 1964 г.	Время получения (московское)	Щель спектрографа, $\text{\AA}$	z°	$\Delta\lambda$ Доплера, вычисленная, $\text{\AA}$
59	1	22.IV	20 ^h 00 ^m —21 ^h 00 ^m	0,12	53—64	—0,31
	2		21 00 —22 00	0,12	64—75	
60	1	23.IV	19 40 —20 25	0,08	50—57	—0,31
	2		20 25 —21 05	0,12	57—64	
	3		21 05 —22 15	0,12	64—77	
61	1	24.IV	18 50 —19 50	0,08	43—53	—0,30
62	1	30.IV	20 20 —21 20	0,08	57—68	
63	1	4.V	20 05 —21 00	0,08	53—64	
	2	5.V	20 45 —21 45	0,08	61—72	

Марки интенсивности получались при помощи ступенчатого ослабителя на двухметровом дифракционном спектрографе GS2 в области 6900 $\text{\AA}$ на пленках А-700 при экспозиции 10 и 20 мин. Эти пленки проявлялись одновременно с соответствующими спектрами Венеры; проявитель Чибисова, время проявления 5 мин. при 20° С.

¹ Решетка предоставлена нам Ф. М. Герасимовым, за что автор приносит ему благодарность.

ОБРАБОТКА НАБЛЮДЕНИЙ

Как видно из табл. 1 и 2, мы располагаем обширным материалом наблюдений (12 спектров); следует добавить, что на каждом спектре доступны для обработки до 11 линий R-ветви и до 21 линии P-ветви. Правда, условия, при которых получены спектры, довольно разнообразны: имеются значительные вариации в зенитном расстоянии z Венеры, различная ширина щели и существенная разница в дисперсии спектрографов. Несмотря на такое разнообразие в условиях, было решено проводить обработку каждой линии R- и P-ветвей теллурической В-полосы кислорода в отдельности с целью получения хотя бы качественного суждения о распределении интенсивности в спектре поглощения кислорода атмосферы Венеры, так как это может дать некоторое представление об эффективной температуре слоя атмосферы Венеры, в котором находится молекулярный кислород.

Для обработки все спектры разбиты на пять групп по признаку ширины щели и высоты Венеры над горизонтом. Разница в дисперсии спектрографов учитывалась соответствующим изменением масштаба. Состав этих групп приводится в табл. 3.

Таблица 3

Группа	Номер пластинки или пленки	Номер спект- ра	Ширина щели, А	z°	Группа	Номер пластинки или пленки	Номер спект- ра	Ширина щели, А	z°
I	81		0,12	57—64	III	60	1	0,08	50—57
	90		0,12	52—60		61	1	0,08	43—53
	59	1	0,12	53—64	IV	62	1	0,08	57—68
	60	2	0,12	57—64		63	1	0,08	53—64
II	87		0,12	63—77	V	63	2	0,08	61—72
	59	2	0,12	64—75					
	60	3	0,12	64—77					

Для фотометрической обработки были выбраны в первую очередь две линии P-ветви с квантовым числом $K'' = 7$ [6], имеющие длины волн $\lambda\lambda 6892,369$ и $6893,309$. Выбор их определялся следующими обстоятельствами: 1) эта пара линий расположена около максимума интенсивности теллурических линий P-ветви; так как эффективная температура в надоблачном слое атмосферы Венеры не выше, чем для земной атмосферы, то можно рассчитывать, что в спектре Венеры соответствующие линии кислорода также будут находиться в области максимума; 2) в районе этих линий находится ряд теллурических линий R-ветви изотопа кислорода $O^{16}O^{18}$ с квантовыми числами 4 и 5 [6]; 3) линии кислорода O_2^{16} атмосферы Венеры свободны от блендирования солнечными и другими теллурическими линиями.

Фотометрическая обработка спектров проводилась следующим образом. На нерегистрирующем микрофотометре снимались плотности почернения для отдельных точек через $0,02$ мм по спектру. Щель микрофотометра взята $0,40$ мм, что соответствует $0,02$ мм на спектре, таким образом шаг фотометрирования соответствовал ширине щели микрофотометра. По характеристической кривой плотности переводились в интенсивности. Для каждой группы спектров интенсивности в каждом из них приводились к некоторому среднему уровню непрерывного спектра, взятого по обе стороны фотометрируемых линий, на участках, свободных от каких-либо других линий. В качестве такого уровня взят уровень непрерывного спектра для пластинок № 81 и 90. По всем спектрам в каждой группе

строился средний контур для теллурических линий. На фиг. 1 и 2 даны средние контуры I и III групп, соответствующие щели спектрографа 0,12 и 0,08 Å. На этих же фигурах стрелками показано положение других линий: солнечных — с учетом доплеровского смещения (отмечены знаком $\odot$), изотопической молекулы кислорода $O^{16}O^{18}$; других атмосферных линий (отмечены знаком a). Положение линий кислорода атмосферы Венеры отмечено знаком φ в соответствии с доплеровским смещением.

Список всех спектральных линий, расположенных около исследуемых теллурических, приведен в табл. 4, там же отмечены их интенсивности в солнечном спектре по данным таблиц Роуланда.

Таблица 4

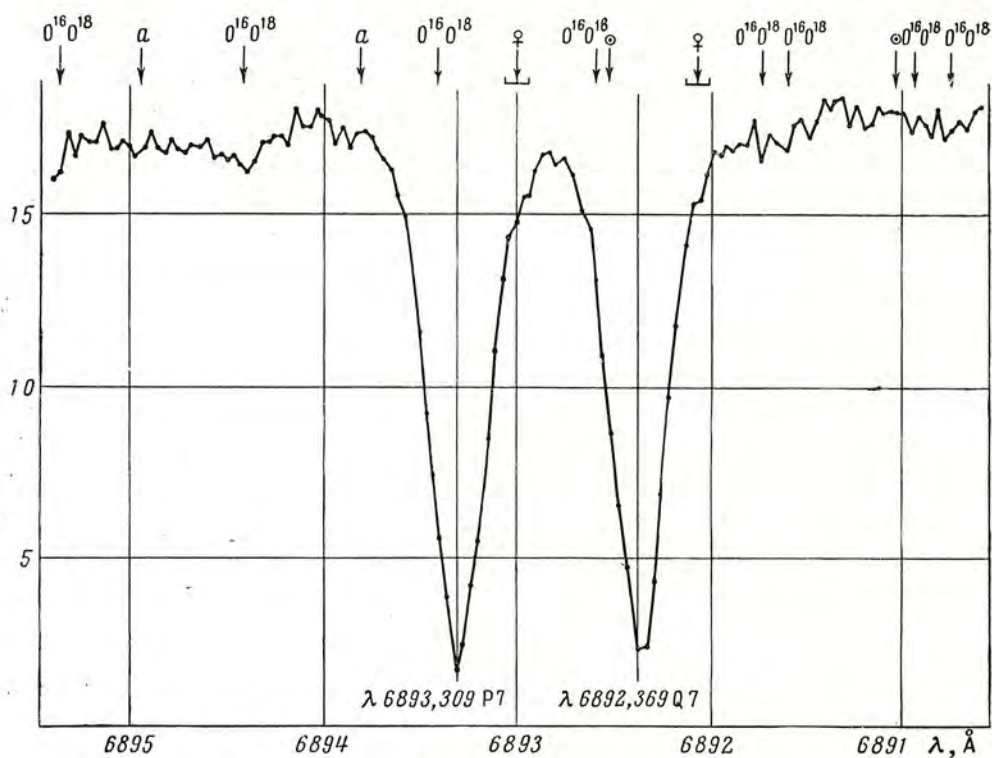
№ по пор.	$\lambda, \text{\AA}$	Принадлежность	Интенсивность
1	6890,760	$O^{16}O^{18} RQ$ -ветвь, $K'' = 7$	—2
2	6890,948	$O^{16}O^{18} RR$ -ветвь, $K'' = 8$	—2
3	6891,366	Солнечная	—3 N
4	6891,593	$O^{16}O^{18} RQ$ -ветвь, $K'' = 6$	—2
5	6891,719	$O^{16}O^{18} RR$ -ветвь, $K'' = 7$	—3
6	6892,367	$O_2^{16} P Q$ -ветвь, $K'' = 7$	14
7	6892,57	$O^{16}O^{18} RQ$ -ветвь, $K'' = 5$ } RR -ветвь, $K'' = 6$ }	—2
8	6892,847	Солнечная	—2
9	6893,309	$O_2^{16} PP$ -ветвь, $K'' = 7$	15
10	6893,40	$O^{16}O^{18} RQ$ -ветвь, $K'' = 4$ } RR -ветвь, $K'' = 5$ }	Бленда
11	6893,835 *	Атмосферная	—3 N
12	6894,068	Солнечная	—3
13	6894,397	$O^{16}O^{18} RR$ -ветвь, $K'' = 4$ }	—2
14	6894,451	$O^{16}O^{18} RQ$ -ветвь, $K'' = 3$ }	
15	6894,967 *	Атмосферная	—2

* Эти линии взяты из таблиц Роуланда, где они отмечены как атмосферные. Однако они не содержатся в обширном списке атмосферных линий, приведенных в [7] и полученных при высоте Солнца 3° над горизонтом.

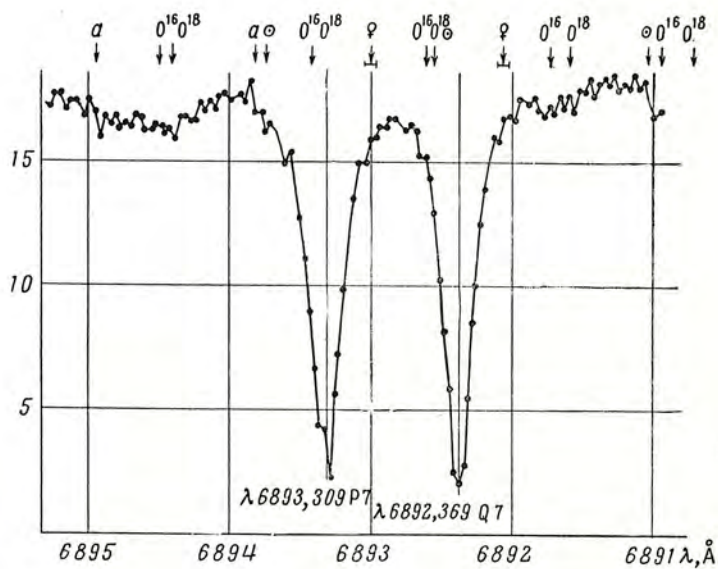
Длины волн линий изотопической молекулы кислорода $O^{16}O^{18}$ взяты из [6], для солнечных и других атмосферных линий — из таблиц солнечного спектра Роуланда.

На обеих фигурах на коротковолновых крыльях теллурических линий в местах предполагаемого положения линий кислорода атмосферы Венеры заметно наличие слабых депрессий. Эти депрессии заметны более отчетливо на фиг. 2, где представлен контур при более узкой щели спектрографа. На этой фигуре яснее выделяется линия изотопической молекулы кислорода с длинноволновой стороны контура $\lambda 6892,369$. Если ранее [1, 2] при исследовании α -полосы теллурического кислорода мы смогли выделить линии атмосферы Венеры только после значительного усреднения шумов фотографической пластинки, то здесь эти линии обнаруживаются около отдельных линий В-полосы при очень незначительном усреднении (для I группы из четырех спектров, а для III группы — из двух).

Существенное различие в контурах теллурических линий для указанных в табл. 3 групп спектров не позволяет произвести усреднение по всем



Фиг. 1. Средний контур для спектров I группы



Фиг. 2. Средний контур для спектров III группы

спектрам. Однако некоторое сопоставление все же возможно. На фиг. 3 представлено наложение контуров линий всех пяти групп, произведенное по центрам линий поглощения теллурического кислорода. Как было указано выше, уровень непрерывного спектра у всех групп был выбран одинаковым. На фиг. 3, как и на фиг. 1 и 2, отмечено положение всех соседних линий. Вертикальными полосами с легкой штриховкой показаны области положения линий кислорода атмосферы Венеры и изотопической линии $O^{16}O^{18}$ $\lambda 6892,57$; ширина этих полос соответствует спектральной ширине щели спектрографа. Как видим на фиг. 3, контуры теллурических полос не совместились вследствие их разной ширины; уровень непрерывного спектра совмещен достаточно хорошо без значительных систематических отклонений.

Рассматривая ход контуров в их крыльях в области указанных выше вертикальных полос, мы приходим к заключению, что для всех групп спектров здесь имеются заметные депрессии, свидетельствующие о наличии дополнительных линий поглощения. Линия $\lambda 6892,57$ соответствует теллурической линии изотопической молекулы кислорода $O^{16}O^{18}$, она должна быть нами обнаружена, поскольку подобные линии наблюдались рядом авторов [5, 6]¹. В тех местах, где в соответствии с доплеровским смещением должны находиться линии кислорода атмосферы Венеры, мы имеем дополнительные линии примерно такого же характера, как и рассмотренная только что линия $\lambda 6892,57$. Это обстоятельство позволяет нам говорить, что вывод о возможном наличии кислорода в атмосфере Венеры, сделанный в [4, 2], с большой уверенностью подтверждается новыми исследованиями в области В-полосы. Более того, грубое сопоставление вида изменений в крыльях теллурических линий показывает, что интенсивность линий поглощения кислорода атмосферы Венеры по порядку величины сравнима с интенсивностью поглощения линий теллурической молекулы $O^{16}O^{18}$. Концентрация изотопа кислорода в атмосфере Земли хорошо известна [5, 6] и составляет $1/600$ от количества O_2^{16} .

Для грубой количественной оценки надо учесть, что квантовые числа наблюдаемых линий кислорода атмосферы Венеры и изотопической молекулы земной атмосферы близки друг другу (см. табл. 4); поэтому температурный множитель не может сильно изменить распределение интенсивностей во вращательных линиях. Кроме того, условия прохождения лучей в атмосфере Земли ($z \approx 60^\circ$) и в атмосфере Венеры ($z \approx 45 \div 60^\circ$) близки. Эти обстоятельства позволяют сделать ориентировочный вывод, что содержание кислорода в надоблачном слое Венеры по порядку величины соответствует 0,1% земного, т. е. составляет ~ 170 атм. см (при этом не учитывается поправка за счет эффекта разности давлений).

В процессе дальнейшей обработки контуров всех теллурических линий поглощения R- и P-ветвей В-полосы на имеющихся спектрах такая очень грубая оценка будет уточнена, при этом она может быть изменена в несколько раз в ту или другую сторону.

Во всяком случае приведенные здесь результаты предварительной обработки спектров, полученных в 1964 г., показывают, что оценка содержания кислорода в атмосфере Венеры, приводимая в справочниках [8], получает спектроскопическое подтверждение.

В заключение автор приносит свою благодарность Г. Яценко, принимавшей деятельное участие в сборке спектрографа для телескопа МТМ-500, и О. Р. Евинзон за большую помощь при фотографировании спектров на МТМ-500 и при их обработке.

Декабрь 1964 г.

¹ Интенсивность линии $\lambda 6892,57$ несколько усилена наличием рядом солнечной линии $\lambda 6892,847$.

Л и т е р а т у р а

1. В. К. Прокофьев, Н. Н. Петрова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 29, 3.
2. В. К. Прокофьев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 276.
3. R. Meske, W. Childs. Z. Phys., 1931, 68, 362.
4. Д. И. Еропкин, В. Н. Кондратьев. Бюлл. Комиссии по исследованию Солнца, 1934, № 8.
5. И. М. Копылов, Н. В. Стещенко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 310.
6. H. D. Babcock, L. Herzberg. Astrophys. J., 1948, 108, 167.
7. Д. И. Еропкин, В. Н. Кондратьев. Бюлл. Комиссии по исследованию Солнца, 1934, № 10—11, 73.
8. К. У. Аллен. Астрофизические величины. М., ИЛ, 1964, стр. 194.

О ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ
В СИЛЬНЫХ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШКАХ

В. Г. Б а н и н

Рассматривается вопрос об установлении механизмов расширения эмиссии в хромосферных вспышках по форме профилей, когда эмиссия представляет собой смесь эмиссий, расширенных различным образом. При сложении «доплеровской» эмиссии со «штарковской», а также только «доплеровских» эмиссий с различными $\Delta\lambda_D$ суммарные профили могут неплохо удовлетворять предположению о расширении линий за счет движений с немаксвелловским распределением скоростей. Сложение «доплеровской» и «немаксвелловской» ($e^{-a\Delta\lambda}$) эмиссий может привести к получению закона расширения $e^{-b\Delta\lambda}$ при $b \neq a$.

Для типичной сильной хромосферной вспышки на диске определен ряд физических параметров: в «водородной» области $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и N_2 заключено в пределах от 10^{15} до $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, в области свечения нейтрального гелия $T_k = 17\,000^\circ \text{ К}$ и $v_t = 5 \text{ км/сек.}$

PHYSICAL CONDITIONS IN STRONG CHROMOSPHERIC FLARES, by V. G. Banin.— The determination of the mechanisms of emission broadening in chromospheric flares on the basis of the shape of line profiles are discussed in the case when the emission is combined emission broadened by various factors. In the case of both «Doppler» and «Stark» emission and also in the case of only «Doppler» emission with different $\Delta\lambda_D$ the resulting profiles can satisfy the assumption on line broadening due to motions with a non-Maxwellian velocity distribution. Combined «Doppler» and «non-Maxwellian» ($e^{-a\Delta\lambda}$) emission can lead to the broadening law $e^{-b\Delta\lambda}$ at $b \neq a$.

Several physical parameters are derived for a typical strong chromospheric flare: in the «hydrogen» region $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ and N_2 is within the limits 10^{15} to $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, in the region of neutral helium emission $T_k = 17\,000^\circ \text{ K}$ and $v_t = 5 \text{ km/sec.}$

В настоящее время является общепринятой следующая модель сильных вспышек ([1], стр. 164; [2], стр. 134): электронная концентрация $n_e = 10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$, число атомов водорода во втором квантовом состоянии в столбе с единичным основанием $N_2 = 10^{15} \div 10^{16} \text{ см}^{-2}$, кинетическая температура T_k порядка 10^4° К , турбулентные скорости v_t достигают десятков и сотен километров в секунду. Названные цифры получались неоднократно и различными методами, что свидетельствует об их надежности. Это, однако, еще не означает, что модель хорошо описывает физическую картину во вспышках. Дело здесь заключается в следующем. Имеется целый ряд прямых и косвенных свидетельств, говорящих о весьма значительных изменениях физических параметров во вспышках от

места к месту. Названная же модель не отражает последнего, и с этой точки зрения ее следует рассматривать как некоторое грубое приближение.

Приведем коротко отдельные свидетельства о сложности физической структуры вспышек. Согласно Мишару [3], вспышки состоят как бы из областей с различными условиями свечения. В одной из них (расположенной на уровне $\sim 10^4$ км) интенсивно светится водород, в другой (залегающей ниже первой в среднем на $5 \cdot 10^3$ км) — металлы. Своеобразные условия свечения, по-видимому, имеют место и в выходящих в корональное пространство образованиях, возникающих в фазе «расширения» вспышек. Заключение Мишара нашли подтверждение в ряде других работ. Наблюдения Швестки и других [4, 5] показали, что при наличии во вспышках V-эффекта (эмиссия в ядре H_α смещена относительно крыльев в направлении, перпендикулярном дисперсии) места интенсивного свечения водорода, с одной стороны, и металлов — с другой, не совпадают. Эмиссия металлов сильна там, где свечение водорода сосредоточено преимущественно в ядрах линий. Н. Н. Степанян [6, 7] получила, что во вспышках линии металлов светятся на большей глубине, чем линии водорода и гелия. Она же [8] оценила некоторые параметры в различных областях лимбовой вспышки 25.VII 1958 г. Для «водородной» зоны получилось $T_k = 40\,000^\circ \text{K}$, $v_l = 16$ км/сек, для «металлической» — $T_k = 24\,000^\circ \text{K}$, $v_l = 12$ км/сек.

Швестка [9] приходит к следующей картине для вспышки 30.VII 1958 г. Глубоко в хромосфере залегал слой толщиной около 200 км, где $T_k = 7000^\circ \text{K}$ и $n_e = 3 \cdot 10^{13}$, в нем возникали широкие крылья балмеровских линий. Выше располагался более протяженный слой, в котором с высотой T_k росла, а n_e убывала, оптически он был тоньше первого. Джефрис и Смиты [10] для вспышки 8.IX 1958 г. получили, что условия возбуждения очень сильно изменялись с высотой: электронная температура быстро возрастала наружу от значений, меньших $10\,000^\circ \text{K}$, до $50\,000^\circ \text{K}$. Н. В. Стещенко и В. Л. Хохлова [11] пришли к заключению о различии T_k и v_l в областях свечения нейтрального и ионизованного гелия. Выводы о крайней неоднородности вспышек сделаны в ряде работ, выполненных в Пулковской обсерватории (например, В. А. Крат и В. М. Соболев [12], Н. М. Гольдберг-Рогозинская [13], С. Г. Мамедов [14]); они сводятся к следующему: во вспышках сосуществуют вместе холодные «металлические», горячие «водородные» и «гелиевые» и очень горячие субкорональные волокна (узлы или оболочки).

Приведенные данные уже говорят, что модель нуждается в дополнениях. Действительно, создается впечатление, что для более или менее полного описания вспышек необходимо иметь оценки по крайней мере для трех областей: «водородной», «гелиевой» и «металлической». Модель же относится, вообще говоря, лишь к «водородной» зоне и не отражает условий в остальных областях. Модель нуждается также в подтверждениях, хотя, как уже отмечалось, согласующиеся оценки входящих в нее величин и получались неоднократно различными методами. Это обусловливается тем, что использование для построения модели водородных линий связано со многими трудностями и всегда остается известная неуверенность в результатах. Например, вопрос учета «подложки» до сих пор не получил сколько-нибудь удовлетворительного решения, а следовательно, выделение «чистой» эмиссии вспышек делается неуверенно. Эта неуверенность особенно значительна именно в случае наиболее часто привлекаемых для анализа ранних членов балмеровской серии. Далее, в сильных вспышках линии водорода вплоть до высоких номеров (H_α — H_{11}) имеют значительную оптическую толщину. Это требует учета эффектов поглощения и самопоглощения, что также связано с рядом неопределенностей. Следует отметить, кроме того, трудности, возникающие при установлении механизмов расширения линий.

Нами делается попытка оценить некоторые физические параметры во вспышках таким образом, чтобы результаты как можно меньше зависели бы от различного рода неопределенностей. Вначале, однако, изложим замечания о тесно связанных с оценкой условий во вспышках вопросах установления механизмов расширения эмиссии.

1. ЗАМЕЧАНИЯ ОБ УСТАНОВЛЕНИИ МЕХАНИЗМОВ РАСШИРЕНИЯ ЭМИССИИ ВО ВСПЫШКАХ

Почти с одинаковой надежностью для разных вспышек получаются различные механизмы расширения эмиссии. Определенную роль в этом, бесспорно, играет действительное различие причин расширения от случая к случаю. Существенно, по-видимому, могут сказываться также иного рода факторы; именно они и будут обсуждаться здесь.

Наиболее употребительный способ установления механизмов расширения эмиссии во вспышках заключается в следующем. Вспышка рассматривается как плоское образование (в виде пласта), лежащее в верхних слоях атмосферы. Наблюдаемая интенсивность излучения вспышка I_λ может быть представлена выражением

$$I_\lambda = I_0 e^{-\tau_\lambda} + \bar{p}_\lambda (1 - e^{-\tau_\lambda}), \quad (1)$$

где I_0 — интенсивность излучения расположенных под вспышкой слоев солнечной атмосферы — «подложки» при той же λ , $\bar{p}_\lambda$ — осредненное по всей толще вспышки значение функции источника, $\tau_\lambda = N_i s_\lambda$ — оптическая толщина вспышки по лучу зрения, величина N_i — число атомов на нижнем уровне рассматриваемой линии в ориентированном вдоль луча зрения столбе вспышки с единичным основанием, s_λ — средний атомный коэффициент поглощения во вспышке.

Рассматриваются далекие участки крыльев профилей эмиссии, где $\tau_\lambda \ll 1$. В этом случае (1) может быть записано в приближенной линейризованной форме

$$I_\lambda = I_0 + (\bar{p}_\lambda - I_0) \tau_\lambda,$$

откуда

$$\frac{I_\lambda - I_0}{\bar{p}_\lambda - I_0} = \tau_\lambda.$$

В логарифмической форме последнее выражение принимает вид

$$\lg(I_\lambda - I_0) - \lg(\bar{p}_\lambda - I_0) = \lg \tau_\lambda. \quad (2)$$

Величину $(\bar{p}_\lambda - I_0)$ в (2) обычно считают постоянной, не зависящей от λ , полагая, что $\bar{p}_\lambda$ не меняется заметно в рассматриваемой части линии, и пренебрегая изменениями I_0 на больших расстояниях от центра линии. Тогда

$$\frac{\partial \lg(I_\lambda - I_0)}{\partial f(\Delta\lambda)} = \frac{\partial \lg \tau_\lambda}{\partial f(\Delta\lambda)}, \quad (3)$$

где $f(\Delta\lambda)$ — функция от $\Delta\lambda$, вид которой определяется конкретным механизмом расширения. Если, например, причиной расширения является Штарк-эффект, то для крыльев линий

$$\tau_\lambda \propto (\Delta\lambda)^{-2,5}$$

и с точностью до постоянной

$$\lg \tau_\lambda = -2,5 \lg(\Delta\lambda),$$

откуда

$$\frac{\partial \lg \tau_{\lambda}}{\partial \lg (\Delta \lambda)} = -2,5. \quad (4)$$

Заменяя в (3) $f(\Delta \lambda)$ на $\lg(\Delta \lambda)$, с учетом (4) получим

$$\frac{\partial \lg (I_{\lambda} - I_0)}{\partial \lg (\Delta \lambda)} = -2,5. \quad (5)$$

Таким образом, согласно (5) профили далеких крыльев эмиссии вспышек в осях $\langle \lg(I_{\lambda} - I_0); \lg(\Delta \lambda) \rangle$ должны представлять прямые с наклоном $n = -2,5$. Когда расширение обуславливается эффектом затухания излучения, то в этих же осях получаются прямые с $n = -2,0$, так как в данном случае в крыльях $\tau_{\lambda} \propto (\Delta \lambda)^{-2}$. При расширении эмиссии за счет доплеровского эффекта макроскопических движений профили в виде прямых должны получаться в тех или иных осях в зависимости от закона распределения скоростей. Для максвелловского распределения ($\tau_{\lambda} \propto e^{-\left(\frac{\Delta \lambda}{\Delta \lambda_D}\right)^2}$) это будут оси $\langle \lg(I_{\lambda} - I_0); (\Delta \lambda)^2 \rangle$, в случае немаксвелловского распределения скоростей, например вида

$$f(v) = B v e^{-\frac{v}{[v]}}$$

(см. [10]), — оси $\langle \lg(I_{\lambda} - I_0); \Delta \lambda \rangle$, поскольку $\tau_{\lambda} \propto e^{-a \Delta \lambda}$ и т. п.

Обычно данные наблюдений наносят во всех осях, если нет свидетельств о заведомой непригодности того или иного механизма. Затем оценивают, в какой системе наблюдения удовлетворительно (в пределах ошибок измерений) представляются прямыми. Соответствующий механизм расширения и принимают за действующий, если это не противоречит другим фактам. Например, когда прямые получаются в «доплеровских» осях, то окончательно удостоверяться в определяющей роли Допплер-эффекта, если наблюдения подтверждают условие $(\Delta \lambda_D / \lambda) = \text{const}$ ($\Delta \lambda_D$ — доплеровская ширина).

Применение описанного метода на практике встречается с рядом трудностей. Во-первых, профили слабых далеких крыльев, где $\tau_{\lambda} \ll 1$, определяются ненадежно. Во-вторых, разного рода факторы, связанные с качеством изображений, строением вспышек и условиями наблюдений, могут приводить к значительным изменениям формы профилей и, следовательно, вносить неопределенности в анализ. Так, А. Б. Северный и А. Н. Коваль [15] показали, что если вспышка состоит из отдельных узлов, в которых

$$I_{\lambda} - I_0 \propto e^{-b (\Delta \lambda)^2}$$

(b — различно), но ее изображение на щели «размазано» из-за дрожаний, то в результате может получиться профиль, неплохо удовлетворяющий выражению

$$I_{\lambda} - I_0 \propto e^{-a \Delta \lambda}.$$

Джефрис и Орал [16] также обращают внимание на необходимость тщательного учета влияния тонкой структуры вспышек на результаты анализа. Их доводы вкратце сводятся к следующему. Если вспышки состоят из отдельных движущихся узлов, в каждом из которых эмиссия распределена по закону Гаусса, то при определенном характере движений суммарный профиль также может быть описан гауссианой (в пределах ошибок измерений) с некоторым значением $\Delta \lambda_D$, отличным от $\Delta \lambda_D$ в узлах. Понятно, что количественные оценки, полученные по этому суммарному профилю, будут фиктивными. Швестка [17] получил для вспышки

20.VII 1958 г. хорошее согласие наблюдений с предположением о расширении эмиссии за счет движений с немаквелловским распределением скоростей, таким что

$$\tau_{\lambda} \propto e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^m},$$

где $0,8 \leq m < 2,0$ и меняется с развитием вспышки. Швестка указывает, что найденное им распределение может получиться и при маквелловском законе, если $\Delta\lambda_D$ меняется внутри вспышки, другими словами, закон $e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_0}\right)^m}$ может быть фиктивным.

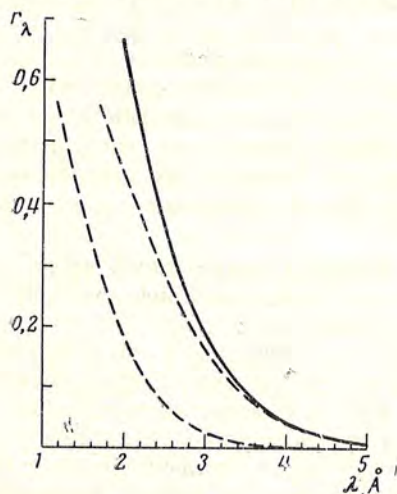
В результате исследования бальмеровских линий в пинче, выполненного в Крымской астрофизической обсерватории [18—20], были получены интересные данные. При наблюдениях самосжатого плазменного шнура в перпендикулярном направлении было замечено, что эмиссия расширена в основном благодаря Штарк-эффекту, а вдоль шнура — главным образом благодаря макроскопическим движениям типа струй. Авторы этого исследования полагают, что между изучаемым ими пинчем и хромосферными вспышками существует определенная аналогия. При такой картине вспышек нетрудно представить, что в случае наблюдений не строго вдоль и поперек оси вспышки профили будут иметь некоторую «промежуточную» форму, а это может привести к неопределенным или даже фиктивным результатам.

К сказанному можно добавить следующее. Рассмотренный способ основан на предположении, что во всей толще вспышки эмиссия расширена одинаково. Не исключено, однако, что в действительности эмиссия в линиях водорода может представлять собой наложение эмиссий, расширенных вследствие различных причин, или эмиссий, расширенных под действием одного и того же эффекта, но в различной мере. Для обоснования последнего приведем некоторые данные.

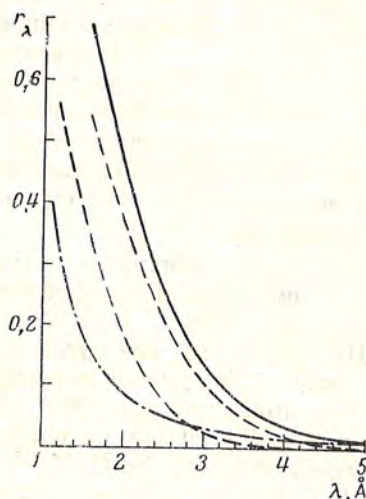
Спектральные наблюдения В. А. Крата и В. М. Соболева ([21], а также [2], стр. 132) показали, что во вспышках нередко появляются яркие струи, движущиеся преимущественно вниз к фотосфере. Они видны в линиях H и K Ca II, а в линиях водорода незаметны. По-видимому, аналогичные случаи были описаны нами в [22]; здесь мы отметим, что в сильных вспышках струи иногда прослеживаются и в ранних членах бальмеровской серии. В [22] нами были также приведены аргументы в пользу того, что асимметрия эмиссии во вспышках обусловлена наложением эмиссии движущихся в глубь хромосферы частиц на эмиссию собственно вспышки (ее неподвижного ядра). Эмиссия, вызывающая асимметрию, сравнительно сильная в наблюдаемых водородных линиях, а в первые моменты развития вспышки может даже преобладать. Эти факты показывают, что по крайней мере в тех случаях, когда обнаруживается асимметрия, мы можем сталкиваться с наложением эмиссий, расширенных различными эффектами, а именно: по-видимому, «струя» для эмиссии движущихся в глубь хромосферы частиц и Штарк- или Доплер-эффекты (наиболее вероятные механизмы, по мнению многих исследователей) — для неподвижных ядер.

Однако и в отсутствие асимметрии наложение различным образом расширенных эмиссий, вероятно, имеет место. Это связано с неоднородностью условий во вспышках. Мы уже видели, что изменения физических параметров от области к области, возможно, весьма значительны. Следовательно, существенно должны различаться и профили эмиссии в разных областях. Это предположение подтверждается рядом наблюдательных фактов. Так, выше отмечалось, что в «водородной» и «металлической» зонах эмиссия в бальмеровских линиях имеет различный вид. Весьма наглядные свидетельства в этом отношении дают наблюдения лимбовых вспышек, где отчетливо обнаруживается, что эмиссия в отдельных «пластах» имеет раз-

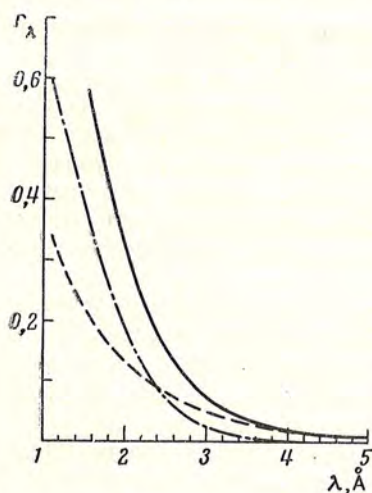
личные ширину и вид [см., например, [23], фиг. 12). Из этих наблюдений также видно, что в верхних слоях вспышек макроскопические хаотические движения более значительны, чем в глубинных областях ([24], стр. 125). Имеется и еще целый ряд примеров, говорящих о различии профилей в разных областях вспышек.



Фиг. 1. Комбинация доплеровских профилей.
Сплошная кривая — суммарный профиль



Фиг. 2. Комбинация доплеровских (пунктир) профилей со штарковским (пунктир с точкой). Приведен лишь один суммарный профиль (сплошная кривая)



Фиг. 3. Комбинация доплеровского (пунктир с точкой) профиля с профилем $e^{-\Delta\lambda}$ (пунктир). Сплошная кривая — суммарный профиль

Возможно, что именно сложной и изменчивой структурой эмиссии и обусловлена в некоторой мере существующая неопределенность в отношении механизмов расширения линий во вспышках. Рассмотрим этот вопрос более конкретно на следующих примерах.

Исходя из изложенного будем считать, что эмиссия вспышки представляет собой смесь различных расширенных эмиссий (для простоты мы ограничимся комбинацией двух случаев). Пусть это выглядит так, как, например, на любой из фиг. 1—3, на которых изображены слагающие (пунктир, пунктир с точкой) и суммарные (сплошная линия) профили. Слагающие профили взяты произвольно, но так, чтобы вклады каждого из них в результирующий профиль были примерно одинаковыми. Предполагалось, что в рассматриваемом участке крыла (от 2 до 5 Å) осуществ-

ляется случай оптически тонкого слоя ($\tau_\lambda \ll 1$), поэтому суммарные профили были получены простым сложением исходных. В качестве расширяющих механизмов были взяты уверенно определенные для многих

вспышек штарковские ($\tau_\lambda \propto (\Delta\lambda)^{-2,5}$) и доплеровские ($\tau_\lambda \propto e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}$) эффекты (например, [25—27]), а также сравнительно часто получающийся на практике [10, 28] эффект движений с немаксвелловским распределением скоростей ($\tau_\lambda \propto e^{-a\Delta\lambda}$). В отношении последнего механизма отметим следующее. В [15, 17] приведены доводы, что он может быть фиктивным, в [28] эти доводы не признаются достаточно убедительными и на новом материале подтверждается существование во вспышках расширения по закону $e^{-a\Delta\lambda}$. Трудно, однако, пока сказать, реален ли этот механизм, и мы включаем его в рассмотрение постольку, поскольку он выявляется наблюдениями.

Рассмотрим теперь результаты применения описанного выше способа к нашим суммарным профилям. Последние в «логарифмическом» виде изображены на фиг. 4—6, соответствующих фиг. 1—3.

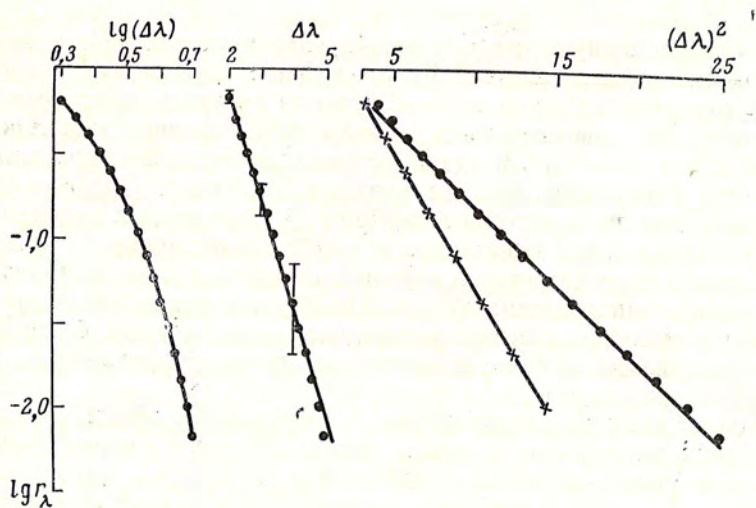
Из фиг. 4 (оба исходные профили доплеровские) видим: 1) точки в осях $\langle \lg I; (\Delta\lambda)^2 \rangle$ уже не ложатся точно на прямую; 2) аппроксимация графиков прямыми в осях $\langle \lg I; \Delta\lambda \rangle$ и $\langle \lg I; (\Delta\lambda)^2 \rangle$ может быть сделана почти с одинаковой степенью надежности; 3) очень хорошо точки ложатся на одну прямую в осях $\langle \lg I; (\Delta\lambda)^{1,7} \rangle$ (крестики; шкалы для систем $\langle \lg I; (\Delta\lambda)^2 \rangle$ и $\langle \lg I; (\Delta\lambda)^{1,7} \rangle$ одни и те же); 4) провести сколько-нибудь удовлетворительным образом прямую через точки в осях $\langle \lg I; \lg(\Delta\lambda) \rangle$ нельзя. Таким образом, располагая лишь суммарным профилем, в данном случае мы должны были бы заключить (фиктивный результат), что эмиссия расширена вследствие движений с немаксвелловским распределением скоростей,

при котором $\tau_\lambda \propto e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_0}\right)^{1,7}}$. Этот результат подтверждает высказанное Швексткой [17] объяснение расширения вида $e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_0}\right)^m}$ наложением доплеров-

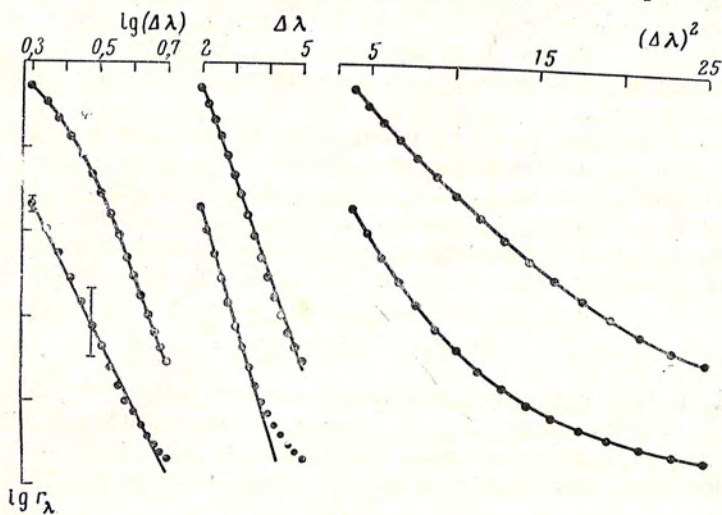
ских профилей с различными $\Delta\lambda_D$. Если рассматривать результаты с точки зрения практики фотометрии (фотографической) вспышек и отвлекаться от системы $\langle \lg I; (\Delta\lambda)^{1,7} \rangle$, то можно сделать также следующий вывод. В пределах ошибок измерений точки располагаются на прямой как в доплеровских осях, так и в осях $\langle \lg I; \Delta\lambda \rangle$ (особенно, если отбрасывать две—три отскакивающие точки в начале и в конце, что обычно делается на практике). Следовательно, нужно считать, что либо оба механизма, $e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}$ и $e^{-a\Delta\lambda}$, играют существенную роль, либо ни один из них не имеет отношения к расширению эмиссии (неопределенный результат).

На фиг. 5 (исходные профили штарковский и доплеровский) приведены результаты для двух комбинаций, отличающихся друг от друга исходными доплеровскими профилями. Нижние графики соответствуют случаю $(\Delta\lambda_D)^2 = 2,4$ (на фиг. 2 суммарный профиль для этого варианта не нанесен, чтобы не загромождать чертеж), верхние — случаю $(\Delta\lambda_D)^2 = 4,0$. Шкалы по осям те же, что и на фиг. 4; поскольку графики здесь сдвинуты по вертикали для более четкого разделения случаев, то во избежание недоразумений мы не оцифровываем ось $\lg I$. Для варианта $(\Delta\lambda_D)^2 = 2,4$ имеем: 1) в осях $\langle \lg I; \Delta\lambda \rangle$ большая часть точек хорошо ложится на прямую; 2) через все точки в осях $\langle \lg I; \lg(\Delta\lambda) \rangle$ можно провести прямую, но с наклоном $n = -3,9$, так что отклонения не будут выходить за пределы ошибок наблюдений; 3) в доплеровских осях аппроксимация прямой исключена.

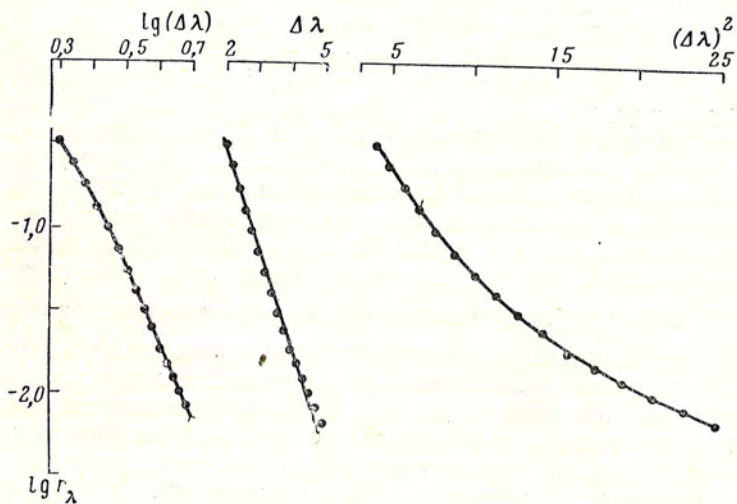
Следовательно, в данном случае, основываясь лишь на суммарных профилях, мы должны были бы заподозрить наличие во вспышке движений с немаксвелловским распределением скоростей и исключить Доплер-



Фиг. 4. Логарифмические профили при комбинации «доплер + доплер»



Фиг. 5. Логарифмические профили при комбинации «штарк + доплер»



Фиг. 6. Логарифмические профили при комбинации « $e^{-\Delta\lambda}$ + доплер»

эффект как возможную причину расширения эмиссии. По-видимому, пришлось бы исключить также и Штарк-эффект: хотя самые далекие точки профиля лежат на прямой с $n = -2,5$, но на практике за их достоверность ручаться нельзя, поэтому прямая была бы проведена, как показано на чертеже, т. е. с $n = -3,9$. В лучшем случае мы могли бы заподозрить лишь проявление Штарк-эффекта. На верхних графиках, $(\Delta\lambda_D)^2 = 4,0$, точки хорошо ложатся на прямую в осях $\langle \lg I; \Delta\lambda \rangle$, а также в далеком крыле в штарковских осях, но с наклоном $n = -5,2$; в доплеровских осях удовлетворительная аппроксимация профиля прямой невозможна. Отсюда должны следовать заключения: а) причиной расширения эмиссии является движение с немаквелловским распределением скоростей, б) ни Доплер-, ни Штарк-эффекты в данном случае не имеют существенного значения (фиктивный результат).

Аналогичное рассмотрение фиг. 6 (исходные профили доплеровский и $e^{-\Delta\lambda}$) показывает, что удовлетворительно прямые через значительное число точек можно провести только в осях $\langle \lg I; \Delta\lambda \rangle$, а также в штарковских осях в далеком крыле, но с $n = -4,4$. Вывод здесь сводится к тому, что действующим механизмом расширения являются движения с немаквелловским распределением скоростей. Этот результат является неполным с качественной стороны. Кроме того, коэффициент при $\Delta\lambda$ получается уже не 1,0, как это было принято для исходного профиля, а 1,36. Следовательно, и различного рода количественные оценки в данном случае будут искаженными.

При анализе фиг. 4—6 мы говорили о возможности в ряде случаев аппроксимировать логарифмические профили прямыми в пределах ошибок наблюдений. Рассмотрим этот вопрос более подробно. На практике обычно «чистую» эмиссию вспышек r_λ получают вычитанием из остаточной интенсивности эмиссии вспышек r_ν остаточной интенсивности «подложки» r_ϕ , в качестве которой берут спектр соседней невозмущенной фотосферы

$$r_\lambda = r_\nu - r_\phi = \frac{I_\nu - I_\phi}{I_0}, \quad (6)$$

где I_ν , I_ϕ и I_0 — соответственно интенсивности вспышки, фотосферы и локального непрерывного спектра (значок λ везде, кроме левой части, опускаем для упрощения записи). На основании известных теорем теории погрешностей запишем, исходя из (6), следующие выражения:

$$\frac{\delta r_\lambda}{r_\lambda} = \frac{\delta I_\nu + \delta I_\phi}{I_\nu - I_\phi} + \frac{\delta I_0}{I_0} \quad (7)$$

и

$$\delta(\lg r_\lambda) = 0,43 \cdot \frac{\delta r_\lambda}{r_\lambda}, \quad (8)$$

где $\delta r_\lambda / r_\lambda$ — относительная погрешность r_λ , а $\delta(\lg r_\lambda)$ — искомая абсолютная погрешность величины $\lg r_\lambda$. Будем считать, что изображенные на фиг. 1—3 профили представляют «чистую» эмиссию r_λ (в смысле выражения (6)), скажем, в линии H_β , и вспышка находится в центре диска. В качестве «подложки» возьмем профиль H_β при $\cos \Theta = 1,0$ по де Ягеру [29].

Полагаем далее, что интенсивности определены с точностью 1,5% ($\frac{\delta I}{I} = 0,015$). Фактически, конечно, ошибки в различных точках профиля будут неодинаковыми, но мы примем постоянное значение 1,5%, которое, по-видимому, можно считать минимальной погрешностью для далекого крыла при фотографической фотометрии вспышек. Мы рассматривали профили, простирающиеся практически вплоть до нулевой интенсивности, здесь же, при оценке ошибок, ограничимся лишь теми участками, где I_ν превышает I_ϕ на величину, не меньшую ошибок измерений.

Вычисленные по (7) и (8) величины погрешности показаны на фиг. 4 и 5 вертикальными линиями. Видно, что действительно профили могут быть аппроксимированы прямыми в пределах ошибок измерений и что границы погрешности результатов в далеких крыльях очень велики (следствие близости уменьшаемого I_v к вычитаемому I_ϕ).

Уже рассмотренные примеры позволяют представить, как в зависимости от особенностей вспышек (насколько, например, развиты области с тем или иным характером свечения), фазы (с развитием вспышки относительные значения, скажем, движений и Штарк-эффекта могут изменяться), условий наблюдений (какие области попадают на луч зрения) могут получаться разнообразные механизмы расширения, в том числе и фиктивные, если даже строение и физическая структура вспышек будут оставаться качественно одними и теми же. Эффекты наложения эмиссий различного характера должны в особенности проявляться в случае сильных вспышек и для линий водорода: именно в сильных вспышках отчетливо обнаруживается неоднородность условий свечения и именно в названных линиях благодаря обилию водорода эмиссия может быть значительной в различных областях. Наиболее сложную картину при этом следует ожидать для ранних членов бальмеровской серии, поскольку эмиссия в них может быть значительной как в «горячих», так и в «холодных» областях вспышек.

Необходимо соблюдать особую осторожность при интерпретации результатов, когда наблюдения удовлетворяют предположению о расширении эмиссии вследствие движений с немаксвелловским распределением скоростей ($\tau_\lambda \propto e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_0}\right)^m}$ при $m < 2$, частный случай $\tau_\lambda \propto e^{-a\Delta\lambda}$). Действительно, мы видели, что этот механизм может быть фиктивным в целом ряде случаев.

Сделанные выше замечания остаются в силе во всех случаях, когда механизмы расширения отыскиваются по форме профиля эмиссии, независимо от того, применяется описанный выше или какой-либо другой способ.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ВО ВСПЫШКЕ 26 СЕНТЯБРЯ 1963 г.

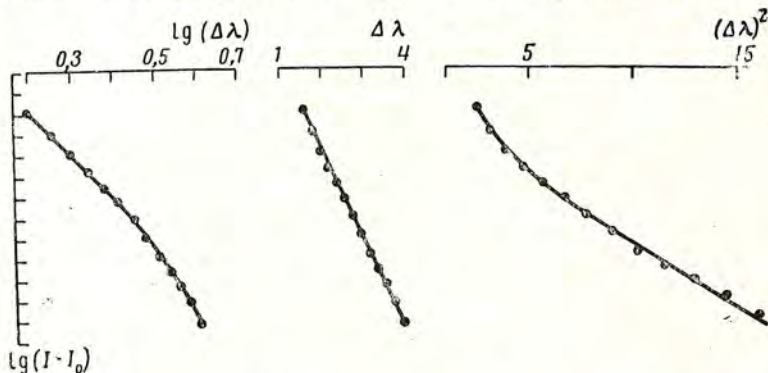
Оценку физических параметров вспышек мы провели по наблюдениям вспышки 26.IX 1963 г. Выбор здесь не случаен. По характеру развития в H_α и свечению различных элементов (описание вспышки см. в [22]) это была типичнейшая вспышка балла 3 или 3⁺, так что можно полагать, что и ее физические характеристики являются типичными для сильных вспышек. Кроме того, в данном случае можно было воспользоваться некоторыми особенностями спектра для получения оценок, не слишком связанных с неопределенностями выделения «чистой» эмиссии.

Наблюдения вспышки проводились на Башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории при помощи спектрографа с решеткой эшеле [30, 31], так что одновременно на одной пластинке получался спектр от 3400 до 6600 Å. Фотометрия выполнялась на регистрирующем микрофотометре МФ-4.

Определение условий относится к $t = 10^h23^m,5$ (время везде московское). Этот момент приходится на период максимального развития вспышки. Интенсивность в H_α достигла максимума (на очень короткое время) несколько раньше, а именно в $10^h18^m,5$, но если оценку делать по совокупности многих линий различных элементов, то следует считать, что наивысшего развития вспышка достигла между 10^h20^m и 10^h25^m . Рассматривались лишь «водородная» и «гелиевая» зоны. Определение условий в «металлической» области сталкивается с неопределенностями, связанными с

выделением «чистой» эмиссии, и мы, к сожалению, вынуждены пока не затрагивать этого вопроса.

Вначале была сделана попытка определить упомянутым выше методом механизм расширения эмиссии в бальмеровских линиях с тем, чтобы можно было использовать профили для анализа условий. Однако получить уверенные результаты здесь не удалось. Логарифмические профили (рассматривались H_β и H_{11}) в разные моменты, до и после максимума, имеют такой вид, как показано на фиг. 7. Профили H_β и H_{11} различаются, однако, между собой по кривизне (или по наклону, когда получаются прямые). Различие профилей может быть обусловлено следующим: 1) неодинаковым вкладом областей с различными условиями свечения в суммарную эмиссию H_β , с одной стороны, и H_{11} — с другой; 2) различным поглощением эмиссии в этих линиях в хромосфере, расположенной



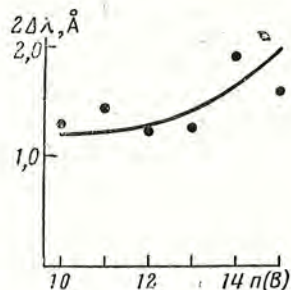
Фиг. 7. Логарифмические профили H_β во вспышке 26.IX 1963 г.; $t = 10^h23^m5$

по лучу зрения (вспышка находилась близ края диска, так что поглощение может быть значительным, в частности в H_β , даже в далеких крыльях); 3) ошибками, связанными с выделением «чистой» эмиссии в далеких крыльях; к тому же в нашем случае необходимо было еще освободиться от довольно заметной непрерывной эмиссии, что также связано с рядом ошибок и неопределенностей. На первый взгляд по логарифмическим профилям (см., например, фиг. 7) получается, что эмиссия расширена за счет движений с немаксвелловским распределением скоростей, поскольку точки в целом удовлетворительно ложатся на прямую в осях $\langle \lg(I_\lambda - I_0); \Delta\lambda \rangle$. Мы, однако, видели, что картина, похожая на изображенную на фиг. 7 (характерный изгиб кривых в «штарковских» и «доплеровских» осях и прямая в «немаксвелловской» системе), может получаться, если на луч зрения попадают эмиссии, расширенные различным образом, например Штарк- и Доплер-эффектами. Поэтому следует более внимательно рассмотреть данные наблюдений, прежде чем сделать окончательное заключение.

В рассматриваемый период ($10^h20^m - 10^h25^m$) профили как H_β , так и H_{11} обнаруживают тенденцию располагаться в «штарковских» осях в целом по направлению с наклоном, близким к 2,5 (см., например, фиг. 7). Это дает основание заподозрить наличие Штарк-эффекта. С меньшим, однако, основанием может быть заподозрен и Доплер-эффект, не говоря уже об эффекте движений с немаксвелловским распределением скоростей. Более определенная картина получается из рассмотрения полуширин бальмеровских линий. Из фиг. 8 (пояснение к ней см. ниже) видно, что полуширины $2\Delta\lambda$ растут с номером линии $n(B)$. Такой ход характерен для Штарк-эффекта, так как влияние межатомного электрического поля

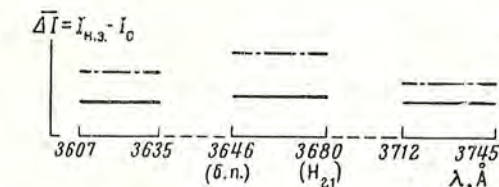
увеличивается при переходе ко все более высоким уровням. Если бы расширение эмиссии определялось движениями вещества вспышки (с любым распределением скоростей), то с ростом $n(B)$ полуширины должны были уменьшаться как λ , поскольку в этом случае значения $2\Delta\lambda$ определяются величиной $\lambda(v/c)$ (если не учитывать эффекты самопоглощения). Следовательно, мы должны принять, что по крайней мере в высших членах серии преобладающую роль в расширении эмиссии играет эффект Штарка. То обстоятельство, что этот эффект не обнаруживается уверенно по логарифмическим профилям, связано, по-видимому, главным образом с ошибками выделения «чистой» эмиссии и в особенности с ошибками при освобождении наблюдений от непрерывной эмиссии. Свою роль здесь, вероятно, сыграло также хромосферное поглощение.

Эффект наложения эмиссий, расширенных различным образом, в указанный период вряд ли был значительным, о чем можно судить по следующей особенности профилей. При наложении на штарковскую эмиссию другой, например, доплеровской эмиссии получающаяся кривая в осях $\langle \lg(I_\lambda - I_0); \lg(\Delta\lambda) \rangle$ имеет довольно крутой спад: наклон везде заметно больше 2,5 (см. фиг. 5). В нашем же случае, как отмечалось выше, наклоны профилей в этих осях в общем не сильно отличаются от 2,5, что и заставляет говорить о незначительности эффекта наложения. Иная картина обнаруживается во взрывной фазе: здесь наклон всех участков кривых в «штарковских» осях получается больше 2,5. По-видимому, в начале



Фиг. 8. Зависимость $2\Delta\lambda$ от $n(B)$

Кружки — наблюдения (вспышка 26.IX 1963 г. $t = 10^{\text{h}23^{\text{m}}}$, 5), линия — теоретическая зависимость



Фиг. 9. Средние значения интенсивности непрерывной эмиссии в различных участках спектра во вспышке 26.IX 1963 г.

Сплошная линия — $t = 10^{\text{h}18^{\text{m}}},25$, штрих-пунктирная — $t = 10^{\text{h}23^{\text{m}}},5$

Отчетливо наблюдаются линии вплоть до H_{10} , различима линия H_{20} и очень неуверенно H_{21} , тогда как обычно, согласно [3], в центре диска видны линии вплоть до H_{10} или H_{11} , а на краю ($\cos\theta < 0,3$) — до H_{13} или H_{14} . Существенную роль здесь, по-видимому, сыграло усиление контраста за счет потемнения диска к краю в частотах непрерывного спектра (гелиоцентрическое расстояние вспышки $\rho \approx 0,97$). На участке спектра от H_{21} до балмеровского предела (б. п.) эмиссия в отдельных линиях не различима, здесь видна лишь непрерывная эмиссия. Фотометрические измерения показали, что в среднем интенсивность последней несколько выше интенсивности непрерывной эмиссии на участках, расположенных до и за интервалом H_{21} — (б. п.) (фиг. 9). Следовательно, линии с $n(B) > 20$ также светились, но были настолько широкими, что их эмиссия слилась в одну непрерывную полосу. Косвенно о большой ширине линий с $n(B) > 20$ свидетельствуют, в частности, высокие значения полуширин H_{10} — H_{15} и

рост $2\Delta\lambda$ с увеличением $n(B)$ (см. фиг. 8). Очевидно, что слияние эмиссий обусловлено эффектом Штарка, поэтому в данном случае можно применить формулу Инглиса — Теллера [32]

$$\lg n_e = 23,26 - 7,5 \lg m,$$

откуда находим $n_e \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (полагая, что номер последней различной линии $m = 2C$). При подсчете n_e по другим известным формам зависимости n_e от m результат практически не меняется.

Оценим n_e по наблюдаемой зависимости $2\Delta\lambda$ от $n(B)$, воспользовавшись методом, предложенным Редманом и Суемото [33]. Вкратце этот метод заключается в следующем. Штарковские профили $U(\beta)$, взятые, например, из [34], представляют профилями Фойгта $V(\Delta\lambda_s; a_s)$. Здесь β — «редуцированная» напряженность, равная отношению напряженности электрического поля F к «нормальной» напряженности $F_0 = 2,61 n_e^{2/3} e$; $\Delta\lambda_s$ и a_s — параметры, рассматриваемые соответственно как «доплеровская» и «вследствие затухания» ширины. Хорошая аппроксимация получается при $a_s = 0,4 \Delta\lambda_s$ и

$$\Delta\lambda_s = 4,33 \cdot 10^{-12} n_e^{2/3} \left(\frac{n^2}{n^2 - 4} \right)^2 [n(n-1) + 2] \text{ \AA}, \quad (9)$$

где n — главное квантовое число верхнего уровня соответствующей линии.

Во вспышках, в которых обнаруживается штарковское расширение, профили будут определяться совместным действием Штарк- и Доплер-эффектов, поскольку атомы всегда находятся в движении (по крайней мере тепловом). Пусть реальная доплеровская ширина, обусловленная движениями, будет $\Delta\lambda_t$. Тогда профили во вспышке можно представить профилями Фойгта $V(a; \Delta\lambda_a)$, где $a = 0,4(\Delta\lambda_s/\Delta\lambda_a)$ и $\Delta\lambda_a = \sqrt{\Delta\lambda_t^2 + \Delta\lambda_s^2}$. Такое представление упрощает рассмотрение задачи, а также позволяет воспользоваться при анализе готовыми таблицами, например Хьертинга [35]. Наблюдаемые полуширины линий определяются не только механизмом расширения, но также и эффектами самопоглощения. Учет последних делается следующим образом. Профиль «чистой» эмиссии вспышки описывается выражением (см. (1))

$$\bar{p}_\lambda (1 - e^{-\tau_\lambda}).$$

Если $\bar{p}_\lambda$ — постоянная величина и известна оптическая толщина в центре линии τ_0 , то из очевидного выражения

$$\frac{1}{2} = \frac{1 - e^{-\tau_{0,5}}}{1 - e^{-\tau_0}}$$

нетрудно отыскать оптическую толщину $\tau_{0,5}$ в точке, где интенсивность равна половине центральной интенсивности. Окончательно, исходя из условия (см. [33])

$$\left(\frac{s_v}{s_0} \right)_v : \left(\frac{s_v}{s_0} \right)_{v=0} = \frac{\tau_{0,5}}{\tau_0},$$

находим (по таблицам Хьертинга) при $a = 0,4 (\Delta\lambda_s/\Delta\lambda_a)$ величину v — расстояние в единицах $\Delta\lambda_a$ от центра линии до точки, где интенсивность падает до половины значения центральной интенсивности, а затем и искомую полуширину $2\Delta\lambda_b = 2v \cdot \Delta\lambda_a \text{ \AA}$, которую должна иметь линия. Здесь (s_v/s_0) — атомный коэффициент поглощения при совместном действии Доплер-эффекта и затухания излучения в единицах s_0^* (s_0^* — атомный ко-

эффект поглощения в центре линии при действии лишь Допплер-эффекта).

Таким образом, если знать величины $\Delta\lambda_t$ и τ_0 , то задача сводится к подбору в выражении для $\Delta\lambda_s(9)$ такого значения n_e , при котором величины $2\Delta\lambda_b$ удовлетворяли бы наблюдениям. Однако τ_0 обычно заранее неизвестна, и на практике ее приходится отыскивать одновременно с n_e методом проб. При этом необходимо оценить τ_0 для различных линий, что можно сделать следующим образом. Коэффициент поглощения в центре линии тем выше, чем выше полная поглощательная способность линии, и тем ниже, чем линия шире. Характеризуя поглощение величиной $B_{2i}h\nu$, а протяженность линии эффективной шириной $v_{эфф}$, такой что

$$\left(\frac{s_v}{s_0}\right)_{v=0} v_{эфф} = \int_0^\infty \left(\frac{s_v}{s_0}\right) dv = \frac{V\pi}{2},$$

относительные величины коэффициентов поглощения в центре, а следовательно и относительные значения τ_0 , найдем при помощи отношений

$$\frac{B_{2i}h\nu}{2\Delta\nu_{эфф}}, \text{ где } 2\Delta\nu_{эфф} = \frac{c}{\lambda^2} 2v_{эфф}\Delta\lambda_a.$$

Здесь B_{2i} — эйнштейновская вероятность поглощения, а выражение для определения $v_{эфф}$ записано исходя из условия нормирования профилей (s_v/s_0^*) по Хьертингу. Имея значения $B_{2i}h\nu/2\Delta\lambda_{эфф}$, нетрудно отыскать τ_0 для всех членов серии, задав τ_0 лишь для какой-нибудь одной линии.

Мы не останавливаемся на деталях расчетов и подробном анализе условий применения только что описанного метода к хромосферным вспышкам. Эти вопросы с достаточной полнотой отражены в [27, 33, 36]. В [37—39] можно найти также примеры применения этого метода к вспышкам на диске и на лимбе. Отметим лишь, что метод позволяет достаточно точно определять n_e и N_2 (по τ_0) и весьма нечувствителен к величине $\Delta\lambda_t$, т. е. к T_k и v_t .

Обратимся теперь к наблюдениям. Измерения полуширин линий представляют собой довольно сложную задачу. Действительно, нужно получить профиль собственно эмиссии вспышки $\bar{p}_\lambda(1 - e^{-\tau_\lambda})$, который определяется выражением (см. (1))

$$I_\lambda - I_0 e^{-\tau_\lambda} = \bar{p}_\lambda(1 - e^{-\tau_\lambda}). \quad (10)$$

В каждой точке профиля необходимо знать величины I_λ , I_0 и τ_λ , наблюдения же в общем случае дают лишь I_λ . Если бы даже удалось каким-нибудь образом, например при помощи метода, предложенного Швесткой [47], найти τ_λ , то все равно остается неопределенным вопрос, что брать в качестве «подложки» (I_0). Неопределенности, связанные с учетом «подложки», особенно велики в случае ранних членов бальмеровской серии, поэтому мы ограничились рассмотрением лишь высоких членов серии.

Выражение (10) нетрудно записать в следующем виде:

$$\frac{I_\lambda - I_0}{\bar{p}_\lambda - I_0} = 1 - e^{-\tau_\lambda}. \quad (11)$$

Правая часть (11) описывает профиль собственно эмиссии вспышки с точностью до множителя $\bar{p}_\lambda$. Если $\bar{p}_\lambda$ сохраняется постоянной в сфере всей линии, то по профилю $(1 - e^{-\tau_\lambda})$ можно найти полуширину линии. В случае высоких членов серии Бальмера фраунгоферовы линии в спектре Солнца выражены слабо, так что в качестве «подложки» можно сравнительно уверенно брать спектр соседней невозмущенной фотосферы. Далее,

также из-за слабой выраженности френгоферовых линий изменения I_0 невелики и носят нерегулярный характер и так как $\bar{p}_\lambda \gg I_0$, то величину $(\bar{p}_\lambda - I_0)$ с достаточной степенью точности можно рассматривать как постоянную, не опасаясь при этом получения заметных систематических ошибок в значениях полуширин (см. [27]). Таким образом, при условии постоянства $\bar{p}_\lambda$ полуширины в данном случае можно отыскивать непосредственно при помощи зависимости $(I_\lambda - I_0)$ от $\Delta\lambda$.

В нашем случае нет оснований думать, что p_λ значительно менялась во вспышке: профили (они приведены в [22]) в центральных частях не обнаруживали ни сильных провалов, что указывало бы на заметное уменьшение p_λ наружу, ни острой, пикообразной формы, какая бывает при росте p_λ наружу. Поэтому мы считали $\bar{p}_\lambda$ величиной постоянной (предполагая, конечно, что в рассматриваемой части линии p_λ не меняется заметно) и для отыскания полуширин воспользовались только что описанным методом. Заметим здесь, что оценки при предположении постоянства $\bar{p}_\lambda$ даже в случаях, когда имеются явные признаки значительного изменения p_λ во вспышке, дают уже вполне хорошее приближение (см. [27]), что следует связать со сравнительно небольшой оптической толщей высоких членов серии.

Результаты измерения полуширин приведены на фиг. 8. Там же показана кривая, отображающая ход $2\Delta\lambda_b$ при $n_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $N_2 = 4,8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Из-за наличия многочисленных френгоферовых линий в спектре Солнца профили высоких членов серии определяются с небольшой точностью, поэтому разброс точек получается большой. Поскольку к тому же принимался ряд упрощающих предположений, то приведенные значения n_e и N_2 следует рассматривать как приближенные. Ошибки здесь, однако, не слишком велики. При изменении n_e в 2, а N_2 в 3 раза различие хода $2\Delta\lambda_b$ с наблюдениями становится столь значительным, что оно явно выходит за мыслимые пределы погрешности измерений. Все же в данном случае целесообразно указать лишь границы величин, а именно: $10^{13} < n_e < 4 \cdot 10^{13}$ и $10^{15} < N_2 < 2 \cdot 10^{16}$. Сравнивая эту оценку n_e с полученной выше (по номеру m), видим, что получается неплохое согласие между ними.

При определении n_e и N_2 мы полагали, что $\Delta\lambda_i$ обусловлена лишь тепловыми движениями при $T_k = 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$. Какой была величина $\Delta\lambda_i$ в действительности, сказать трудно. С одной стороны, линии металлов и гелия в рассматриваемый момент были узкими, так что, например, по гелию максимальное значение v_i получается равным 10 км/сек . Это дает основание предположить, что движения во вспышке были невелики. С другой стороны, поскольку, по-видимому, металлы и гелий светятся в основном в других объемах, чем водород, такое предположение может быть неверным. Все же трудно представить, чтобы заметные движения в «водородной» зоне не проявились бы определенным образом по крайней мере в некоторых линиях металлов. Поскольку таких проявлений не обнаруживается, мы пренебрегли движениями при оценке $\Delta\lambda_i$. Это упрощение вряд ли отразилось сколько-нибудь заметно на результатах, так как метод малочувствителен к величине $\Delta\lambda_i$.

Перейдем теперь к «гелиевой» зоне. В рассматриваемый и близкие к нему моменты в эмиссии были видны 10 линий гелия, т. е. почти все линии, наблюдающиеся во вспышках в интервале $3300\text{--}6600 \text{ \AA}$ (см. [24], стр. 153). Список их приведен в табл. 1, где линии паргелия (сингулеты) обозначены значком (С), а ортогелия (триплеты) — значком (Т); в таблице также помещены наблюдаемые полуширины в единицах соответствующих длин волн $2\Delta\lambda/\lambda$. Профили некоторых линий показаны на фиг. 10 (профили находились в соответствии с выражением (6)).

Мы не смогли получить профили для $\lambda\lambda 3889$ и 4713 , первая из них блендирована интенсивной эмиссией H_δ , вторая — очень слабая. Слабой

$\lambda, \text{Å}$	$\frac{2\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^5$	$\lambda, \text{Å}$	$\frac{2\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^5$	$\lambda, \text{Å}$	$\frac{2\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^5$
3820 (T)	5,89	4026 (T)	6,20	4713 (T)	—
3889 (T)	—	4472 (T)	8,39	4922 (C)	5,40
3965 (C)	5,77	4686 (He II)	6,85(?)	5016 (C)	6,98
				5876 (T)	14,55

была и эмиссия в $\lambda 4686$ He II, вследствие чего профиль ее определяется ненадежно.

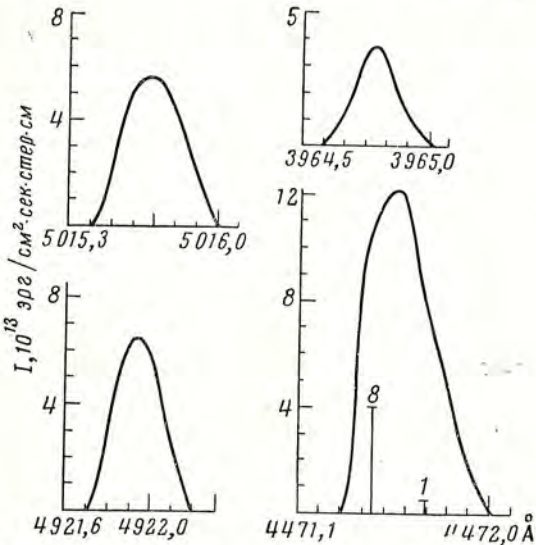
Остановимся на анализе линий парагелия. Если линии оптически тонкие, то значения $2\Delta\lambda/\lambda$ должны сохраняться постоянными. Как видно из табл. 1, в нашем случае прозрачными можно считать $\lambda\lambda 3965$ и 4922 , а линию $\lambda 5016$ следует рассматривать как уже несколько обремененную самопоглощением. Можно проверить, что это заключение не обусловлено проявлением каких-то случайных эффектов. Преобладающую роль в расширении линии гелия во вспышках играет, по-видимому, Доплер-эффект. Поэтому по логарифмическому профилю $\lambda 5016$ из наклона далекого крыла, где $\tau_\lambda \ll 1$, можно определить $\Delta\lambda_D$, а по $\Delta\lambda_D$ в свою очередь полуширину $2\Delta\lambda$, которую имела бы линия, будучи оптически тонкой. Если профиль $\lambda 5016$ не искажен действием каких-то случайных эффектов, а лишь обременен самопоглощением, то определенная таким образом величина $2\Delta\lambda/\lambda$ должна согласовываться с аналогичными величинами для $\lambda\lambda 3965$ и 4922 . Также должны, конечно, согласовываться и величины $\Delta\lambda_D/\lambda$. На самом деле для $\lambda 5016$ получается $(\Delta\lambda_D/\lambda) = 3,11 \cdot 10^{-5}$ (см. фиг. 11, которая одновременно свидетельствует, что действительно определяющую роль в расширении эмиссии гелия играет Доплер-эффект). Для $\lambda\lambda 3965$ и 4922 по формуле

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} = \frac{2\Delta\lambda}{1,665 \lambda}$$

находим соответственно $\Delta\lambda_D/\lambda$, равное $3,46 \cdot 10^{-5}$ и $3,24 \cdot 10^{-5}$. Как видно, согласие получается вполне удовлетворительное.

Оценим теперь верхний предел T_k^* в гелиевой зоне. Из выражения

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2kT_k^*}{m_{\text{He}}}},$$



Фиг. 10. Профили линий гелия во вспышке 26.IX 1963 г. ($t = 10^{\text{h}23^{\text{m}}5}$).

Вертикальными линиями (профиль $\lambda 4472$) показаны положения и относительные интенсивности компонент тонкой структуры линии

взяв среднее значение $(\Delta\lambda_D/\lambda) = 3,27 \cdot 10^{-5}$, находим $T_k^* = 2,3 \cdot 10^4$ °К. Верхний предел турбулентной скорости

$$v_t^* = c \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda}$$

получается равным 10 км/сек. Если взять промежуточное значение $v_t = 5$ км/сек, T_k , определенная по формуле

$$\frac{\Delta\lambda_D}{\lambda} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2kT_k}{m_{\text{He}}} + v_t^2},$$

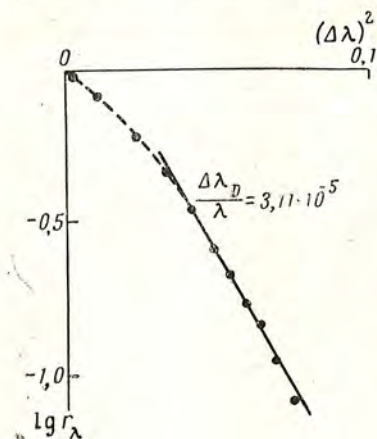
получается $1,7 \cdot 10^4$ °К. Из-за возможного различия зон свечения металлов и гелия мы не можем, к сожалению, воспользоваться линиями тяжелых элементов для определения v_t , поэтому величину $T_k = 1,7 \cdot 10^4$ °К будем рассматривать как вероятное значение температуры.

Определим температуру еще и другим методом — по заселенностям уровней. Линии $\lambda\lambda 3965$ и 4922 оптически тонкие, поэтому заселенности соответствующих им верхних уровней 4^1P и 4^1D найдем из выражения

$$N = \frac{4\pi I}{Ah\nu},$$

где N — число атомов на верхнем уровне в ориентированном по лучу зрения столбе вспышки с единичным основанием, A — вероятность спонтанного перехода (энергия) в линии. Получаются следующие величины: $I = 9,22 \cdot 10^4$ для $\lambda 3965$ и $I = 1,73 \cdot 10^5$ для $\lambda 4922$ в единицах эрг/см^2 .

Фиг. 11. Логарифмический профиль $\lambda 5016$ He I во вспышке 26.IX 1963 г. ($t = 10^{\text{h}23^{\text{m}}5}$)



·сек·стер; $N_{4^1P} = 2,7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и $N_{4^1D} = 2,7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Оценим, кроме того, верхние границы заселенностей уровней 2^1S и 2^1P , являющихся соответственно нижними уровнями линий $\lambda\lambda 3965$ и 4922 . Поскольку это прозрачные линии, то для их оптической толщи в центре можно записать

$$\tau_0 = \frac{V\pi e^2}{mc^2} \lambda^2 f \frac{N}{\Delta\lambda_D} \ll 1$$

(здесь N — число атомов на нижнем уровне), откуда находим $N_{2^1S} \leq 0,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и $N_{2^1P} \leq 0,1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

На спектрограммах в линиях гелия вспышка имеет протяженность, соответствующую примерно $4 \cdot 10^8 \text{ см}$ на Солнце. Если принять, что по лучу зрения геометрическая толща вспышки была тоже $4 \cdot 10^8 \text{ см}$, то концентрация атомов n_{He} на различных уровнях получается такой, как показано в табл. 2.

Сравним теперь найденные значения n_{He} с теоретическими концентрациями, получающимися из решений уравнений стационарности. Имеется ряд таблиц заселенностей различных уровней гелия, например таблицы В. А. Крата и В. М. Соболева [12], Н. В. Степенко и В. Л. Хохловой [40]. Мы воспользовались таблицами, приведенными в [40]. Они подсчитаны для ряда температур при $n_e = 2 \cdot 10^{13}$ (в нашем случае n_e почти такое же).

Таблица 2

Уровень	n_{He}	$T_k = 1,7 \cdot 10^4$	
		$\tau_{L, C} \ll 1$	$\tau_{L, C} \gg 1$
2^1S	$\leq 1,0 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^5$
2^1P	$\leq 2,5 \cdot 10^4$	$5,0 \cdot 10^2$	$2,4 \cdot 10^6$
4^1P	$6,7 \cdot 10^1$	$7,1 \cdot 10^1$	$2,9 \cdot 10^3$
4^1D	$6,7 \cdot 10^1$	$1,4 \cdot 10^2$	$9,2 \cdot 10^3$

и числе атомов гелия в 1 см^3 $4 \cdot 10^{12}$ при следующих крайних предположениях: а) вспышка полностью прозрачна в резонансных линиях и в континууме ($\tau_{L, C} \ll 1$), б) вспышка непрозрачна как в линиях, так и в континууме ($\tau_{L, C} \gg 1$). В действительности, по-видимому, имеет место промежуточный случай. Сравнение показало, что наблюдения согласуются с теоретической картиной заселенности при $T_k = 1,5 \cdot 10^4 \div 1,7 \cdot 10^4$ °К. Для иллюстрации в двух последних колонках табл. 2 приводим концентрации при $T_k = 1,7 \cdot 10^4$ °К согласно [40].

Прямые наблюдения (А. Б. Северный [41]), а также теоретический анализ (например, [37—39]) показывают, что водород светится во вспышках не сплошь по всему объему, а в отдельных тонких узлах или нитях. Эффективная толщина вспышки при этом, согласно [37—39], может быть в 100 раз меньше, чем ее видимые размеры. Имеет ли место подобная картина для гелия, сказать пока трудно, однако целесообразно рассмотреть возможное влияние тонкой структуры на определение T_k . Если принять, что действительная толщина вспышки в линиях гелия в 100 раз меньше видимой, то концентрации на уровнях получаются соответствующими температуре $2 \cdot 10^4$ °К.

Таким образом, по заселенностям уровней T_k заключена в пределах от $1,5 \cdot 10^4$ до $2 \cdot 10^4$ °К при среднем значении $\sim 1,7 \cdot 10^4$ °К. Такая же цифра, как вероятная, была получена и по полуширинам линий, так что можно, видимо, достаточно уверенно принять для «гелиевой» зоны $v_t = 5 \text{ км/сек}$ и $T_k = 1,7 \cdot 10^4$ °К. Отметим неплохое соответствие полученных нами для вспышки 26.IX 1963 г. температур с температурами, определенными также по линиям гелия, для вспышки на диске 14.IX 1958 г. Для последней в [40] найдено $T_k = 2,6 \cdot 10^4$ °К, а вероятное значение T_k заключено в пределах $1,7 \cdot 10^4 \div 2 \cdot 10^4$ °К.

К сожалению, оказалось, что линии ортогелия не могут быть уверенно использованы для анализа условий. Сильные линии $\lambda\lambda 5876$ и 4472 имеют значительную оптическую толщину, о чем свидетельствуют большие различия значений их полуширин (см. табл. 1), а также нарушенные соотношения интенсивностей компонент (см., например, профиль $\lambda 4472$ на фиг. 10). Определение же толщ этих линий затруднено тем обстоятельством, что, судя по ряду признаков, в них сохранились следы асимметрии, которая во взрывной фазе здесь была исключительно сильной.

Профили двух других триплетов, $\lambda\lambda 4026$ и 3820 , строятся не совсем уверенно.

Сравнивая полученные выше значения n_e и N_2 по линиям водорода со значениями этих параметров, принятыми для модели сильных вспышек (которую мы приводили в начале статьи), видим, что имеется неплохое согласие соответствующих величин между собой. Так что наши результаты дополнительно подтверждают надежность этой модели.

Найденное нами по линиям He I значение $T_k = 17\,000$ °К, как уже отмечалось, согласуется с оценкой T_k для вспышки 14.IX 1958 г. в [40];

для сильной вспышки 18.IX 1957 г. в [10] также по линиям He I получено, что $T_k \approx 15\,000^\circ\text{K}$. Это позволяет говорить, что, вероятно, кинетическая температура порядка $15\,000\text{--}17\,000^\circ\text{K}$ является типичной в областях свечения нейтрального гелия в сильных хромосферных вспышках на диске.

В заключение коротко сформулируем основные результаты работы.

1. Сильные вспышки обнаруживают изменение характера свечения водорода от слоя к слою, так что наблюдаемая эмиссия может представлять собой смесь эмиссий, расширенных различным образом. Это обстоятельство, по-видимому, в какой-то мере обуславливает то разнообразие механизмов расширения эмиссии, которое получается для вспышек на практике, а также может приводить к фиктивным результатам при определении этих механизмов по форме профилей.

2. При помощи различных методов для типичной сильной вспышки 26.IX 1963 г. определены некоторые физические параметры. По линиям водорода получено, что $n_e = 3 \cdot 10^{13}\text{ см}^{-3}$ и N_2 заключено в пределах от 10^{15} до $2 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-2}$, по линиям нейтрального гелия — $T_k = 17\,000^\circ\text{K}$ и $v_t = 5\text{ км/сек}$.

Автор искренне благодарен научному руководителю члену-корреспонденту АН СССР А. Б. Северному за ценное обсуждение затронутых в работе вопросов.

10 декабря 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. К. де Ягер. Строение и динамика атмосферы Солнца. М., ИЛ, 1962.
2. Курс астрофизики и звездной астрономии, т. III. М., 1964.
3. R. Michard. *Ann. astrophys.*, 1959, 22, 887.
4. Z. Švestka, M. Кореску, M. Blaža. В. А. С., 1961, 12, N 6, 229.
5. M. Blaža, M. Кореску, Z. Švestka. В. А. С., 1962, 13, N 3, 85.
6. Н. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 29, 68.
7. Н. Н. Степанян. Дисс. М., 1963.
8. Н. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 211.
9. Z. Švestka. В. А. С., 1960, 11, 167.
10. J. Jefferies, E. v. p. Smith, H. J. Smith. *Astrophys. J.*, 1959, 129, 146.
11. Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 24, 258.
12. В. А. Крат, В. М. Соболев. Изв. ГАО, 1960, 21, вып. 4, № 163, 2.
13. Н. М. Гольдберг-Рогозинская. Изв. ГАО, 1962, 32, вып. 5, № 170, 52.
14. С. Г. Мамедов. Солнечные данные, 1962, № 2, 54.
15. А. Б. Северный, А. Н. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 3.
16. J. T. Jefferies, F. Q. Orral. *Astrophys. J.*, 1961, 133, 946.
17. Z. Švestka. В. А. С., 1961, 12, N 3, 73.
18. А. Б. Северный. *Астрон. ж.*, 1961, 38, вып. 3, 402.
19. А. Н. Бабин, С. Ю. Лукьянов, А. Б. Северный, Г. Г. Сидоров, В. И. Силицын, Н. В. Стешенко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 27, 52.
20. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 27, 71.
21. В. А. Крат, В. М. Соболев. Изв. ГАО, 1958, 31, вып. 3, № 162, 2.
22. В. Г. Бабин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 118.
23. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 20, 22.
24. H. J. Smith, E. v. p. Smith. *Solar flares*. N.Y., 1963.
25. Т. В. Казачевская, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 19, 46.
26. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1959, 21, 131.
27. Z. Švestka. В. А. С., 1962, 13, N 6, 236.
28. E. v. p. Smith. *Astrophys. J.*, 1963, 137, 580.
29. C. de Jager. *Rech. Astron. Obs., Utrecht*, 1952, 13, 1.
30. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1955, 15, 31.

31. А. Б. Северный, Н. В. Стещенко, В. Л. Хохлова. Астрон. ж., 1960, 37, 23.
32. D. R. Inglis, E. Teller. *Astrophys. J.*, 1939, 90, 439.
33. R. O. Redman, Z. Suemoto. *Monthly Notices*, 1954, 114, 524.
34. E. van Dienen. *Astrophys. J.*, 1949, 109, 452.
35. E. Hjerting. *Astrophys. J.*, 1938, 88, 508.
36. Z. Svestka. *B. A. C.*, 1963, 14, N 6, 243.
37. Z. Suemoto, E. Hiei. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1959, 11, 185.
38. T. Hirayama. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1961, 13, 132.
39. Z. Suemoto, E. Hiei, T. Hirayama. *J. Phys. Soc. Japan, Suppl. A-11*, 1962, 17, 231.
40. Н. В. Стещенко, В. Л. Хохлова. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1962, 27, 120.
41. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1957, 17, 129.

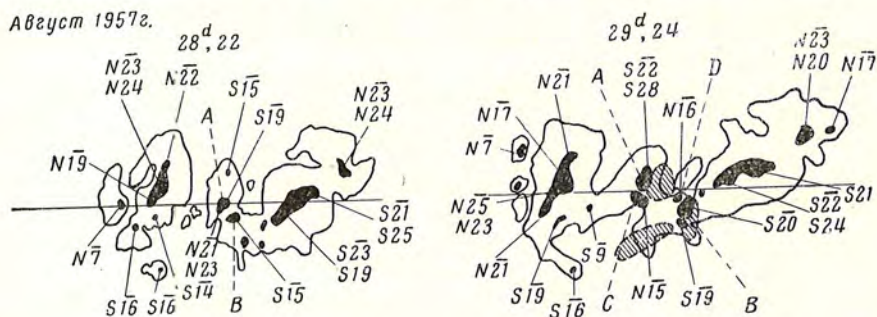
О СВЯЗИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ МОЩНЫХ ВСПЫШЕК С ПОЯВЛЕНИЕМ И УСИЛЕНИЕМ ПЯТЕН

М. Б. Огирь, Е. Ф. Шапошникова

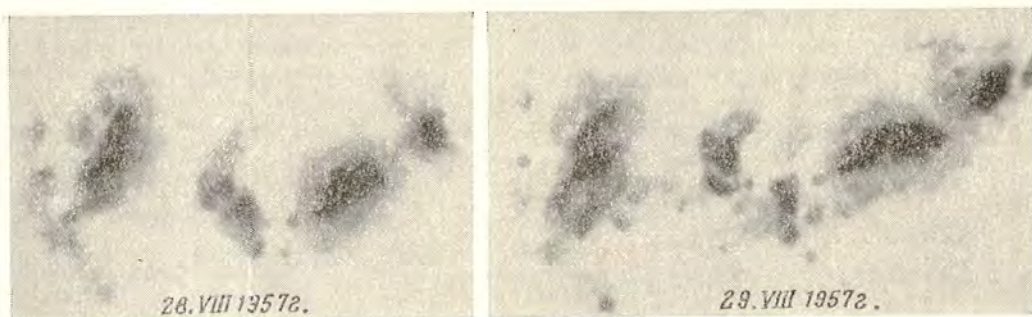
Отмечается, что часто появлению сильных вспышек предшествует возникновение новых пятен или усиление пятен, ранее существовавших вблизи места вспышки.

ON THE CONNECTION BETWEEN THE BIRTH OF STRONG FLARES AND THE APPEARANCE AND INTENSIFICATION OF SUNSPOTS, by *M. B. Ogir* and *E. F. Shaposhnikova*.— It is noted that the appearance of strong flares is often preceded by the appearance of new spots or the intensification of spots, previously existing near the location of the flare.

В процессе проводящейся в настоящее время работы по исследованию развития групп солнечных пятен, в которых происходили вспышки, давшие космические лучи, были обнаружены следующие интересные



Фиг. 1. Зарисовки за 28 и 29.VIII 1957 г. для группы пятен, в которой произошли три вспышки балла 2 29.VIII



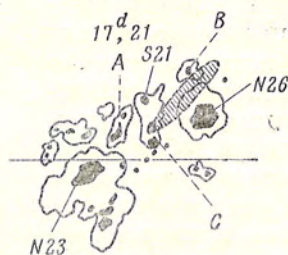
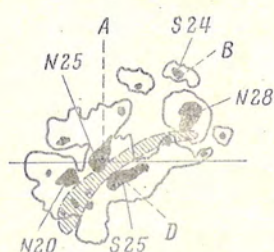
Фиг. 2. Отпечатки с фотогелиограмм той же группы за 28 и 29.VIII

Август 1959г.

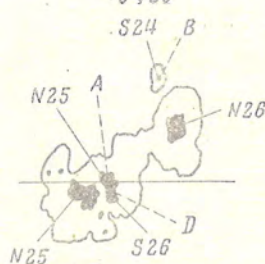
16^d, 22



18^d, 21



19^d, 25



Фиг. 3. Зарисовки за 16—19.VIII 1959 г. для группы пятен, в которой произошли вспышки 17.VIII (балл 2) и 18.VIII (балл 3)



16.VIII 1959г.



17.VIII 1959г.



18.VIII 1959г.



19.VIII 1959г.

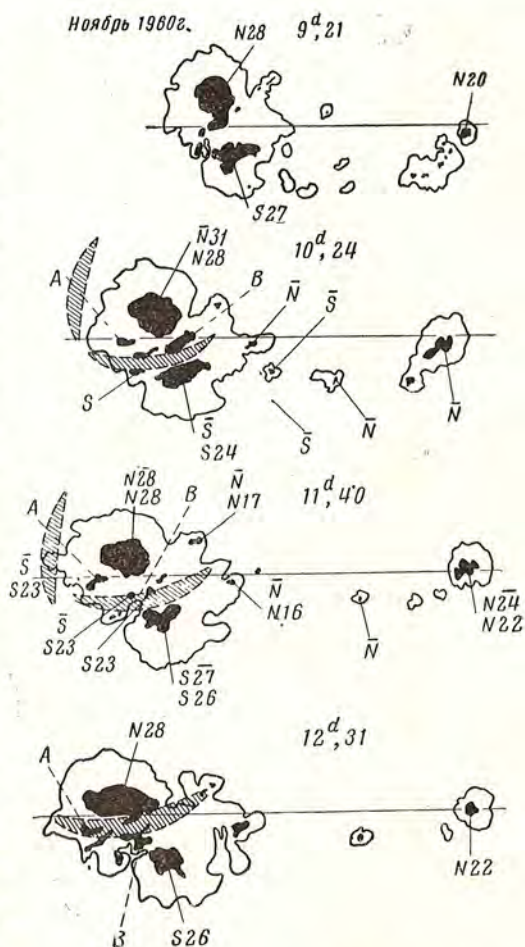
Фиг. 4. Отпечатки с фотогелнограмм той же группы за 16—19.VIII

обстоятельства. В некоторых случаях замечено, что возникновению сильной вспышки предшествовало появление нового пятна. Это пятно возникало вблизи местоположения вспышки среди ранее образовавшихся пятен. Иногда наблюдалось также усиление какого-либо пятна, уже существовавшего.

В качестве примеров рассмотрим группы пятен, наблюдавшиеся: 1) с 25.VIII по 6.IX 1957 г.; 2) с 9 по 22.VIII 1959 г.; 3) с 6 по 19.XI 1960 г.

Для каждой из этих групп приводится несколько подробных зарисовок, на которых можно обнаружить появление перед вспышкой новых пятен или усиление ранее существовавших. Зарисовки делались с фотогелиограмм (диаметр изображения Солнца ~ 75 мм) с увеличением в 10 раз. Наверху зарисовки отмечено время получения фотогелиограммы по мировому времени до сотых долей суток. Ядра пятен затуманены, а полутени обведены контуром. Прямая линия, проходящая через все зарисовки, — суточная параллель. Справа находится запад, слева — восток. Напряженности и полярности пятен взяты как средние из наблюдений советских обсерваторий и Потсдамской обсерватории (наблюдавших примерно в одно время) и отдельно из наблюдений Маунт-Вилсоновской обсерватории, определения в которой производились примерно на полсутки позднее. В оценки напряженностей магнитных полей Маунт-Вилсоновской обсерватории вносились поправки, принятые в [1] и подтвержденные дополнительными исследованиями авторов для 1959 и 1960 гг. Эти исправленные напряженности отмечены на фиг. 1, 3, 5 чертой над числом. На зарисовки нанесены положения вспышек по киноплёнкам коронографа Крымской астрофизической обсерватории, и только положение вспышки 15.XI 1960 г. взято из [2]. Магнитные поля Маунт-Вилсоновской обсерватории за 11.XI также взяты из [2]. Пунктирные линии с буквами на конце отмечают те пятна, которые возникли или усилились перед вспышкой.

Приводятся также отпечатки с фотогелиограмм, сделанные с 10-кратным увеличением, для моментов за день до вспышки и в день вспышки. Координаты вспышек и время их продолжительности взяты из [3, 4] и вписаны в скобках у каждой вспышки в описании групп. Примерное положение главного очага каждой вспышки обведено пунктирной линией и заштриховано.



Фиг. 5. Зарисовки за 9—15.XI 1960 г. для группы, в которой произошли вспышки 10 (балл 3), 11 (балл 2+), 12 (балл 3+) и 15. XI (балл 3)



Фиг. 6 Отпечатки с фотогелнограмм для той же группы за 9—15.XI

[illegible]

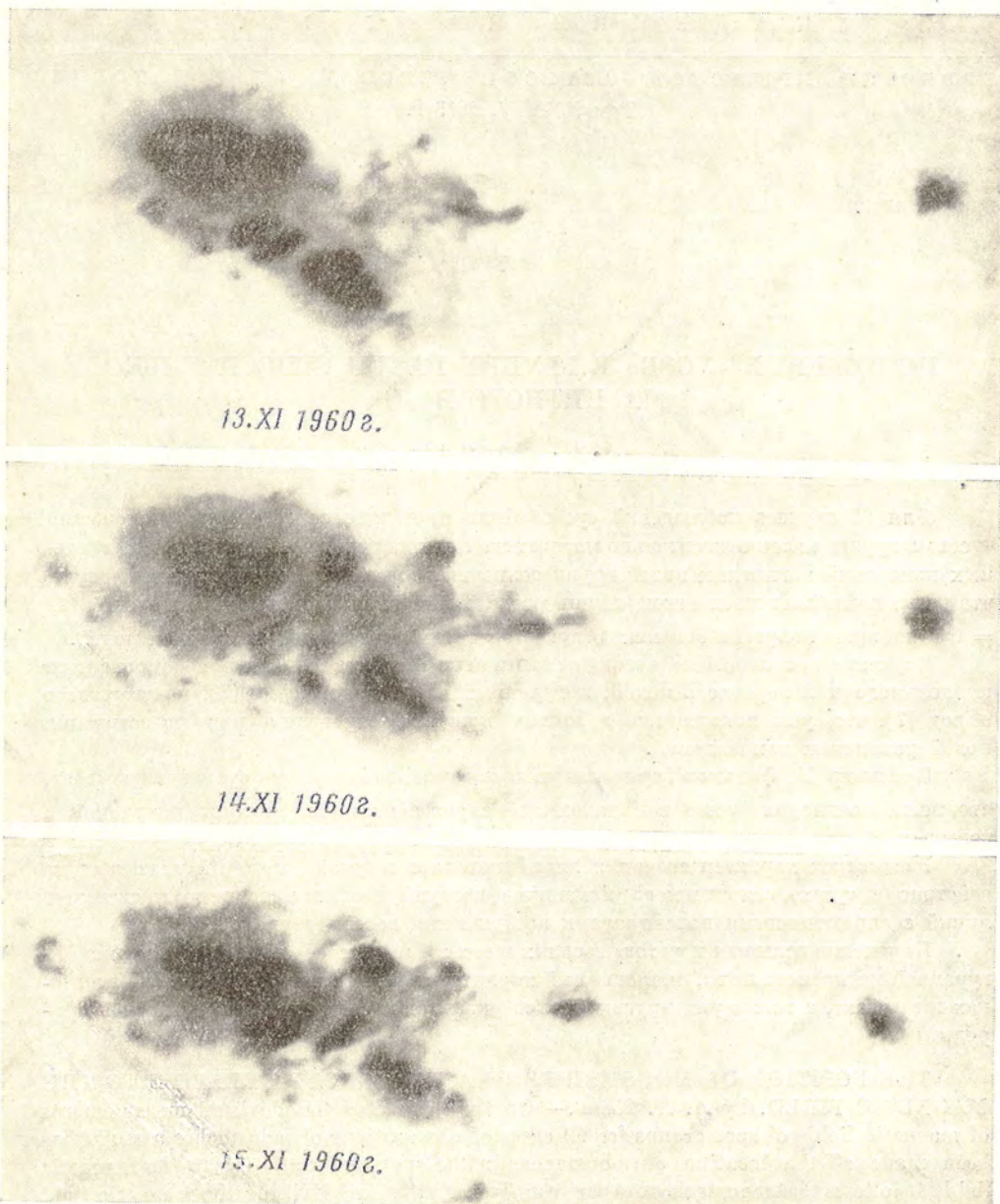
Фиг. 5 (окончание)

Перед вспышкой балла 3 10.IX заметное появление сильных полюсов S -полярности A и B вблизи мощного полюса N 28¹.

Перед протонной вспышкой балла 3 15.IX заметно усиление (увеличение площади) пятен B (S -полярности) и C (N -полярности), которые появились 14.IX (фиг. 5 и 6).

Приносим благодарность А. Е. Балковому за изготовление фотографий.

¹ Фототелиограмма за 10.XI 1960 г. получена при плохих атмосферных условиях.



Фиг. 6 (окончание)

Литература

1. V. E. Stepanov, E. F. Shaposhnikova, N. N. Petrova. Ann. IGY, 1963, 23.
2. M. A. Ellison, S. M. P. McKenna, J. H. Reid. Dunsink Obs. Publ., 1961, 1, N 3.
3. Quart. Bull. Solar Activity, 1957, N 119; 1959, N 127; 1960, N 132.
4. H. W. Dodson, E. R. Hedeman. IGY Solar activity Report Series, 1960, N 12; 1961, N 15; 1962, N 18.

ПОЛОЖЕНИЕ «УСОВ» В ГРУППЕ ПЯТЕН ОТНОСИТЕЛЬНО
МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А. Н. Коваль

Для 92 случаев наблюдений «усов» было проведено сопоставление положения «усов» в группе пятен относительно магнитного поля на основании подробных визуальных измерений магнитных полей групп солнечных пятен. Из сопоставления следует, что «усы» возникают в основном у линии раздела полярностей магнитного поля $H_{\parallel} = 0$ и на краю полутени больших пятен в областях вкраплений поперечных полей.

Изучение расположения «усов» относительно магнитного поля при помощи карт продольного и поперечного полей, полученных на магнитографе БСТ, подтверждает вывод [7], что «усы» появляются в местах контакта скрещения или разветвления полей различных направлений.

Просмотр H_{α} -фильмов групп пятен, в которых наблюдались «усы», показывает, что места появления «усов» в большинстве случаев являются местами поярчаний и вспышек.

Рассмотрен характер свечения линий металлов в «усах», который указывает на действие в «усах» селективного механизма возбуждения, приводящего к свечению линий с определенными потенциалами возбуждения верхнего уровня.

Появление вспышек и «усов» в одних и тех же местах со специфической конфигурацией магнитного поля, аналогичный характер свечения линий металлов во вспышках и в «усах», а также ряд других фактов указывают на возможность их общей природы.

THE POSITION OF MOUSTACHES IN A SPOT GROUP RELATIVE TO THE MAGNETIC FIELD, by A. N. Koval. — On the basis of detailed visual measurements of magnetic fields of spot groups for 92 cases of observations of moustaches a study has been made of the location of moustaches in the spot group relative to the magnetic field. It follows that moustaches appear mainly near the line dividing the magnetic field polarities $H_{\parallel} = 0$ and at the border of the penumbra of large spots in regions of interspersed transversal fields.

A study of the position of moustaches relative to the magnetic field by means of charts of the longitudinal and transversal fields obtained with the tower solar telescope confirms the conclusion made in [7], that moustaches appear at the places of contact crossing or divergence of fields of different directions.

H_{α} films of spot groups in which moustaches are observed show that in the majority of cases moustaches appear at the places of flare brightening.

The character of metallic line emission in moustaches is studied. It indicates a selective excitation mechanism acting in moustaches which leads to the emission of lines with definite excitation potentials of the upper level.

The appearance of flares and moustaches in the same places with specific magnetic field configurations, the similar character of metallic line emission in flares and moustaches and also several other factors indicate their possible common nature.

В [1] на основании большого количества спектральных наблюдений явления «усов» [2] на Башенном солнечном телескопе (фотографических и визуальных) было найдено, что явление «усов» неразрывно связано с развитием группы пятен: «усы» сопровождают процесс образования, развития и распада пятен.

«Усы» можно наблюдать всегда, когда на Солнце имеются развивающиеся группы пятен. Особенно большое количество «усов» наблюдается в развивающихся группах пятен сложной магнитной полярности. В таких группах в течение часа можно наблюдать до 20 явлений «усов».

Особенностью «усов» является их повторное появление в одном и том же месте. Еще Эллерман [3] отмечал, что временами они следуют одни за другими, подобно шарикам фейерверка, с интервалами от 10 до 20 мин.

«Усы» возникают также в определенных местах в группе пятен: около полутени больших пятен и внутри группы около малых пятен [2—4].

Возникновение «усов» в определенных местах группы пятен, их частое повторное появление в одном и том же месте, а также появление в большом количестве в группах сложной магнитной полярности указывают на то, что магнитное поле, по-видимому, играет важную роль в появлении «усов». Поэтому интересно рассмотреть вопрос о расположении «усов» в группах пятен относительно магнитного поля.

С 1961 г. на Башенном солнечном телескопе систематически проводились подробные визуальные измерения полей групп солнечных пятен, которые дают возможность ориентировочно получить распределение магнитного поля в группе. После измерений магнитных полей обычно просматривалась линия H_α при непрерывном сканировании группы пятен целью спектрографа и отмечались места появления «усов», выбросов и других активных образований. При этом было замечено, что «усы» иногда появляются в тех местах, где наблюдаются поперечные поля.

Нами использован весь имеющийся материал по визуальным измерениям магнитных полей групп пятен с отмеченными положениями «усов». К сожалению, просмотр групп в линии H_α проводился не всегда, но из имеющегося материала все же можно получить довольно уверенные результаты. Мы имеем 92 случая наблюдений «усов», для которых можно получить расположение их относительно магнитного поля.

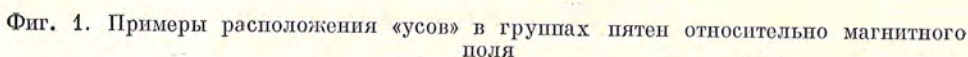
На фиг. 1 приведены зарисовки групп пятен (сплошной линией нанесена граница полутеней, ядра пятен заштрихованы), а также полярности и напряженности магнитных полей в сотнях гаусс. Буква a перед числом показывает, что в данной точке измерено поперечное поле. Пунктиром примерно проведена линия раздела полярностей $H_\parallel = 0$. Темными кружками обозначены места появления «усов».

Сопоставление положения «усов» относительно магнитного поля группы пятен приводит к следующим результатам.

1. В 56 случаях (из 92) «усы» располагались у линии раздела полярностей магнитного поля группы. В этих случаях они часто появлялись около групп небольших пятен (два или больше) противоположных полярностей, а также в местах, где в область одной полярности проникает поле другой полярности, хотя и малой напряженности.

2. В 23 случаях «усы» наблюдались на краю полутени больших пятен. В большинстве случаев это были пятна одной S- или N-полярности, в полутени которых наблюдались вкрапления поперечных полей. В этих областях вкраплений поперечных полей и наблюдались «усы». В других случаях «усы» появлялись в областях поперечных полей на краю полутени пятен с ядрами различной полярности.

Всего отмечено 16 случаев, когда «усы» возникали на краю полутени больших пятен в области поперечных полей. В семи случаях поперечные поля в местах появления «усов» не замечены. Но в этих случаях нельзя сказать, что в области появления «усов» поперечных полей не было, так



5. В шести случаях «усы» наблюдались в группах, расположенных у края солнечного диска, поэтому измеренные поля были главным образом поперечные.

Следовательно, «усы» возникают в основном у линии раздела полярностей магнитного поля группы пятен и на краю полутени больших пятен в области вкрапления поперечных полей. Как было показано в [5], линия $H_{\parallel} = 0$ не является линией, где поле H исчезает, а может быть местом большого поперечного поля. В 10 случаях появления «усов» у линии раздела полярностей магнитного поля группы отмечалось также наличие в этих областях поперечных полей.

В [6] на основании измерений полей с помощью магнитографа было указано на существование сильных неоднородностей магнитного поля в области вкраплений поперечных полей. Наблюдаемые вкрапления поперечных полей между S - и N -полярностями иногда являются местами контакта двух противоположно направленных полей. Вообще эти вкрапления поперечного поля в области одной S - или N -полярностей являются местами скрещения полей разных направлений.

Визуальные измерения магнитных полей пятен по зеемановскому расщеплению спектральных линий дают только ориентировочную картину поля. Представляет большой интерес изучить расположение «усов» относительно магнитных полей при помощи подробных карт продольного и поперечного магнитных полей групп пятен, полученных при помощи фотоэлектрического солнечного магнитографа.

А. Б. Северным было рассмотрено положение «усов» относительно магнитного поля в группе № 29 для пяти случаев [7]. Положения «усов» были нанесены на карты магнитных полей. Во всех пяти случаях места возникновения «усов» хорошо совпадали с областями пересечения или контакта поперечных полей различных направлений.

Нами было рассмотрено расположение «усов» относительно магнитного поля при помощи карт продольного и поперечного полей для 19 случаев «усов».

На фиг. 2 приведена картина хода силовых линий поля в группе № 29 для 2—4.IX 1961 г. На фиг. 3 даны карты азимутов вектора H в картинной плоскости в группе № 29 для 6—8.IX 1961 г. [8]. Темными кружками отмечены положения «усов». Эскизы группы № 29 приведены на фиг. 4.

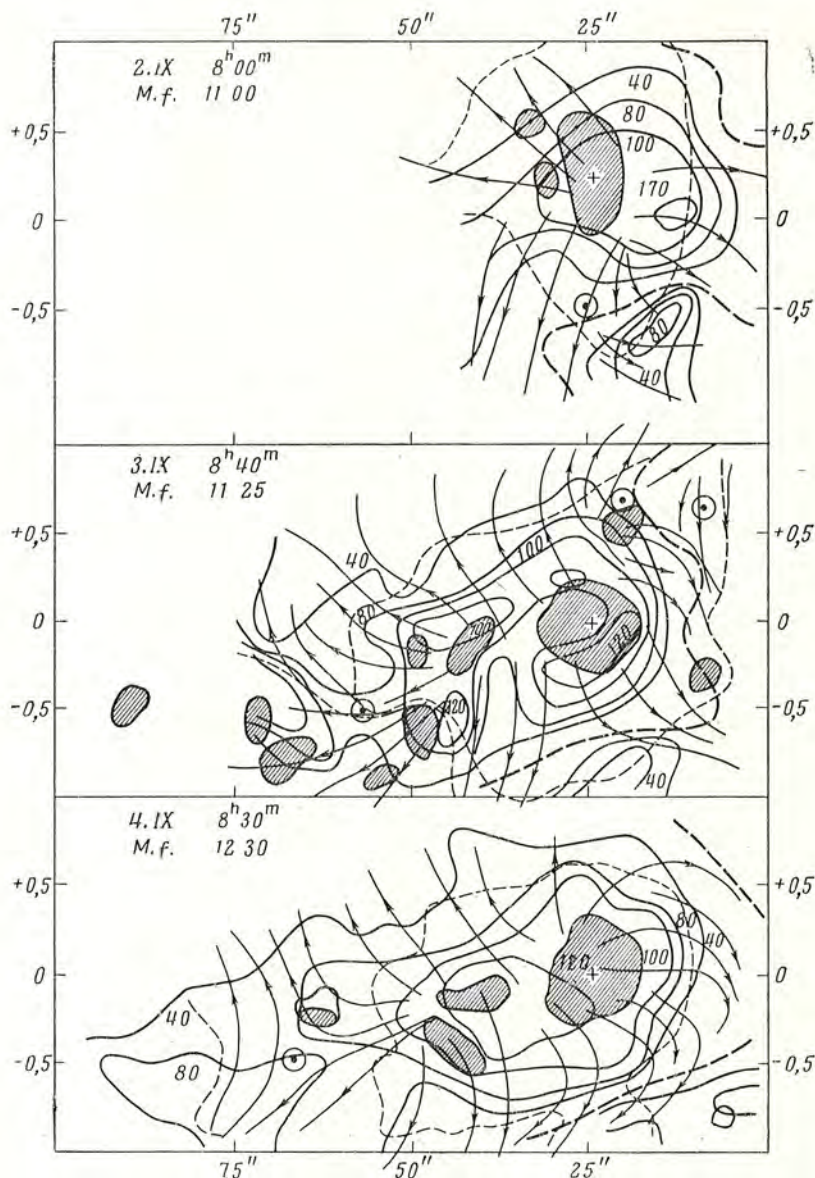
Воспользуемся также картами магнитного поля для группы № 21, которая наблюдалась с 18 по 22.IV 1962 г. Карты магнитных полей группы № 21 приведены в [6], где было изучено расположение вспышек относительно магнитного поля. На фиг. 5 даны эскизы группы № 21 для 18, 20 и 22.IV, на которых отмечены положения «усов» и вспышек. На фиг. 6, а представлен средний «синтетический» эскиз группы, где положение и форма пятен осреднены за три дня (18, 19 и 20.IV). На фиг. 6, б приведена картина продольного магнитного поля группы 19.IV 1962 г. Пунктиром проведена линия $H_{\parallel} = 0$. На фиг. 6, в дана картина поперечного поля совместно с продольным. Фиг. 6, г показывает примерную картину хода силовых линий магнитного поля группы пятен.

Фиг. 2, 3 и 6, как и визуальные наблюдения, показывают, что «усы» возникают вблизи нулевой линии продольного магнитного поля.

Из этих фигур видно, что «усы» появляются в местах контакта, скрещения или разветвления полей различных направлений, это подтверждает вывод, сделанный в [7].

Изучению расположения вспышек относительно магнитных полей групп пятен посвящен ряд работ [5, 7, 9—12], в которых показано, что вспышки тоже возникают в местах скрещения или разветвления полей различных направлений. Как отмечено в [12], не наблюдалось ни одной вспышки, которая располагалась бы вне этих мест. Последние могут находиться как на нулевой линии $H_{\parallel} = 0$, так и вне этой линии.

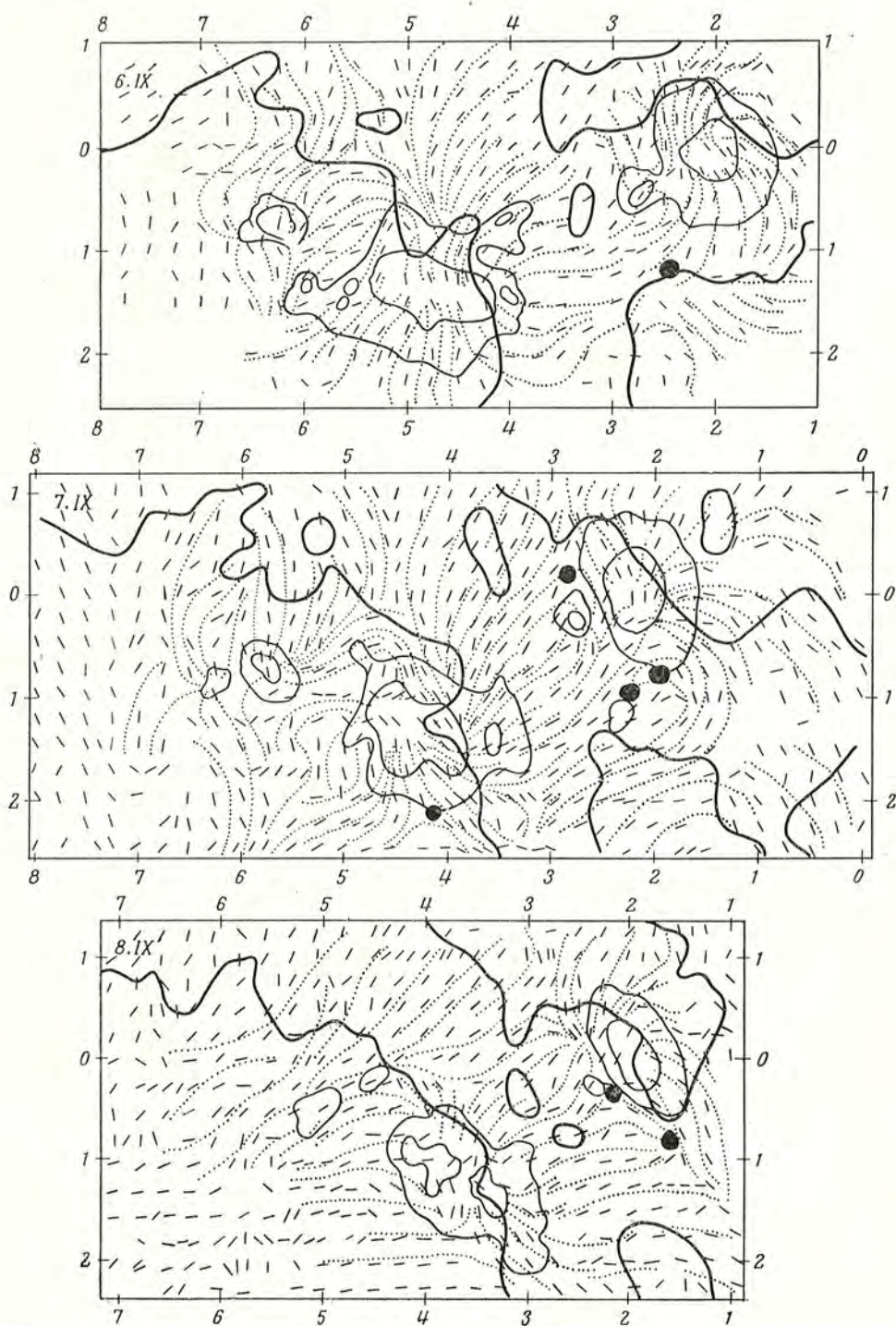
Для групп пятен, в которых отмечены места появления «усов», были просмотрены H_{α} -фильмы, полученные на КГ-1 нашей обсерватории. Не-



Фиг. 2. Примерная картина хода силовых линий поля в группе № 29 для 2, 3 и 4.IX 1961 г.

Кружками с точкой обозначены места появления «усов»

смотря на то что наблюдения «усов» мы имеем только для определенного момента, просмотр H_α -фильмов показывает, что места появления «усов» в большинстве случаев являются местами поярчаний и вспышек (см. фиг. 4 и 5). В [4] отмечалось, что совпадение «усов» с положениями и временами появления вспышек является случайным. Однако, исходя из наших наблюдений, можно сказать, что места появления «усов» являются наиболее вероятными местами появления вспышек. В то же время «усы» не являются предвестниками вспышек, так как «усы» могут появляться в данных местах много раз, а вспышек в это время не наблюдается. С другой стороны, многие вспышки начинаются с появления «усов».



Фиг. 3. Карты азимутов вектора $\mathbf{H}$ в картинной плоскости в группе № 29 для 6, 7 и 8.IX 1961 г.

Черточками указаны направления проекции вектора $\mathbf{H}$ на картинную плоскость. Пунктиром проведено предполагаемое изменение направления вектора поля в проекции на картинную плоскость. Жирной линией отмечена линия $H_{\parallel} = 0$. Сплошной тонкой линией очерчены контуры полутеней и ядер в группе пятен

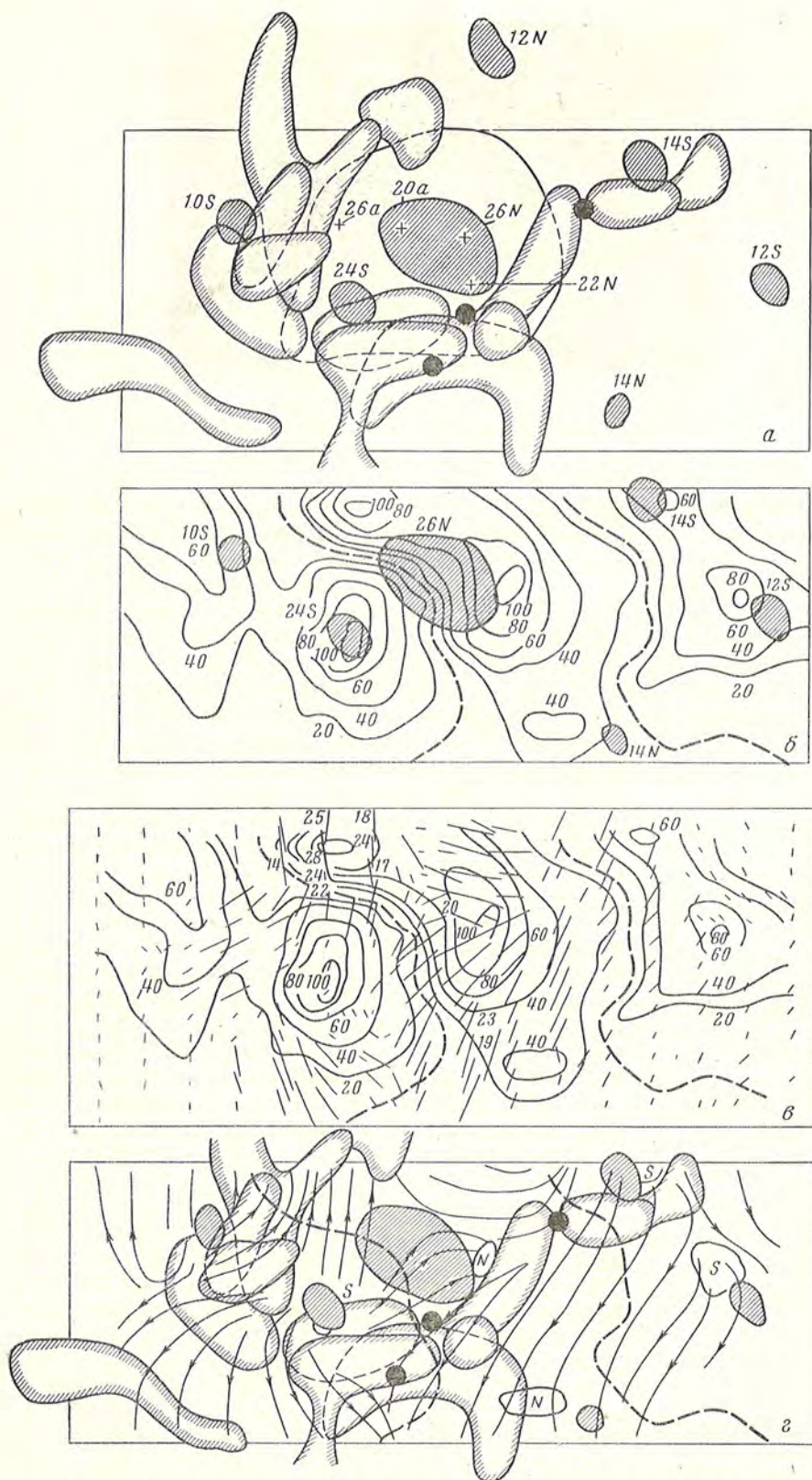
A map of the study area, likely a coastal or estuarine region, showing the locations of sampling stations. The stations are labeled with codes: N11, N16, N20, N9, N27, N23, N18, S16, S20, S19, S21, S27, and S13. The map shows a complex coastline with several islands and inlets. The stations are distributed across the area, with some clustered in specific regions like the upper left (S16, S19, S20) and lower right (N27, N23, S13).

A detailed anatomical diagram of the larva of the nematode *Nippostrongylus brasiliensis*. The diagram shows the internal organs and structures of the larva, which is oriented horizontally. Various parts are labeled with letters and numbers: S6', N18, N9, N22, N4, N26, S5, S2, S, N29, S13, S7, S10, S13, N11, N15, N20, S25, S, S20, S16, N17, N9, N18, S6', N4, N22, N26, S5, S2, S, N29, S13, S7, S10, S13, N11, N15, N20, S25, S, S20, S16, N17, N9, N18, S6'. The diagram is a black and white line drawing, showing the internal organs and structures of the larva, which is oriented horizontally. Various parts are labeled with letters and numbers: S6', N18, N9, N22, N4, N26, S5, S2, S, N29, S13, S7, S10, S13, N11, N15, N20, S25, S, S20, S16, N17, N9, N18, S6', N4, N22, N26, S5, S2, S, N29, S13, S7, S10, S13, N11, N15, N20, S25, S, S20, S16, N17, N9, N18, S6'.

Ядра пятен заштрихованы, штриховкой по внутреннему краю обозначены вспышки, темными кружками — «усы»

A detailed line drawing of the female genitalia of the fly species *N24*. The diagram shows various anatomical structures labeled with letters and numbers. The labels include S15, S11, S7, S5, S, N7, N5, N6, S9, S6, S7, S, N4, N16, N23, and N24. The structures are arranged in a complex, symmetrical pattern, with some parts being larger and more prominent than others. The drawing is a scientific illustration, likely from a taxonomic or anatomical study.

Обозначения те же, что на фиг. 4



Фиг. 6. Эскиз и карты магнитных полей группы № 21 19.IV 1962 г.
Ядра пятен, вспышки и «усы» обозначены так же, как на фиг. 4



Фиг. 7. Фотография вспышки балла 1 12.VIII 1961 г.
через две минуты после начала вспышки

Появление вспышек и «усов» в одних и тех же местах со специфической конфигурацией магнитного поля может указывать на их общую природу. На общность природы вспышек и «усов» указывают также следующие факты:

1. Появляющиеся на короткое время в начальный момент вспышки очень протяженные эмиссионные крылья состоят из скопления «усов» разной протяженности [2].

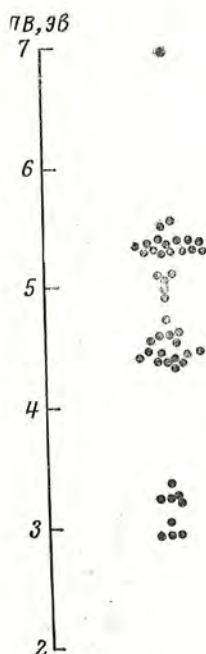
2. Тот факт, что эмиссия вспышек в начальный момент состоит из ярких протяженных крыльев при слабой эмиссии в ядре линии, показывает, что некоторые вспышки, как и «усы», начинаются в фотосфере или нижней хромосфере.

3. H_{α} -фильмы вспышек показывают, что во многих случаях в начальный момент эмиссия вспышек сосредоточена в небольших ядрах. Часто эти ядра остаются ярче остальной площади вспышки довольно длительное время (фиг. 7).

4. Характер возгорания линий металлов во вспышках указывает на существование в начале развития вспышки какого-то селективного механизма возбуждения, приводящего к быстрому появлению линий с определенными потенциалами возбуждения верхнего уровня (5,5 и 3,3 эв). Одновременно в возбуждении линий участвует и другой, не обладающий избирательностью механизм, вызывающий более медленный рост интенсивности эмиссии металлов [13].

Рассмотрим характер свечения линий металлов в «усах» в зависимости от потенциалов возбуждения верхнего уровня.

29.VII 1959 г. на БСТ при помощи спектрографа с эшелле были получены спектрограммы, на которых «усы» хорошо видны в линиях металлов. На фиг. 8 показаны потенциалы возбуждения верхнего уровня эмиссионных линий металлов, наблюдавшихся в «усах». Фиг. 8 наводит на мысль о том, что явление «усов» связано с каким-то селективным механизмом, приводящим к свечению линий с определенными потенциалами возбуждения верхнего уровня. Сравнение фиг. 8 и 6 из [13] показывает, что картина возбуждения линий металлов в «усах» и во вспышках аналогична.



Фиг. 8. Потенциалы возбуждения верхнего уровня эмиссионных линий в «усах»

Свечение линий металлов в «усах» показывает ряд особенностей, которые будут рассмотрены в отдельной работе.

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

1. Из сопоставления «усов» и магнитных полей групп солнечных пятен следует, что места возникновения «усов» тесно связаны со своеобразными особенностями в магнитных полях. Это, по-видимому, указывает на тот факт, что магнитное поле играет большую роль в появлении «усов».

2. Появление вспышек и «усов» в одних и тех же местах, аналогичный характер свечения линий металлов во вспышках и «усах», а также ряд других фактов указывают на возможность их общей природы. Наблюдаемая разница между этими явлениями в первую очередь, вероятно, должна объясняться различием глубин залегания.

Приношу искреннюю благодарность А. Б. Северному за обсуждение работы и предоставление карт магнитных полей групп пятен.

Ноябрь 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Н. К о в а л ь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 138.
2. А. Б. С е в е р н ы й. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1957, 17, 129.
3. E l l e r m a n. Astrophys. J., 1917, 46, 298.
4. R. R. M c M a t h, O. C. M o h l e r, H. W. D o d s o n. Proc. Nat. Acad. Sci., 1960, 46, 165.
5. А. Б. С е в е р н ы й. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 161.
6. А. Б. С е в е р н ы й. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 159.
7. A. B. S e v e r n y. Symposium 22, IAU, Rottach-Eggern, Sept. 1—10, 1963.
8. В. Е. С т е п а н о в, С. И. Г о п а с ю к. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 209.
9. В. Б у м б а. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 19, 105.
10. А. Б. С е в е р н ы й. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 20, 22.
11. А. Б. С е в е р н ы й. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 22, 12.
12. А. Б. С е в е р н ы й. Астрон. ж., 1962, 39, 961.
13. В. Г. Б а н и н. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 38.

О ХАРАКТЕРЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПЯТЕН
В КОРОНЕ

С. И. Гонасюк

На основании изучения движений абсорбционных выбросов относительно структуры поперечного магнитного поля в группе пятен, расположенной вблизи центрального меридиана (с 2 по 5.IX 1961 г.), установлено, что траектории выбросов в картинной плоскости, как правило, не располагаются вдоль структуры поперечного магнитного поля на уровне фотосферы. Так как можно считать, что движение выбросов происходит вдоль магнитного поля, то это указывает на отличие структуры магнитного поля пятен на уровне фотосферы и в короне.

Из анализа различий структуры магнитного поля в фотосфере и траекторий выбросов сделаны следующие выводы.

1. Магнитное поле пятен в короне имеет азимутальную составляющую, которая не зависит от вращения пятна на уровне фотосферы.

2. Наличие азимутальной составляющей у магнитного поля пятна приводит к тому, что в короне оно убывает медленнее, чем это должно быть при чисто дипольном поле.

3. Поля пятен с разными полярностями замыкаются через корону даже и в том случае, когда между ними имеются большие пятна.

THE CHARACTER OF THE SPOT MAGNETIC FIELD IN THE CORONA, by S. I. Gopasyuk. — On the basis of a study of the motions of absorption surges relative to the structure of the transversal magnetic field in a spot group near the central meridian (from Sept. 2 to Sept. 5, 1961) the following is concluded.

As a rule the trajectories of the surges in the picture plane are not located along the transversal magnetic field structure at photospheric level. As it can be assumed that surges move along the magnetic field, this indicates a different structure of the spot magnetic field at photospheric level and in the corona.

From an analysis of the differences in the structure of the magnetic field in the photosphere and the surge trajectories it is concluded that:

1. In the corona the spot magnetic field has an azimuthal component which does not depend on the rotation of the spot at photospheric level.

2. Due to the azimuthal component the spot magnetic field decreases more slowly in the corona, than in the case of a dipole field.

3. The spot fields of different polarity are closing in the corona, even in the case when there are large spots between them.

Изучению динамики абсорбционных выбросов, т. е. выбросов, которые на диске в центре линии H_{α} видны в поглощении, посвящены работы [1—7]. Все они выполнены или на основании кинофильмов, полученных в линии H_{α} с интерференционно-поляризационным фильтром, или по спектрогелиограммам. В [5, 7] показано, что абсорбционные выбросы связаны

со вспышками и очень часто берут свое начало в области над пятнами. Они движутся вдоль силовых линий магнитного поля пятна [7], которое проникает далеко в корону. Из распределения выбросов по углам [7], а также из прямых наблюдений выбросов из пятна на лимбе следует, что магнитное поле пятна у самого основания короны имеет вид расходящегося веера. Величина напряженности магнитного поля в короне над пятнами может достигать сотен гаусс. Об этом, в частности, свидетельствуют непосредственные измерения магнитного поля в протуберанцах и в хромосфере над пятном [8—11], а также данные радионаблюдений [12].

При столь больших напряженностях магнитного поля в короне магнитное давление его существенно больше газового давления корональной материи. Поэтому принято считать, что при таких условиях магнитное поле неустойчиво и скручивается в жгут, т. е. становится бессильным. Для такого бессильного магнитного поля полная энергия полоидальной составляющей равна полной энергии его тороидальной составляющей [13]. Аналогичные условия существуют и в хромосфере, но их нет на уровне фотосферы. Измерения магнитных полей на уровне фотосферы и хромосферы показывают, что структура полей примерно одинакова [14, 15]. Более того, фотоэлектрические измерения поперечного магнитного поля и построение карт его структуры [16] позволили установить, что тонкая структура хромосферы в основном ориентирована вдоль структуры поперечного магнитного поля на уровне фотосферы [17].

Относительно структуры магнитного поля в более высоких слоях короны пока никаких данных, кроме затменных [18], нет. Здесь изучается движение абсорбционных выбросов относительно структуры поперечного магнитного поля на уровне фотосферы. На основании полученных результатов делается попытка представить характер структуры магнитного поля пятен в короне.

Были изучены карты структуры поперечного магнитного поля группы пятен с 2 по 5.IX 1961 г. и кинофильмы абсорбционных выбросов в этой группе за те же дни.

Карты структуры поперечного магнитного поля построены на основании фотоэлектрических измерений сигналов поперечного магнитного поля на магнитографе БСТ в линии Fe I $\lambda 5250,2 \text{ \AA}$ [16] и относятся к уровню фотосферы. Разрезы изображения поверхности Солнца делались вдоль суточной параллели со скоростью $2''$ дуги в секунду времени при расстояниях между разрезами, равными примерно $7''$ дуги. Ширина и высота щели спектрографа брались соответственно 0,15 и 1,0 мм при диаметре изображения Солнца, равном 20 см. Это соответствует разрешению в каждом разрезе, равному $1'',5 \times 9''$.

Кинофильмы сняты на установке КГ-1 с интерференционно-поляризационным фильтром, центр полосы которого совпадает с центром линии H_{α} [19]. При наблюдении образований на диске Солнца ширина полосы пропускания интерференционно-поляризационного фильтра равна $0,5 \text{ \AA}$ [19]. Такая ширина полосы дает хороший контраст, а наблюдения относятся к уровню хромосферы, расположенному на высоте 4000—5000 км.

Наряду с этим на кинофильмах также хорошо видны волокна и выбросы, которые, как известно, располагаются в короне.

Согласно статистическим данным, в начальный момент выбросы на лимбе в подавляющем большинстве своем движутся почти радиально вверх [7]. Скорости их на этом этапе развития достигают сотен километров в секунду [20]. В дальнейшем очень часто траектории выбросов сильно искривляются и даже становятся параллельными поверхности Солнца. Поэтому при наблюдении таких выбросов на диске Солнца с помощью узкополосных интерференционно-поляризационных фильтров необходимо учитывать некоторые особенности, связанные с движением выбросов.

Каждый элемент выброса, движущийся вдоль луча зрения с некоторой скоростью v , вследствие эффекта Доплера рассеивает фотосферное излучение в длине волны, смещенной относительно центра линии на величину $\Delta\lambda = \frac{v}{c}\lambda$. В нашем случае ширина полосы фильтра в линии H_{α} равна $\Delta\lambda_{\phi} = 0,5 \text{ \AA}$. Предельную величину скорости вещества, при которой выброс выходит из центра на границу полосы фильтра, можно найти из выражения

$$\frac{1}{2} \Delta\lambda_{\phi} = \Delta\lambda = \frac{v}{c}\lambda. \quad (1)$$

При $\Delta\lambda_{\phi} = 0,5 \text{ \AA}$ и $\lambda = 6563 \text{ \AA}$ получим $v_{\parallel} \approx 11,5 \text{ км/сек}$. Вообще говоря, это предельная скорость, при которой элементы выброса уже не будут видны в полосе фильтра, если последнюю можно аппроксимировать прямоугольником. Поэтому если траектория выброса почти параллельна лучу зрения и скорость его на всем пути существенно больше предельной скорости $v_{\parallel}$, то в полосе фильтра выброс виден только в момент остановки. При этом он имеет обычно вид небольшого пятна или языка. Однако в полосе фильтра не так уж редко наблюдаются на диске очень большие абсорбционные выбросы. Длина выбросов в картинной плоскости может достигать $5 \cdot 10^4 \div 2 \cdot 10^5 \text{ км}$, а средняя скорость вытягивания их — $100\text{—}300 \text{ км/сек}$ [5]. Теперь если предположить, что и в более высоких слоях короны выбросы движутся вдоль магнитного поля пятен, то это означает, что на этой высоте в короне силовые линии его сильно отклоняются от вертикального направления. Предельный угол между силовыми линиями магнитного поля и картинной плоскостью можно найти из выражения

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}}. \quad (2)$$

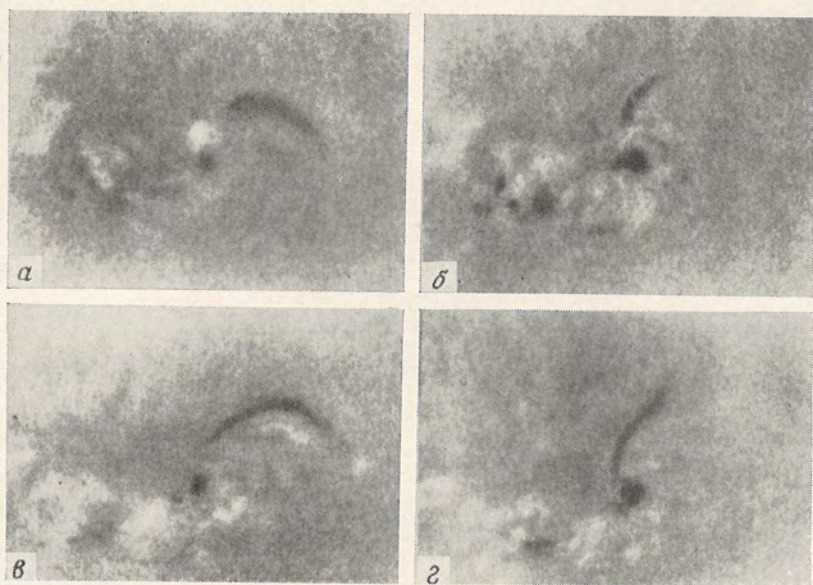
Здесь $v_{\parallel}$ — предельная скорость вещества вдоль луча зрения, при которой выброс выходит на границу полосы фильтра, а $v_{\perp}$ — скорость вытягивания выброса в картинной плоскости. Если выброс наблюдается в центре солнечного диска, то угол β дает наклон силовых линий магнитного поля к поверхности Солнца.

Из выражения (2) видно, что при больших скоростях вытягивания выбросов углы между силовыми линиями магнитного поля и картинной плоскостью должны быть малы.

В начальный момент радиального подъема выбросы не будут видны в полосе фильтра. За это время они поднимаются в короне на некоторую высоту и попадают в места с сильным наклоном магнитного поля. Начиная с этого момента, выбросы становятся видимыми в полосе фильтра, и можно изучать их процесс развития.

Для уверенного построения траекторий выбросов и сопоставления их со структурой поперечного магнитного поля на уровне фотосферы необходимо выбирать такие выбросы, длина которых не меньше $5 \cdot 10^4 \text{ км}$ (больше линейного размера их поперечного сечения), а скорость их вытягивания 100 км/сек и более. При таких и больших скоростях выбросов $\operatorname{tg} \beta \leq 0,115$. Это говорит о том, что выброс движется практически перпендикулярно лучу зрения, так как толщина слоя, в котором развивается выброс, составляет всего лишь $0,1$ и меньше его длины. Даже если увеличить $v_{\parallel}$ в $1,5\text{—}2$ раза, то суть изложенного не меняется.

При сопоставлении траекторий выбросов в короне со структурой поперечного магнитного поля на уровне фотосферы крайне важно избежать в максимальной степени эффекта проекции, влияние которого в таких случаях учесть невозможно. В самом деле, если не учитывать эффект проекции, то траектории выбросов в картинной плоскости попадут в места с совершенно другой, чем это должно быть, структурой поперечного магнит-



Фиг. 1. Примеры абсорбционных выбросов в группе пятен с 2 по 5.IX 1961 г.
 а — 2.IX, 8^h25^m; б — 3.IX 9^h02^m; в — 4.IX, 7^h56^m; г — 5.IX, 5^h59^m. Время везде мировое

ного поля на уровне фотосферы. Кроме того, искривление траекторий выбросов в картинной плоскости может быть результатом эффекта проекции дуг силовых линий магнитного поля, по которым выброс сначала поднимается и затем опускается со скоростью, близкой к v_H , а не результатом закрученности магнитного поля веера пятен вокруг оси.

Поэтому, руководствуясь вышеизложенным, из имевшегося довольно большого материала предварительно были отобраны карты структуры поперечного магнитного поля только тех групп пятен, для которых записи получены вблизи центрального меридиана. В дальнейшем изучались H_α -кинофильмы этих групп пятен. Те группы пятен, в которых отсутствовали большие выбросы или вытягивание выбросов происходило со средней скоростью, значительно меньшей 100 км/сек, исключались. В результате осталась только одна активная область — очень сложная группа пятен, наблюдавшаяся вблизи центрального меридиана 2—5.IX 1961 г. Для нее получен богатый материал как по записям магнитного поля, так и по киносъемке ее в лучах H_α . Ранее [21] изучалась структура ее магнитного поля с 1 по 8.IX 1961 г. за три дня до прохождения центрального меридиана и пять дней — после. Там указывалось, что по мере развития группы и удаления лидера от остальных пятен менялась структура магнитного поля. У лидера появилась азимутальная составляющая магнитного поля, которая со временем усиливалась, достигнув максимального значения примерно 5.IX 1961 г.

Появление и усиление азимутальной составляющей магнитного поля лидера, согласно [22], обусловлено вращением этого пятна на уровне фотосферы в направлении, противоположном закручиванию магнитного поля. Интенсивное вращение пятна, а следовательно и закручивание магнитного поля, сопровождалось большим числом выбросов из области этого пятна. С 2 по 5.IX 1961 г. в окрестности лидера наблюдалось 35 выбросов [22].

Примеры таких выбросов 2—5.IX 1961 г. приведены на фиг. 1. Для 28 выбросов из 42 проводились зарисовки. Увеличение выбиралось таким, чтобы зарисовки с H_α -кинофильмов и карты структуры поперечного магнитного поля имели одинаковый масштаб. На каждой из зарисовок отмечалось положение пятен. Пятна служили опорными точками, после совмещений которых отмечались положения переднего края выбросов. На основании полученных таким методом зарисовок проводились траектории выбросов и определялись средние скорости их в картинной плоскости. Средние скорости изучавшихся выбросов были в пределах от 90 до 210 км/сек.

На карты структуры поперечного магнитного поля, которые взяты из [21, фиг. 4], наносились траектории выбросов за соответствующие дни. В тех случаях, когда траектории двух или более выбросов совпадали, проведена только одна линия. Результаты представлены на фиг. 2.

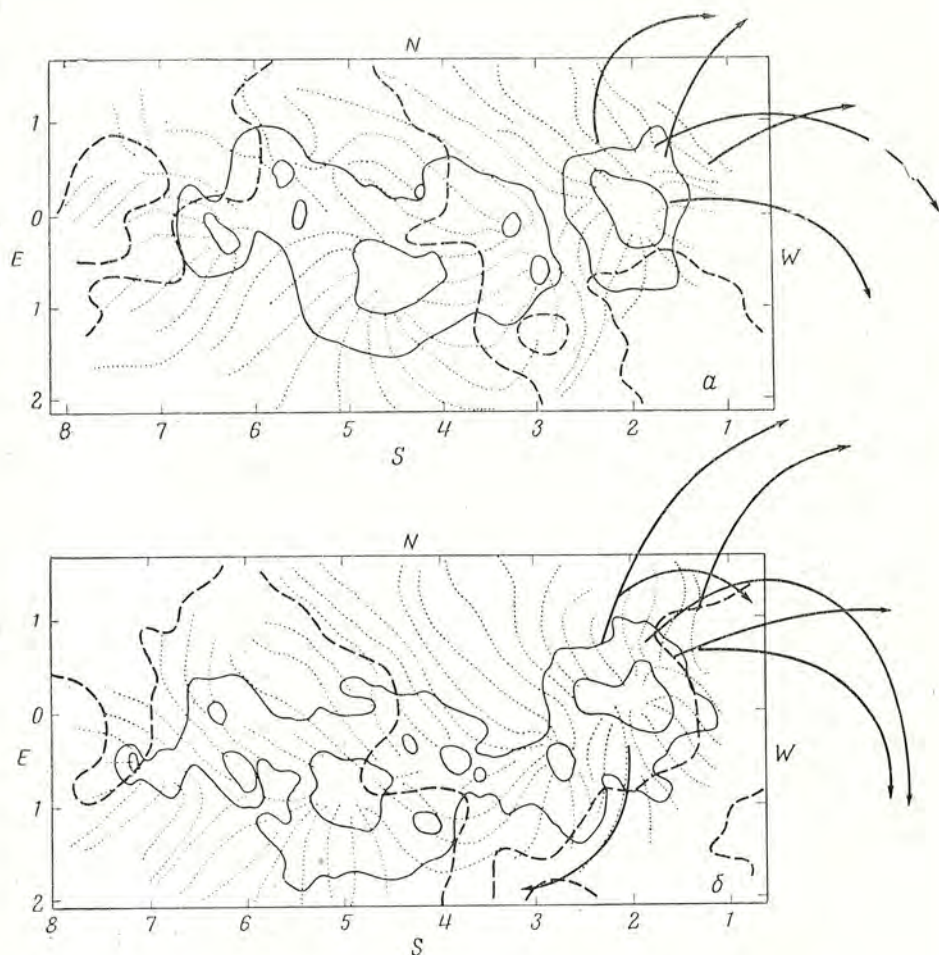
Из фиг. 2 видно, что в подавляющем большинстве случаев траектории выбросов не лежат вдоль структуры поперечного магнитного поля на уровне фотосферы и даже нередко пересекают их под прямыми углами. Это вызвано, по-видимому, двумя причинами: 1) структура магнитного поля пятна в короне отлична от структуры магнитного поля пятна на уровне фотосферы; 2) в более высоких слоях короны выбросы движутся под углом к силовым линиям магнитного поля. Эти причины обсудим несколько позднее.

Из фиг. 2 также следует, что в начальный момент траектории выбросов в картинной плоскости лежат, как правило, на продолжении линии, идущей из центра пятна [5—7]. В дальнейшем направление движения выбросов в картинной плоскости отклоняется от радиального и траектории их искривляются. Искривление траекторий выбросов не может быть обусловлено действием силы Кориолиса, так как: а) при определяющем действии

силы Кориолиса кривизна траекторий выброса тем больше, чем больше длина и скорость его, а данные наблюдений этого не показывают; б) 4.IX 1961 г. (фиг. 2, в) траектории выбросов, появившихся у различных пятен, имеют кривизну противоположных знаков, чего также не должно быть; в) сила Кориолиса мала по сравнению с магнитными силами, если напряженность магнитного поля $H \approx 100$ гс.

Согласно [5], максимальная длина выброса не зависит от его скорости, так как ускорения на всем пути его меняются очень быстро. Ускорения в выбросах очень часто достигают нескольких км/сек². Кроме того, не обнаружено зависимости между величиной скорости и кривизной траекторий выбросов. Поэтому, как видим, имеется много доводов в пользу того, что выбросы и в более высоких слоях короны должны двигаться вдоль силовых линий магнитного поля. Исходя из плотности кинетической энергии в выбросах, напряженность магнитного поля должна быть больше 50–100 гс.

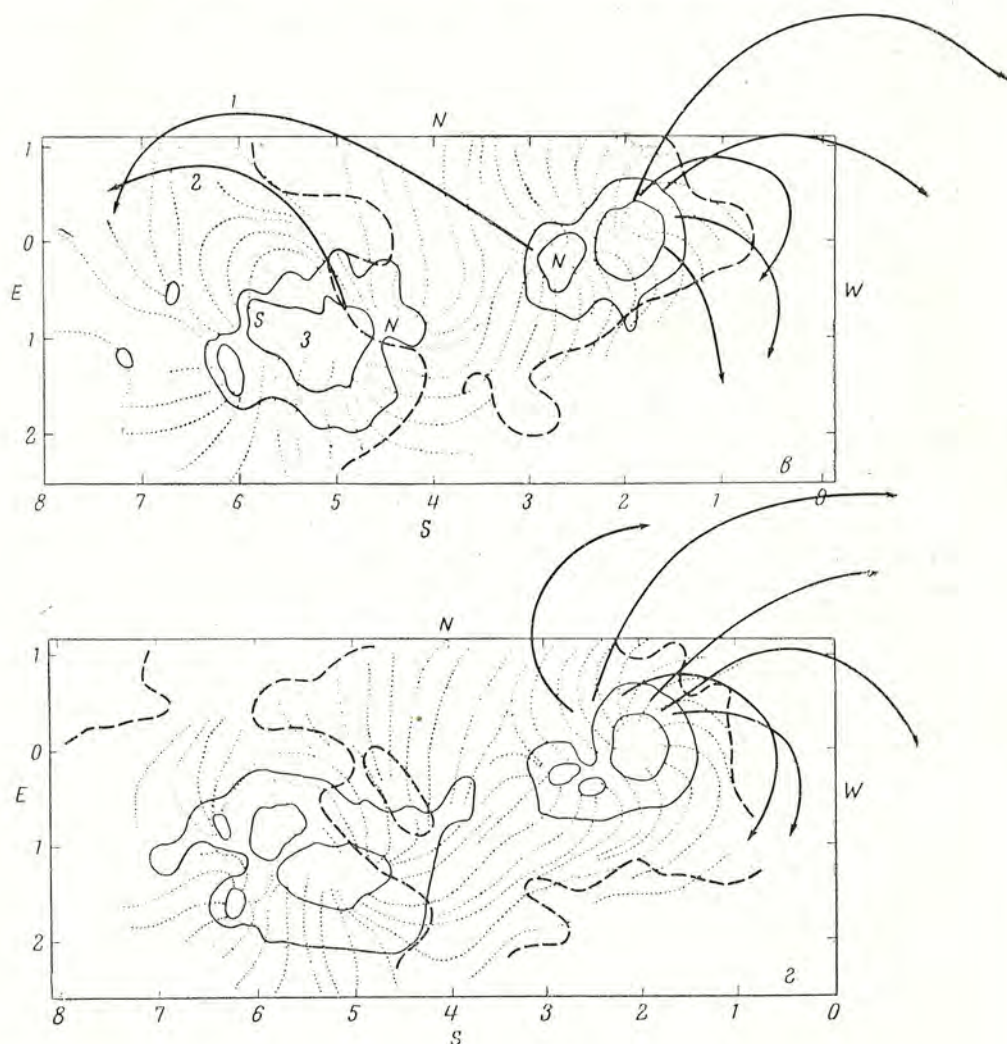
Искривление траекторий выбросов, появившихся у лидера, в одну сторону во все дни наблюдений (см. фиг. 2) нельзя объяснить эффектом проекции дуг силовых линий магнитного поля, по которым сначала



Фиг. 2. Карты структуры поперечного магнитного поля в картинной плоскости. Точками показаны проекции вектора магнитного поля на картинную плоскость, штриховой линии пятен. Сплошными линиями со стрелками показаны траектории выбросов. Масштаб:

выброс поднимается, а затем опускается. Если бы это было так, то по крайней мере 2 и 5.IX 1961 г. траектории выбросов имели бы кривизны противоположных знаков. Так как траектории выбросов не совпадают с проекциями силовых линий магнитного поля на уровне фотосферы, то структура магнитного поля пятна в более высоких слоях короны отличается от структуры его на уровне фотосферы. Одинаковый знак кривизны траекторий выбросов у лидера за все дни с 2 по 5.IX позволяет заключить, что силовые линии магнитного поля пятна в короне закручены.

Выбросы, наблюдавшиеся в течение одного дня, имеют различную кривизну траекторий (см. фиг. 2). Для одних она относительно большая, для других — малая. Траектории выбросов пересекаются. Как правило, пересечение траекторий наблюдается для тех выбросов, которые связаны с различными вспышками, появившимися в течение дня. Если же несколько выбросов возникало во время одной вспышки, то и у них кривизна траекторий различна, но они не пересекаются. Пересечение траекторий



с нанесенными на них траекториями абсорбционных выбросов с 2 по 5.IX 1961 г. ей отмечена линия $H_{\parallel} = 0$. Силовыми тонкими линиями очерчены контуры полутеней и ядер в группе в 1 делении $2 \cdot 10^4$ км. а — 2.IX, б — 3.IX, в — 4.IX, г — 5.IX 1961 г.

выбросов в картинной плоскости означает, что выбросы движутся по закрученным силовым линиям, расположенным в короне на разных высотах.

К сожалению, по нашим наблюдениям невозможно проследить изменение кривизны одних и тех же силовых линий в короне за время вращения пятна [22]. Однако можно сказать, что в целом кривизна траекторий выбросов не увеличивалась, хотя на уровне фотосферы и происходило закручивание магнитного поля. 2.IX 1961 г. на уровне фотосферы почти отсутствовала азимутальная составляющая магнитного поля этого пятна, но она усиливалась в последующие дни вследствие вращения пятна [21, 22]. Траектории же выбросов 2.IX в среднем имели такую же кривизну, как и в последующие дни. Это дает основание полагать, что в короне магнитное поле пятна вообще было закручено и до того момента, как оно стало закручиваться на уровне фотосферы. В дальнейшем магнитное поле пятна в фотосфере закручивалось, а кривизна выбросов в среднем не менялась. Также практически не изменяла своего относительного положения на Солнце область, в которой появлялись выбросы (см. фиг. 2). Последние два факта можно совместить, если считать, что возмущение, возникшее на уровне фотосферы вследствие закручивания магнитного поля, не проникало в корону из-за быстрого падения плотности в нижележащих слоях [23]. И если возмущение проникало в корону, то величина его h_{ϕ} — азимутальной составляющей — мала по сравнению с той, которая была у магнитного поля пятна в короне до этого.

Отсюда видно, что магнитное поле пятна в короне имеет азимутальную составляющую, которая практически не зависит от вращения пятна. Наличие азимутальной составляющей приводит к тому, что в короне магнитное поле пятна отличается от дипольного. Напряженность поля с азимутальной составляющей должна убывать с высотой медленнее по сравнению с напряженностью дипольного поля.

Исходя из этого, легко можно объяснить большие значения напряженности поля в короне над пятнами, которые следуют из данных радионаблюдений [12], чего не должно быть на тех же высотах при дипольном распределении [20].

Наряду с этим из фиг. 2, в видно, что выбросы 1 и 2 берут свое начало в окрестности пятен с северной полярностью. Их траектории огибают большое пятно 3 с южной полярностью и заворачиваются в сторону малых пятен с южной полярностью, расположенных в самой хвостовой части группы. Так как выбросы движутся вдоль магнитного поля, то это указывает на самый неожиданный характер взаимодействий магнитных центров через корону, т. е. расположенные в противоположных частях группы пятна с разными полярностями своими магнитными полями замыкаются друг на друга даже при наличии больших пятен между ними. Такое явление иногда наблюдается и на уровне фотосферы [24].

Итак, на основании изложенного можно сделать следующие выводы.

1. Траектории выбросов в картинной плоскости, как правило, не располагаются вдоль структуры поперечного магнитного поля на уровне фотосферы, что указывает на отличие структур магнитного поля пятен на уровне фотосферы и короны.

2. Магнитное поле пятна в короне имеет азимутальную составляющую, которая не зависит от вращения пятна.

3. Наличие азимутальной составляющей у магнитного поля пятна приводит к тому, что в короне оно убывает с высотой медленнее, чем это должно быть при чисто дипольном поле.

4. Магнитные поля пятен с различными полярностями замыкаются через корону, хотя между ними имеются большие пятна.

Естественно, эти результаты предварительны и в дальнейшем работа в данном направлении будет продолжена.

В заключение приношу благодарность члену-корреспонденту АН СССР А. Б. Северному за обсуждение ряда вопросов, затронутых в данной статье.

15 июля 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. H. A. Newton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1942, 102, 2.
2. M. A. Ellison. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1949, 109, 3.
3. A. Bruzek. Z. Astrophys., 1951, 28, 277.
4. K. Loden. Arkiv astron., 1958, 2, 153.
5. Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 18, 151.
6. R. Giovanelli, M. M. McCabe. Austral. J. Phys., 1958, 11, 191.
7. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 185.
8. H. Zirin, A. Severny. Observatory, 1961, 81, N 923, 155.
9. Г. Зирин. Астрон. ж., 1961, 38, № 5, 861.
10. Б. А. Иошпа. Геомагнетизм и аэрономия, 1963, 3, № 6, 1125.
11. A. B. Severny, V. Vumba. Observatory, 1958, 78, N 902, 33.
12. Д. В. Корольков, Н. С. Соболева, Г. Б. Гельфрейх. Изв. ГАО, 1960, 21, вып. 5, 81.
13. S. Chandrasekhar. Proc. Nat. Acad. Sci., 1956, 42, N 1, 1.
14. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 22, 12.
15. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 25, 174.
16. В. Е. Степанов, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 166.
17. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 31, 200.
18. И. С. Шкловский. Физика солнечной короны, М., ГИФМЛ, 1962.
19. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1954, 12, 3.
20. К. де Ягер. Строение и динамика атмосферы Солнца. М., ИЛ, 1962.
21. В. Е. Степанов, С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 194.
22. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 100.
23. С. Б. Пикельнер. Основы космической электродинамики. М., ГИФМЛ, 1961.
24. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 159.

ФОТОСФЕРНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ
И ЯРКОСТЬ ФЛОККУЛОВ

Т. Т. Цан

Проводится сопоставление яркости флоккулов, наблюдаемых в линии $K_{232} \text{Ca}^+$, с продольными, поперечными и полными фотосферными магнитными полями.

Обнаружено, что яркость флоккулов в среднем растет с увеличением напряженности продольного, поперечного и полного полей. Для всей активной области наиболее тесная связь наблюдается между яркостью флоккулов и напряженностью полного магнитного поля. Яркость флоккулов при увеличении напряженности поля сначала растет, а потом, при некоторой напряженности, остается почти постоянной.

Величина полей, при которых яркость флоккулов достигает максимального значения, различна для различных активных областей и разных мест одной и той же активной области. Напряженность поперечных магнитных полей, при которых яркость флоккулов достигает максимального значения, обычно больше, чем для продольных.

В получении пятен наилучшее согласие наблюдается между ходом яркости и напряженностью поперечного поля.

PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELDS AND FLOCCULI BRIGHTNESS, by T. T. Tsap. — The brightness of flocculi observed in the $K_{232} \text{Ca}^+$ line is compared with the longitudinal, transversal and total photospheric magnetic fields. It is found that the flocculi brightness increases, on the average, with the strength of the longitudinal, transversal and total magnetic fields. For all of the active region the closest relation is observed between flocculi brightness and the total magnetic field strength. At first the flocculi brightness increases with field strength remains about constant at a given field strength.

The field strength at which flocculi brightness attains a maximal value varies for different active regions and different places of one and the same active region. The transversal magnetic field strength at which the brightness of flocculi attains maximum is usually greater than that of the longitudinal field. In the penumbra the agreement is best between the brightness variations and the transversal field strength.

В работах [1—5] указывается на тесную связь между продольным магнитным полем, измеренным на уровне фотосферы, и расположением флоккулов, наблюдаемых в центральных частях линий H и $K \text{Ca}^+$ и H_{α} . Флоккульные узлы обычно располагаются над соответствующими холмами фотосферных магнитных полей и повторяют их структуру.

Кроме того, Е. В. Степановым и Н. Н. Петровой [5] получена также количественная зависимость между яркостью флоккулов в линиях $K_{232} \text{Ca}^+$ и H_{α} и величиной продольной составляющей магнитного поля.

Оказалось, что для полей $H < 70$ гс яркость флоккулов в среднем возрастает с увеличением напряженности поля. При полях $H > 70$ гс яркость флоккулов уменьшается с возрастанием поля. Это приводит, по мнению авторов, к образованию кольцевой структуры флоккулов, в которых наиболее темные центральные части совпадают с наибольшей напряженностью поля. Кольцевую форму, согласно [5], имеют также флоккулы, окружающие солнечные пятна, и величина напряженности магнитного поля, при которой яркость флоккула максимальна, находится в пределах $350 < H < 640$ гс.

Наконец, в последнее время [6] обнаружено, что узлы флоккулов в K_{232} смещены по отношению к соответствующим холмам фотосферного поля в среднем на $3'',3$ к E -краю Солнца.

Нами проводится сопоставление структуры и яркости флоккулов, наблюдаемых в линии K_{232} Ca^+ , с продольными, поперечными и полными магнитными полями, записанными на уровне фотосферы. Получение этих зависимостей необходимо для выяснения механизма образования флоккулов.

Материал, использованный в настоящей работе, получен на Башенном телескопе Крымской астрофизической обсерватории [7]. Регистрация магнитных полей велась по фотосферным линиям железа $\lambda\lambda 5250$ и $4886 \text{ \AA}$ на магнитографе, описание которого дано в [8, 9]. Поперечные магнитные поля записывались по методу, описанному в [10]. Минимальные значения записываемых полей около 50 гс. Ширина и высота щели спектрографа были выбраны $0,3 \times 0,5$ мм при диаметре изображения Солнца 200 мм. Сканирование активных областей осуществлялось вдоль суточной параллели через интервалы $6'',5$. Калибровка сигналов поперечного поля проводилась по эмпирической кривой, приведенной в [11]. Обработанные записи представлялись в виде карт продольного, поперечного и полного магнитного полей.

Для определения яркости флоккулов использовались спектрогелиограммы, получаемые ежедневно в обсерватории при диаметре изображения Солнца 44 мм. Кроме того, мы пользовались спектрогелиограммами, снятыми при диаметре изображения Солнца 110 мм 28.V 1962 г. и 16.IV 1960 г.

Измерение яркости флоккулов проводилось на микрофотометре МФ-4 с увеличением, дававшим запись в масштабе, равном масштабу карт магнитных полей. Яркость в каждой точке флоккула I_f выражалась в единицах яркости соседней невозмущенной хромосферы I_n , т. е. определялась величина I_f/I_n . Чтобы отождествить одни и те же места на картах магнитных полей и спектрогелиограммах, использовались пятна и суточные параллели. Изучаемые активные области выбирались вблизи центра диска Солнца, чтобы избежать искажений из-за проекции. Обсуждаемый материал представлен в таблице.

В первом столбце дана дата, во втором и третьем столбцах — время наблюдений спектрогелиограмм t_1 и записи магнитных полей t_2 , в четвертом — длина волны линии, в которой велась запись магнитного поля. В последнем столбце указано, какие составляющие напряженности магнитного поля (продольная $H_{||}$ или поперечная $H_{\perp}$) были получены для данной активной области.

Отметим, что 23 и 24.VI 1959 г., 10 и 11.VI 1963 г., 18 и 20.IX 1963 г. наблюдались одни и те же области.

На фиг. 1 и 2 приведены спектрогелиограммы активных областей в K_{232} с нанесенной на них картой магнитных полей. Из фигур видно, что флоккульные узлы хорошо совпадают с соответствующими холмами магнитного поля и близко повторяют их форму. При этом в большинстве случаев наиболее яркие части узлов приходятся на места максимальной напряженности поля. Случай, когда максимальное поле холма совпадает

Дата	t_1	t_2	λ	Составляющие
1	2	3	4	5
23.VI 1959 г.	7 ^h 10 ^m	13 ^h 00 ^m —13 ^h 40 ^m	4886	$H_{\parallel}$
24.VI	7 30	15 00 —15 50	4886	$H_{\parallel}$
16.IV 1960 г.	7 40	11 45 —12 20	4886	$H_{\parallel}$
28.V 1962 г.	7 55	9 30 —11 15	5250	$H_{\parallel}, H_{\perp}$
7.VIII 1963 г.	8 12	16 03 —17 30	5250	$H_{\parallel}, H_{\perp}$
10.VI	9 00	9 50 —12 20	5250	$H_{\parallel}, H_{\perp}$
11.VI	14 30	15 10 —17 22	5250	$H_{\parallel}, H_{\perp}$
18.IX	8 11	10 40 —12 00	5250	$H_{\parallel}, H_{\perp}$
20.IX	13 40	16 20 —17 30	5250	$H_{\parallel}, H_{\perp}$

с темной центральной областью флоккульного узла, на нашем материале наблюдались редко. Так, на фиг. 2 только лишь в месте, указанном стрелкой, магнитный холм попадает в темное место флоккульного узла.

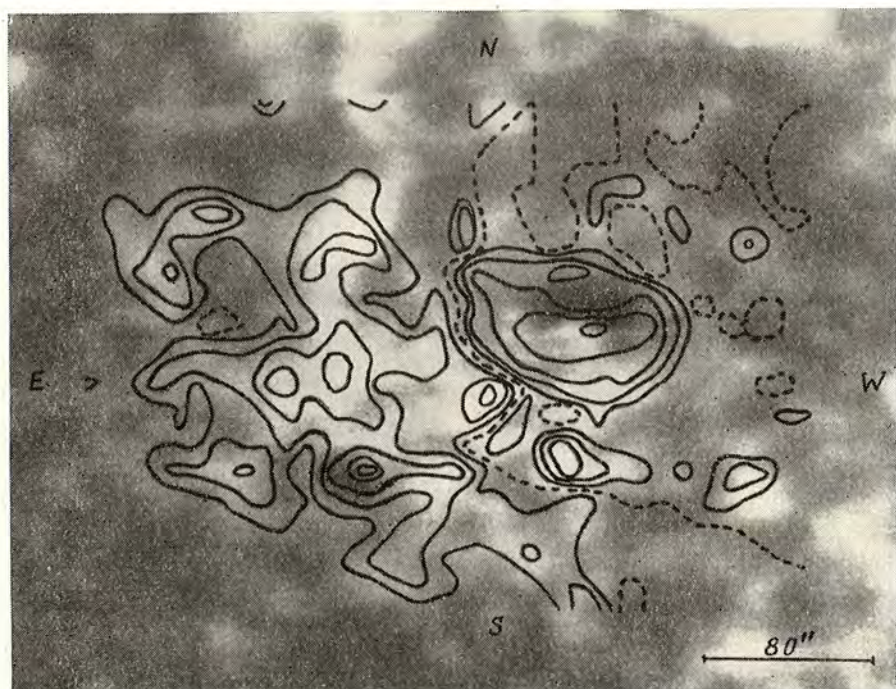
Совмещение карт поперечных и полных магнитных полей со спектрогелиограммами указывает также на хорошее соответствие между поперечными и полными магнитными полями и расположением флоккулов.

Для получения количественной зависимости между яркостью флоккулов и величинами продольной, поперечной и полной напряженностей поля проводились фотометрические разрезы флоккулов. Вдоль этих разрезов определялись продольные, поперечные и полные магнитные поля. Полученные таким образом профили относительных яркостей флоккулов и напряженностей магнитных полей наносились на один график. Для каждой активной области строилось не менее трех таких графиков.

На фиг. 3 и 4 даны профили разрезов спектрогелиограмм и соответствующие им профили разрезов магнитных полей для активных областей 10 и 11.VI 1963 г. Из этих графиков видно, что имеется довольно тесная зависимость между ходом яркости флоккулов в K_{232} -линии и величинами продольной, поперечной и полной напряженностей магнитного поля. Однако столь хорошее соответствие наблюдается не во всех частях активной области. В некоторых случаях, когда флоккул проходит через нулевую линию продольного магнитного поля или вблизи нулевой линии, ход яркости флоккулов хорошо совпадает с ходом напряженности поперечного поля. Естественно, что согласие с напряженностью полного поля в этом случае также будет лучше, чем для продольного. Все это хорошо видно на фиг. 5 в месте, отмеченном стрелкой, где на нулевой линии продольного поля, которая проходит через полутень пятна, находится яркий флоккул.

На фиг. 6 и 7 дана зависимость по всем измеренным разрезам между ходом яркости I_f/I_n и $H_{\parallel}, H_{\perp}$ для активных областей 10 и 11.VI 1963 г. Все приведенные на этих фигурах значения полей и относительных яркостей взяты вне полутени пятен.

Из графиков видно, что существует статистическая связь между яркостью флоккулов и напряженностями продольного, поперечного и полного магнитных полей. Для всей активной области наиболее тесная зависимость между яркостью флоккулов и магнитным полем наблюдается для полного поля. Характер связи продольных и поперечных магнитных полей с яркостью флоккулов зависит от того, в какой части активной области расположены флоккулы. Если разрезы активной области многократно пересекают нулевую линию продольного поля, проходя через поле сложной структуры, то связь между яркостью флоккулов и величиной поля менее отчетлива. Нанесенные на фиг. 6 разрезы активной области реже



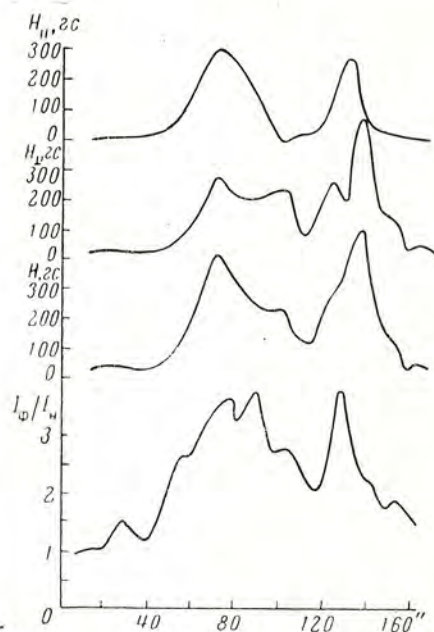
Фиг. 1. Спектрогелиограмма активной области в свете линии K_{232} с нанесенной картой продольных магнитных полей за 23.VI 1959 г.

Изогауссы проведены сплошной линией. Пунктиром отмечена нулевая линия продольного поля

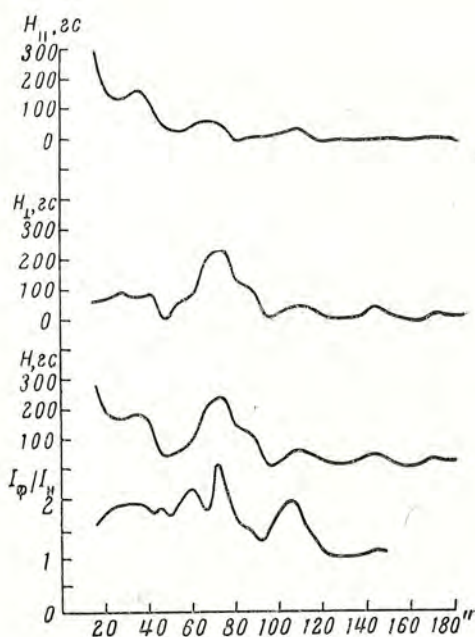


Фиг. 2. Спектрогелиограмма активной области в свете линии K_{232} с нанесенной картой продольных магнитных полей за 24.VI 1959 г.

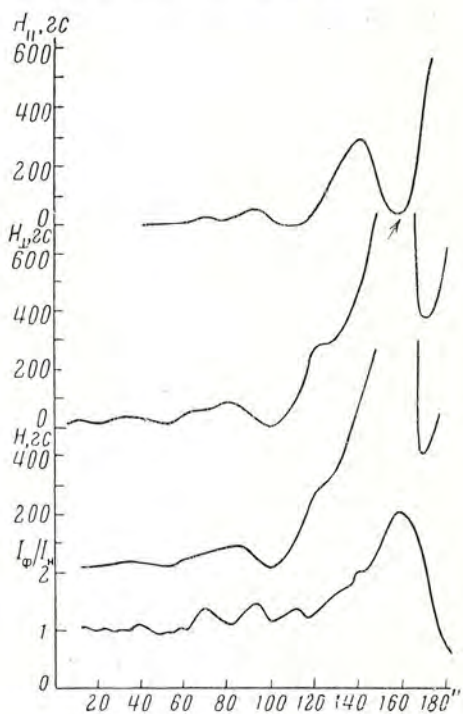
Изогауссы проведены сплошной линией. Пунктиром отмечена нулевая линия продольного поля



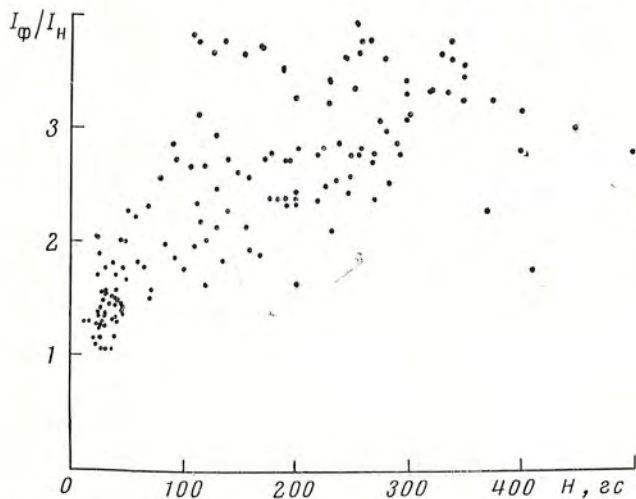
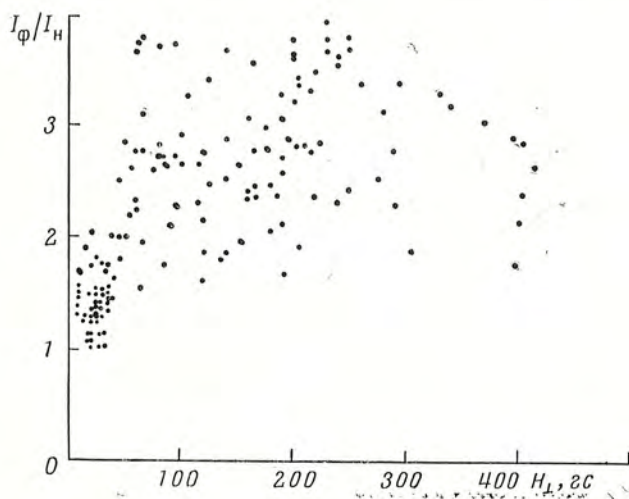
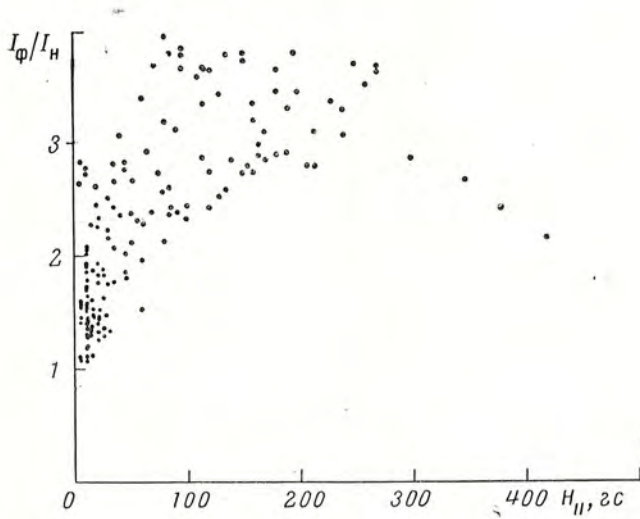
Фиг. 3. Изменение величины напряженности продольного, поперечного и полного магнитного поля и яркости флоккулов вдоль одного разреза активной области за 10.VI 1963 г.



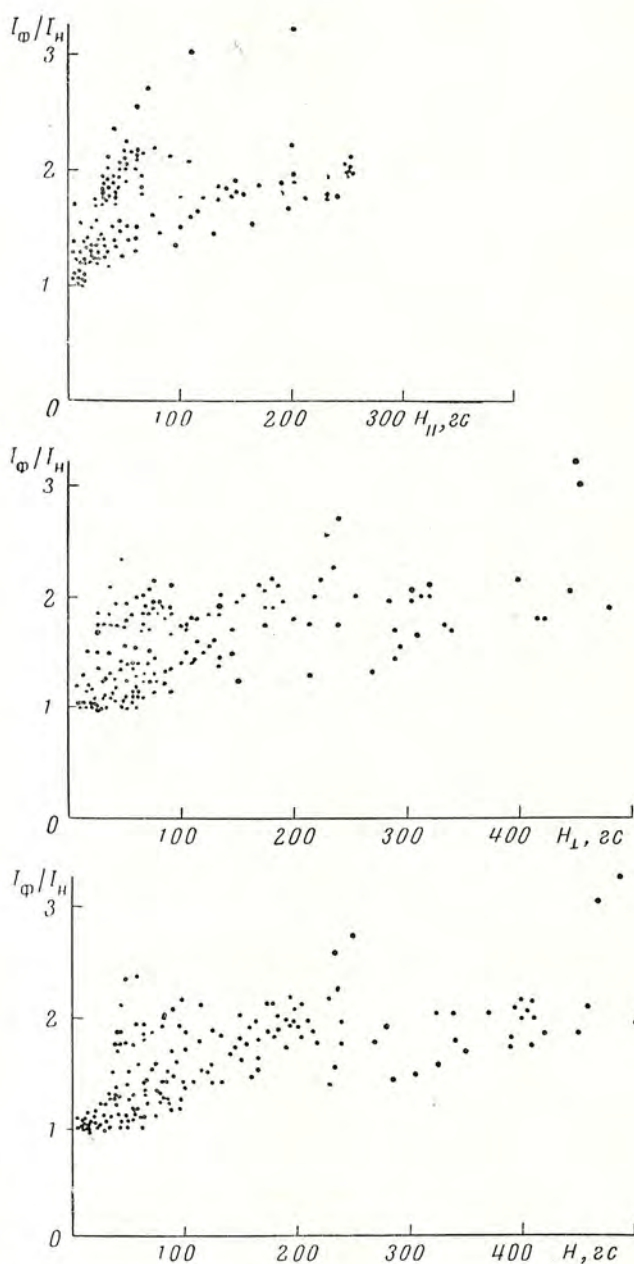
Фиг. 4. Изменение величины напряженности продольного, поперечного и полного магнитного поля и яркости флоккулов вдоль одного разреза активной области за 11.VI 1963 г.



Фиг. 5. Изменение величины напряженности продольного, поперечного и полного магнитного поля и яркости флоккулов вдоль одного разреза за 11.VI 1963 г.

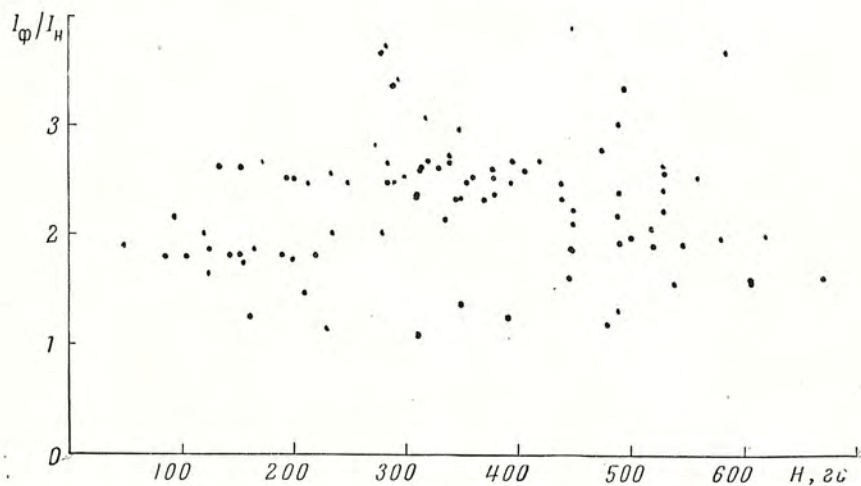
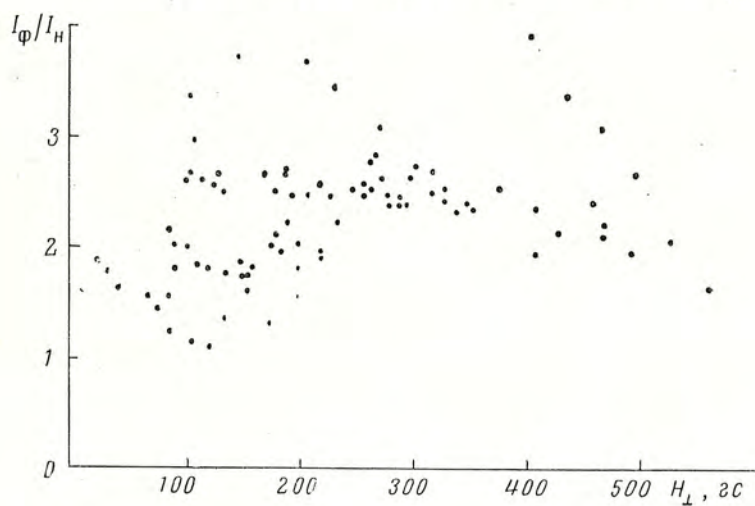
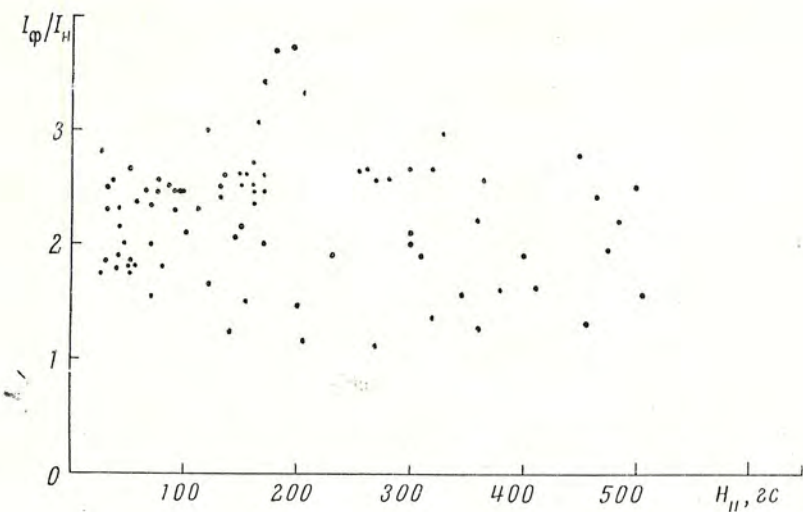


Фиг. 6. Зависимость яркости флоккулов, расположенных вне полутени пятен, от величин напряженности продольного, поперечного и полного магнитного поля для активной области 10.VI 1963 г.



Фиг. 7. Зависимость яркости флоккулов, расположенных вне полу- тени пятен, от величины напряженности продольного, поперечного и полного магнитного поля для активной области 11.VI 1963 г.

пересекали нулевую линию продольного магнитного поля, чем разрезы, приведенные на фиг. 7. Из этих фигур видно, что действительно связь между ходом яркости и величиной продольного поля более тесно выражена на фиг. 6. Последнее согласуется с [5]. Для поперечного поля, наоборот, соответствие между ходом яркости и поля наблюдается лучше, если разрезы активной области чаще пересекают нулевую линию продольного поля, на которой расположены флоккулы. Все это также видно из фиг. 6 и 7.



Фиг. 8. Зависимость яркости флоккулов, расположенных внутри полутени пятен, от величин напряженностей продольного, поперечного и полного магнитного поля для активной области 18.IX 1963 г.

На фиг. 8 дана зависимость между яркостью флоккулов и магнитными полями внутри полутени пятен. Из рассмотрения этой фигуры видно, что вообще в полутени связь между ходом яркости и магнитными полями несколько хуже, чем вне полутени. Здесь наилучшее согласие между ходом яркости и магнитного поля наблюдается для поперечных магнитных полей.

Далее из фиг. 6 и 7 видим, что яркость флоккулов сначала растет с увеличением напряженности поля, а потом при некоторой величине напряженности яркость остается почти постоянной. Величина полей, при которых яркость флоккулов достигает максимального значения, различна для различных активных областей и разных мест одной и той же активной области. Напряженности поперечных магнитных полей, при которых яркость флоккулов достигает максимального значения, обычно больше, чем продольных.

Для области, наблюдавшейся 10.VI 1963 г., яркость флоккулов растет в среднем до $H_{\parallel} \approx 250$ гс. Соответствующие значения поперечного и полного полей равны $H_{\perp} \approx 250$ гс и $H \approx 350$ гс. Для области 11.VI 1963 г. эти значения полей равны $H_{\parallel} \approx 70$ гс, $H_{\perp} \approx 250$ гс и $H \approx 300$ гс.

Наконец, скажем несколько слов о возможной причине убывания яркости, которое происходит в области больших полей, т. е. над пятнами. Это ослабление свечения кальция может быть связано с тем, что плотность хромосферы над пятнами понижена, как это показано в [12].

Полученные здесь результаты, а также более раннее сопоставление тонкой структуры хромосферы в линии H_{α} [13, 14] с фотосферными магнитными полями указывают на тесную связь структуры хромосферы и фотосферных магнитных полей. Все это дает основание предположить, что структура хромосферных магнитных полей, которая и определяет структуру хромосферы, близка к структуре фотосферных магнитных полей. Иными словами, фотосферные магнитные поля, проникая в хромосферу, определяют ее структуру.

Считаю своим приятным долгом поблагодарить члена-корреспондента АН СССР А. Б. Северного за полезные советы при выполнении работы, а также П. И. Селиванова за помощь в обработке наблюдений.

15 декабря 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. H. W. Babcock, H. D. Babcock. *Astrophys. J.*, 1955, 121, N 2, 349.
2. R. F. Howard. *Astrophys. J.*, 1959, 130, N 1, 193.
3. R. B. Leighton. *Astrophys. J.*, 1959, 130, N 2, 366.
4. R. F. Howard. *Astrophys. J.*, 1962, 136, N 1, 211.
5. В. Е. Степанов, Н. Н. Петрова. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1959, 21, 152.
6. А. Б. Северный. *Астрон. ж.*, 1965, 42, 217.
7. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1955, 15, 31.
8. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1959, 19, 3.
9. Н. С. Никулин. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1963, 31, 209.
10. В. Е. Степанов, А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1962, 28, 166.
11. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1965, 33, 34.
12. Э. Р. Мустель. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1955, 13, 96.
13. Т. Т. Цап. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1963, 31, 200.
14. Т. Т. Цап. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 1965, 33, 92.

О ПРИРОДЕ КРАТКОВРЕМЕННЫХ ВОЗРАСТАНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР, ОБНАРУЖЕННЫХ НА КОСМИЧЕСКИХ РАКЕТАХ И КОРАБЛЯХ-СПУТНИКАХ

Б. М. Владимирский

На основе данных мировой сети станций по пуклонной компоненте космических лучей показано, что возрастания интенсивности тяжелых ядер, обнаруженные на второй космической ракете группой ФИАН [1—4], сопровождаются слабыми возрастаниями интенсивности на уровне моря. Источник ускоренных ядер находится на Солнце, так как имеет место эффект зоны попаданий. Однако эти явления, по-видимому, не связаны с хромосферными вспышками.

THE NATURE OF MOMENTARY INTENSITY INCREASES OF HEAVY NUCLEI DETECTED BY MEANS OF COSMIC ROCKETS AND SPUTNIKS, by *B. M. Vladimirsky*.— On the basis of data of world network stations on the nucleon component of cosmic rays, it is shown that the intensity increases of heavy nuclei detected by means of the second cosmic rocket [1—4] are accompanied by weak intensity increases at sea level. The source of the accelerated nuclei is on the sun, as the impact zone effect is observed. However these phenomena are apparently not connected with chromospheric flares.

1. Прямые измерения интенсивности ядерной компоненты космических лучей (к. л.) на второй космической ракете вне магнитосферы Земли позволили обнаружить весьма кратковременные всплески интенсивности тяжелых ядер ($Z \geq 15$) [1—3]. Как полагают цитированные авторы, аналогичные явления наблюдались на втором и третьем космических кораблях-спутниках [4, 5] (см. еще [6]), а также на спутнике «Электрон 2» [7]. Было сделано естественное предположение, что обнаруженные эффекты связаны с солнечной активностью, причем авторы пытались сопоставить их с хромосферными вспышками. Сводка всех опубликованных случаев возрастаний помещена в табл. 1.

Интересно отметить, что ядра группы Н (группа ядер, заряд которых равен или больше 10) несут примерно 3% общего потока нуклонов галактической компоненты космических лучей. Поэтому возрастание интенсивности ядер группы Н на порядок будет соответствовать значительному возрастанию общего потока нуклонов. Если энергия дополнительного потока ядер группы Н будет достаточно велика, имеют смысл поиски одновременных эффектов в наземных измерениях. В этой работе излагаются результаты попытки обнаружить такие эффекты.

Таблица 1

№ по пор.	Дата	Время (U. T.)	Продолжительность	Амплитуда	Примечание
1	12.IX 1959 г.	11 ^h 27 ^m	17 ^m	11,8±3,7	Возрастание для $Z \geq 15$; протоны не обнаружены
2	12.IX	12 57	13	6	
3	12.IX	15 23	25	4	
4	13.IX	7 07	7	1,5	Возрастание для $Z \geq 2$; протоны не обнаружены
5	20.VIII 1960 г.	7 40	4	—	Для $Z \geq 15$ эффекта нет; присутствуют протоны
6	1.XII	11 20	12	2,8	Возрастание для $Z \geq 12 \div 14$

II. Для изучения были выбраны первые четыре всплеска 12—13.IX 1959 г. (см. табл. 1). События № 5 и 6 произошли на фоне изменений интенсивности космических лучей после начала магнитных бурь, что сильно затрудняет поиски малых эффектов. Были использованы данные мировой сети станций по нуклонной компоненте (двухчасовые значения), исправленные на барометрический эффект [8]. Список использованных станций приведен в табл. 2.

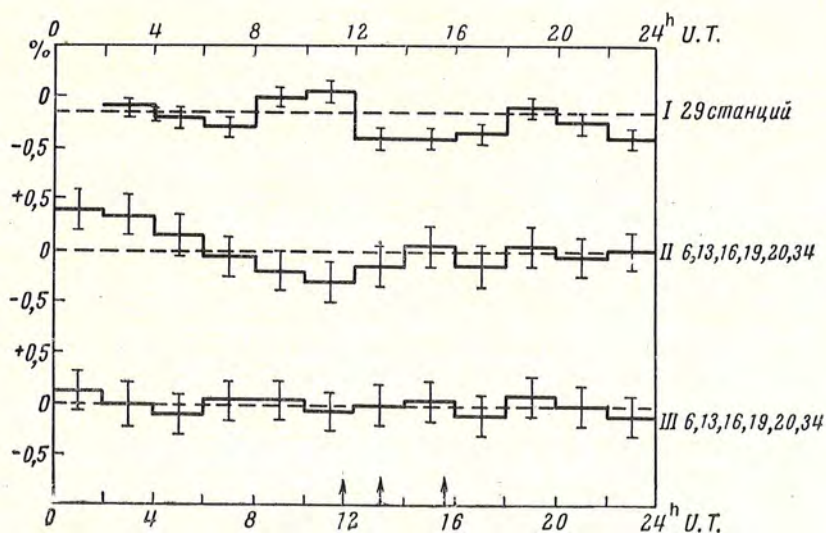
Таблица 2

№ по пор.	Станция	Высота, м	R, Бс	Ошибка 2h, %	№ по пор.	Станция	Высота, м	R, Бс	Ошибка 2h, %
1	Буэнос-Айрес *	у. м.	9,4	0,51	19	Цугшпитце . . .	2960	3,3	0,15
2	Агульяр *	4000	11,8	0,15	20	Рим	66	4,7	0,56
3	Ушуйя *	у. м.	4,2	0,44	21	М. Норикура . .	2770	10,3	0,20
4	М. Веллингтон .	725	2	0,37	22	О-в Хейса . . .	у. м.	0,2	0,50
5	Маусон	у. м.	0,2	0,38	23	Аваруа	у. м.	2,3	0,48
6	Сидней	43	4,0	—	24	Германиос	у. м.	7,0	0,44
7	Мирный	у. м.	0,2	0,50	25	Алма-Ата	806	7,3	0,38
8	Дип Ривер * . .	145	1,3	0,34	26	Иркутск	433	4,6	0,50
9	Черчилль * . . .	у. м.	0,3	0,53	27	Юнгфрау	3450	3,4	0,13
10	Оттава *	101	1,7	0,52	28	Херстмонсе . . .	у. м.	2,2	0,31
11	Ризольют	у. м.	0,0	0,50	29	Лидс	100	1,6	0,56
12	Сальфур М. . . .	2283	1,1	0,23	30	Чикаго **	у. м.	2,4	0,48
13	Ломницкий щит .	2634	3,2	0,30	31	Клаймакс	3400	3,0	0,12
14	Туле	у. м.	0,0	0,50	32	Линкольн ** . . .	350	2,6	0,52
15	Фрейбург	1200	3,2	—	33	М. Вашингтон * .	1917	1,9	0,28
16	Геттинген	273	2,4	0,41	34	Мурманск	у. м.	1,1	0,53
17	Киль	у. м.	1,9	—	35	Москва	у. м.	2,3	0,47
18	Вейсенау	427	3,2	0,43					

* Зона 9^h LT для всплесков № 1 и 2.

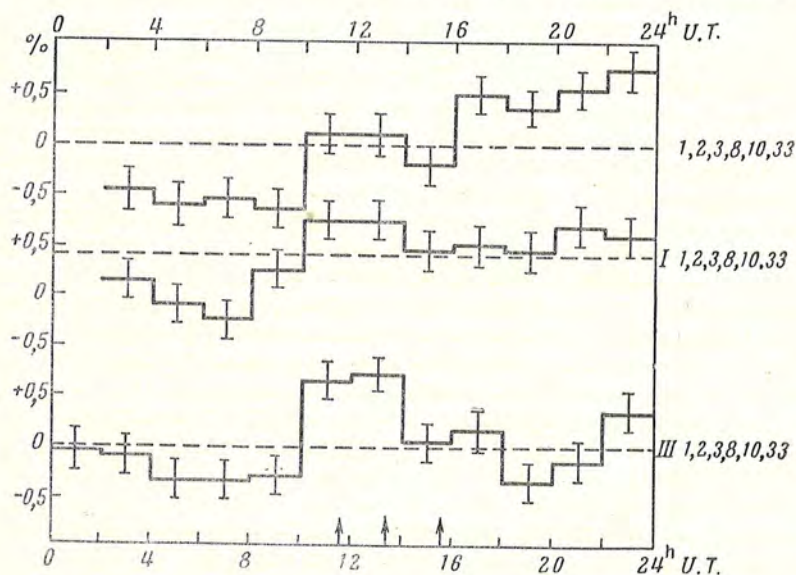
** Зона 9^h LT для всплесков № 3.

Обнаружение малых эффектов возрастаний возможно лишь при тщательном исправлении данных за короткопериодические вариации (суточный и полусуточный эффекты). Правильное введение такого рода поправок связано с известными трудностями, прежде всего из-за статистической природы этих вариаций. Параметры обеих гармоник суточной вариации



Фиг. 1 Интенсивность космических лучей 12.IX 1959 г., исправленная на суточный эффект различными методами для станций вне зон попадания Римские цифры справа — метод обработки, арабские — номера станций, стрелки указывают моменты возрастания интенсивности тяжелых ядер

испытывают постоянные изменения как по амплитуде, так и по фазе, при этом обнаружена связь с магнитной активностью (K_p -индекс). По этой причине введение, например, поправок в некоторый данный интервал с параметрами, определенными усреднением по некоторому другому достаточно длительному интервалу, почти неминуемо приводит к ошибкам, которые очень трудно оценить. Нахождение параметров этих вариаций по тому же самому интервалу может привести к потере искоемых эффектов



Фиг. 2. Интенсивность космических лучей 12.IX 1959 г., исправленная на суточный эффект методами I и II
Верхний график — неисправленная интенсивность для тех же станций, зона попадания 9^h

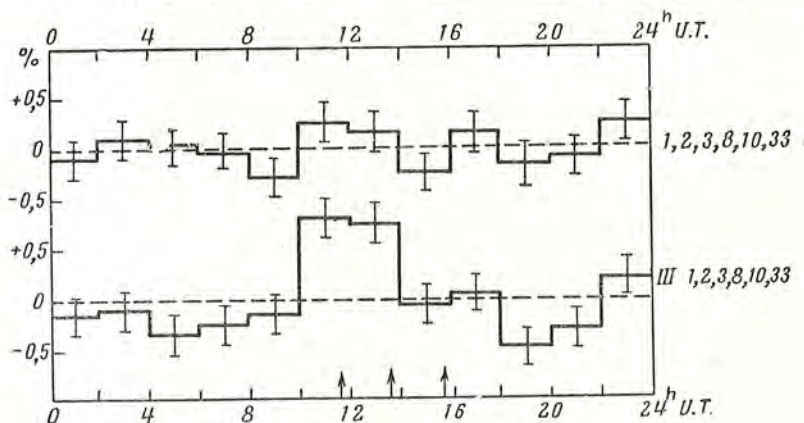
из-за фазовых искажений, которые вносятся самими эффектами. В связи с этим было выбрано три метода введения поправок. Очевидно, эффект можно будет считать реальным, если он не будет существенным образом зависеть от процедуры обработки исходных данных.

Метод I. Для каждого двухчасового значения интенсивности вычислялась разность

$$(12.IX\ 1959\ г.) - \frac{1}{2}(11.IX + 13.IX\ 1959\ г.).$$

После этого данные станций усреднялись (конечно, предварительно переведенные в проценты). Это соответствует вычитанию суточной и полусуточной вариации, усредненной за предшествующий и последующий дни.

Метод II. Данные за 12.IX, а также за предыдущие и последующие сутки были подвергнуты гармоническому анализу. Параметры первой



Фиг. 3. Интенсивность космических лучей 12.IX 1959 г., исправленная на суточный эффект методом III

Верхний график — поправка введена с использованием нередуцированных гармоник. Станции те же, что и на фиг. 2, зона попаданий 9^h

и второй гармоник для 11 и 13.IX усреднялись, после чего поправка вычислялась по этим усредненным параметрам. Вычисление параметров гармоник производилось как с предварительным исключением систематического хода (вариации с большим периодом или непериодические изменения интенсивности), так и без его учета.

В обоих методах обработки предполагалось, что параметры суточного и полусуточного эффектов данного интервала являются средними за предшествующий и последующий интервалы. Так как предполагалось, что эффекты связаны с солнечной активностью, обработка производилась отдельно для станций, которые находились в зонах попаданий и вне зон. Как хорошо известно, в случае если источник дополнительного излучения находится на Солнце, эффекты возрастания должны наблюдаться для станций, у которых местное время было $9^h \pm 2^h$ (средние широты). Для первых двух всплесков наибольшей амплитуды это станции 1, 2, 3, 8, 10, 33 (см. табл. 2), остальные станции (в частности, 6, 13, 16, 19, 20, 34) лежат вне зоны.

На фиг. 1 и 2 показаны исправленные данные интенсивности за сутки 12.IX для обеих групп станций. Видно, что на фиг. 2 (зоны попаданий) имеется заметное возрастание, совпадающее во времени со всплесками № 1 и 2.

Метод III. Поправка была введена с использованием интервала 12.IX. При этом для станций зоны попадания (фиг. 2) параметры обеих гармоник были исправлены на величины, соответствующие искажению

от «импульса» в интервале времени 10^h-14^h . Первая и вторая гармоники «импульса» были найдены в предположении, что его амплитуда составляет около 1% (что соответствует возрастаниям на фиг. 2). Параметры найденных таким образом гармоник для 12.IX довольно слабо зависят от принятой амплитуды «импульса» — изменение его амплитуды вдвое приводит к изменению фазы первой гармоники примерно на 15° , а амплитуды на $1/5$. Исправленная таким образом интенсивность для тех же станций в зоне попадания показана на фиг. 3. Верхняя кривая — результат вычитания первой и второй гармоник без их исправления на присутствие «импульса».

В табл. 3 приведены значения параметров гармоник для этого набора станций.

Таблица 3

Дата, сентябрь 1959 г.	Первая гармоника		Вторая гармоника	
	$r_1, \%$	$\varphi_1, ^\circ$	$r_2, \%$	$\varphi_2, ^\circ$
11	0,5	166	0,4	294
13	0,4	145	0,2	230
Среднее за 11 и 13	0,4	156	0,3	262
12	0,4	175	0,2	202
12 (исправленная)	0,5	142	0,3	265

Из таблицы видно, что исправленные на «импульс» первая и вторая гармоники за 12.IX являются практически средними за 11 и 13.IX, что оправдывает предположение о достаточно плавном изменении параметров обеих гармоник за весь трехсуточный интервал.

III. Таким образом, для зон попадания наблюдается заметное увеличение интенсивности, значительно превышающее статистическую ошибку (не более 0,2%) для всплесков № 1 и 2. Не следует придавать значение тому обстоятельству, что найденные на уровне моря эффекты одинаковы по величине, хотя их амплитуды по прямым измерениям отличаются вдвое. Дело в том, что использованный набор станций соответствует краю зоны для всплеска № 1 (нет станций, расположенных восточнее). Применение метода обработки II для каждой из шести станций данной группы показывает, что эффект существует на всех этих станциях, а не появляется за счет какой-либо одной. Хотя ошибки в данном случае велики, все же можно сказать, что эффект больше на горной станции № 33, чем на рядом расположенной станции № 10. Кроме того, эффект заметен на низкоширотной станции № 2 с обрезающей жесткостью примерно 12 Бв. Всплеск № 3, по-видимому, также обнаруживается, если взять данные трех станций (№ 9, 30, 32), расположенных западнее: центр зоны попаданий для этого эффекта, но с меньшей долей уверенности. Эффект всплеска № 4 (13.IX) несомненно отсутствует, что понятно, если учесть малость его амплитуды.

Отсутствие данных не позволило выяснить вопрос о наличии всех этих эффектов в мезонной компоненте (имелись лишь две станции в пределах зоны попаданий для события № 2 — Оттава и Гуанкайо). Из-за малости возрастаний практически невозможно что-либо сказать об энергетическом спектре ядер. Однако можно грубо оценить диапазон энергий частиц, ответственных за эти эффекты. Так как эффект имеется на станции с вертикальной обрезающей жесткостью 12 Бв, спектр должен простираться гораздо выше 5 Бв/нуклон. С другой стороны, 12.IX не обнаруживается, по-видимому, каких-либо эффектов в полярной ионосфере (блокаут)¹. Отсюда можно сделать вывод, что поток ядер $Z \geq 15$ в период

¹ Автор очень признателен А. С. Дворянину, проверившему этот факт.

возрастания в области энергий 35—40 *Мэв/нуклон* не превосходил $\sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$ (ядра такой энергии должны сильно рассеиваться в межпланетной среде и могут приходить в полярные области, хотя они находятся вне зон попаданий). Отметим, что измерения [3] производились при энергиях выше 500—600 *Мэв/нуклон*, причем для всплеска № 1 поток был около $5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$.

IV. Найденные небольшие возрастания интенсивности очень похожи на малые эффекты хромосферных вспышек, обнаруженные еще Файрором и обстоятельно исследованные в последние годы [9, 10]. Поэтому, естественно, необходимо выяснить, не связаны ли обнаруженные возрастания с хромосферными вспышками. Так как использовались двухчасовые данные интенсивности, то такие вспышки, конечно, могли быть и не связаны с ядерными всплесками. С другой стороны, сопоставление со вспышками, проведенное в [2, 3], не вполне удовлетворительно. Например, авторы считали возможным принять время перехода частицами расстояния Солнце — Земля относительно начала вспышки близким к нулю; они пытались сопоставить полученные данные с радиовсплесками в метровом диапазоне в период развития шумовых бурь. Поэтому целесообразно заново пересмотреть этот вопрос.

Эффекты возрастания интенсивности космических лучей после хромосферных вспышек довольно хорошо изучены как для больших, так и для малых масштабов этих явлений. Применительно к данному случаю важно подчеркнуть две установленные при этом закономерности: 1) возрастания интенсивности космических лучей от хромосферных вспышек, зарегистрированные на уровне моря, в стратосфере и вне магнитосферы, всегда запаздывают по отношению к моменту начала хромосферных вспышек; величина этого запаздывания не зависит от масштаба эффекта и лежит в пределах от 10^м до 60^м (иногда больше); 2) независимо от балла вспышки эффект в космических лучах обнаруживается лишь в случае, когда наблюдается ионосферный эффект (всплеск рентгеновского излучения с длиной волны короче примерно 8 Å) [11—13]. Это последнее явление сопровождается, как правило, радиовсплеском в сантиметровом диапазоне.

С учетом этих обстоятельств был рассмотрен весь комплекс солнечных и геофизических данных для каждого из случаев табл. 1. В соответствии с только что сказанным для каждого случая были выделены интервалы времени, в которых следовало ожидать активности в Н_д.

Среди полутора десятков активных областей, наблюдавшихся в диске в период 12—13.IX 1959 г., около половины были новыми. На западном лимбе, на широте около 15 N, находились области, существовавшие уже шестой оборот. С ними связаны широкоизвестные случаи вспышек в июле 1959 г. В это время они уже не были активны — в сентябре две вспышки. 11—12.IX прошла через центральный меридиан весьма активная область 489 (по «Солнечным данным», по Mc Math — 5360). В предыдущее прохождение по диску область была очень активной (вспышка с эффектом космических лучей 18.VIII). В сентябре именно с этой областью была связана шумовая буря, наблюдалось много субвспышек [14]. Фактически все зафиксированные 12—13.IX вспышки и субвспышки относятся к пяти активным областям (5360, 5361, 5364, 5366, 5373 — номера по Mc Math). Патруль вспышек охватывал рассматриваемый промежуток времени практически полностью. 12.IX можно считать для 1959 г. очень спокойным днем (одна вспышка балла 1, 13 субвспышек). 13.IX — более активный день. В геомагнитном отношении эти дни были спокойными (сумма значений K_p-индекса за сутки 24, 22 и 18 соответственно 11, 12 и 13.IX). Интенсивность космических лучей практически полностью восстановилась после бури и Форбуш-спада 2.IX. Избранные интервалы для каждого события изучались особенно тщательно. При этом оказалось, что:

1) в интервалах эффектов № 1—4 внезапные ионосферные возмущения несомненно отсутствуют (данные по минимальным частотам отражений ионосферной станции Крымской астрофизической обсерватории; 6-канальные записи интенсивности атмосфериков, полученные там же; H -компонента геомагнитного поля магнитной станции КрАО; данные по поглощению космических радиопомех на 18,6 и 25,3 Мгц¹, см. также [15]);

2) в этих же интервалах не наблюдалось радиовсплесков 110 см (радиометр КрАО);

3) в интервале № 1 не наблюдалось ни одной вспышки и ни одной субвспышки, в интервалах № 2 и 3 наблюдалось по одной субвспышке (запаздывание, соответственно 12^m и 15^m), в интервале № 4 наблюдалась вспышка балла 1 на восточном лимбе (запаздывание более 10^m).

Несколько более сложная ситуация создалась для эффекта № 5. Хотя число активных областей было значительно меньше, некоторые из них были очень активны (особенно области 5794 и 5801 по Mc Math). За день 20.VIII 1960 г. зарегистрировано 7 вспышек и 31 субвспышка, 4 внезапных ионосферных возмущения. Магнитная буря, начавшаяся 19.VIII в 16^h16^m, вероятно, связана с активной областью 5801. В выделенный интервал попадает вспышка балла 1⁺ на западном лимбе в активной области 5794 (прошла центральный меридиан на широте 20° N 13.VIII). Хотя начало вспышки указано в [16] ранее 6^h07^m, сопутствующие радиовсплеск на 3000 и 208 Мгц и внезапное ионосферное возмущение относятся к 7^h00^m [17, 18] (видимо, наложение двух вспышек).

Наконец, эффект № 6 приходится также на день с относительно высокой активностью — 5 вспышек и 15 субвспышек. На восточном лимбе наблюдалась область (широта 25° N), с которой были связаны большие возрастания интенсивности космических лучей в ноябре 1960 г. Магнитная буря, начавшаяся в 19^h09^m 30.IX, практически не сопровождалась Форбуш-спадом. В соответствующем интервале, однако, не наблюдалось внезапных ионосферных возмущений (записи поглощения космических радиопомех на 26,7 и 32,5 Мгц, полученные в КрАО). Несмотря на полное покрытие патрулем вспышек всего дня 1.XII 1960 г., в выбранный интервал не попадает ни одной вспышки и ни одной субвспышки. Шумовая буря, отмеченная в этот день (измерения на 208 Мгц, КрАО), началась задолго до начала эффекта. Из вспышек, которые явно не могут быть связаны с ядерными всплесками, но попадают в 6-часовой интервал времени, когда наблюдались возрастания на уровне моря (см. фиг. 2 и 3), имеется только одна (13^h27^m, балл 1, область 5360). Она не сопровождалась ионосферным эффектом. Крайне маловероятно, что она ответственна за это возрастание.

Таким образом, из всех эффектов табл. 1 только возрастание 20.VII 1960 г. может быть со значительной долей уверенности связано с хромосферной вспышкой. Вместе с тем это единственный эффект, когда наблюдалось возрастание интенсивности протонов. Из остальных пяти случаев в двух вообще не наблюдалось заметной H_{α} -активности, в двух — наблюдались субвспышки и в одном — вспышка балла 1. Ни в одном из этих случаев не наблюдалось ионосферных эффектов.

V. Резюмируем все вышеизложенное. Для двух возрастных интенсивности тяжелых ядер наибольшей амплитуды обнаружены слабые эффекты возрастаний на уровне моря. Эти возрастания несомненно связаны именно с ядерными всплесками, так как вспышки, которые могли бы вызвать аналогичный эффект, отсутствовали. Эффекты обнаружены только в зоне попаданий, следовательно, источник ускоренных ядер находится на Солнце. Возрастания интенсивности потока тяжелых ядер не похожи на обычные эффекты хромосферных вспышек в космических лучах

¹ Частное сообщение Е. А. Бенедиктова.

(аномальный химический состав, отсутствие частиц малых энергий). Возрастание, зарегистрированное 20.VIII 1960 г., является, по-видимому, эффектом вспышки. Все остальные случаи обнаруживают очень плохую корреляцию со вспышками. Можно сделать предварительное заключение, что они не связаны со вспышками, а являются принципиально новыми эффектами, связанными с какими-то другими проявлениями солнечной активности (быстрые процессы). Из-за ограниченности материала трудно судить, насколько часто возникают такого рода явления. В литературе можно встретить немало указаний на эффекты, по-видимому, такого типа (см. [19], например, спорадически наблюдавшийся суточный эффект тяжелых ядер [20, 21]). Специальное изучение данных наземных измерений, возможно, также выявит случаи этого типа. Стоит обратить внимание, например, на необычный эффект 19.VI 1958 г. [22] — сильное возрастание в мезонной компоненте близ экватора на горной станции Гулмарг. Что касается выяснения связи этих эффектов с солнечной активностью, то наряду с изучением данных оптических наблюдений важным было бы детальное сопоставление с радиоданными с использованием спектральных характеристик излучения.

Автор признателен А. А. Степаняну за ценное обсуждение статьи и товарищам по работе, любезно предоставившим результаты их измерений для сопоставления.

3 декабря 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин. В сб.: Искусственные спутники Земли, вып. 5. М., Изд-во АН СССР, 1961.
2. Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин. В сб.: Искусственные спутники Земли. М., Изд-во АН СССР, 1961, № 6.
3. В. Л. Гинзбург, Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин. Усп. физ. наук, 1964, 82, 585.
4. Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин. В сб.: Искусственные спутники Земли. М., Изд-во АН СССР, 1962, № 12, 31.
5. Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин. В сб.: Искусственные спутники Земли. М., Изд-во АН СССР, 1963, № 15, 66.
6. Л. В. Курносова, В. И. Логачев, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин. Труды ФИАН, 1964, 23, 3.
7. Л. А. Разоренов. Доклад на Всесоюзном совещании по физике космических лучей, Апатиты, август 1964 г.
8. Ann. IGY, 1964, 28, pt. III.
9. J. Figer. Phys. Rev., 1954, 94, 1017.
10. Л. И. Дорман, Е. В. Колومеец. Геомагнетизм и аэрономия, 1960, 1, 152.
11. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 28, 305.
12. B. G. Wilson, C. P. Nehra. J. Geophys. Res., 1962, 67, 3707.
13. Б. М. Владимировский, А. К. Панкратов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 32, 46.
14. Rept. High Altitude Obs. Colorado Univ., 1960, N 49.
15. Rensselaer Obs. Publ., 1959, N 12, 7.
16. H. W. Dodson, E. R. Hedeman. IGY Solar Activity Report Series, 1962, N18.
17. Quart. Bull. Solar Activity, 1960, N 131.
18. Compilations of Solar Geophys. Data, Boulder, Oct. 1960.
19. M. Koshiha, M. Schein. Phys. Rev., 1956, 103, 1820.
20. E. P. Ney, D. M. Thon. Phys. Rev., 1951, 81, 1069.
21. V. H. Yngve. Phys. Rev., 1953, 92, 428.
22. P. S. Gill et al. Indian J. Meteorol. and Geophys., 1960, 11, 169.
23. Quart. Bull. Solar Activity, 1959, N 127.
24. Солнечные данные, сентябрь 1959 г.
25. Fraunhofer Institute, Map of the Sun, Sept. 1959.

К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕНЕНИИ СО ВРЕМЕНЕМ СПЕКТРА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Ю. И. Нешпор

Предложена методика определения временного хода интенсивности рентгеновского излучения и характера изменения рентгеновского спектра со временем по данным о внезапных ионосферных возмущениях, регистрируемых наземной аппаратурой. Показано, что спектр рентгеновского излучения во время солнечной вспышки 23.II 1957 г. изменялся со временем.

TIME VARIATIONS OF THE X-RAY SPECTRUM OF SOLAR FLARES, by Y. I. Neshpor. — A method is proposed for the determination of the time variations of X-ray radiation intensity and character of the X-ray spectrum changes from data on SIDs recorded by ground apparatus. It is shown that during the solar flare of November 23, 1957 the X-ray radiation spectrum varied with time.

Исследования коротковолновой радиации солнечных вспышек различными методами показывают, что спектр рентгеновского излучения изменяется со временем. С развитием солнечной вспышки распределение энергии по спектру несколько изменяется — спектр излучения становится более мягким [1]. Исследуя внезапные ионосферные возмущения (ВИВ) в верхней и нижней ионосфере, авторы [2, 3] приходят к заключению, что во вспышке генерируется сначала мягкое излучение, а затем более жесткое. На основании данных непрерывной регистрации ВИВ [4] указывается, что, по-видимому, первым является импульс довольно жесткой радиации, а за ним уже следует более длительное мягкое излучение.

Так как результаты косвенных методов противоречивы, а данных, полученных прямыми методами, крайне мало, то сделать какие-либо общие выводы о характере временных изменений спектра рентгеновского излучения солнечных вспышек затруднительно.

Нашей целью была разработка методики для определения временного хода интенсивности рентгеновского излучения и характера изменения рентгеновского спектра со временем по данным о внезапных ионосферных возмущениях.

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕННОГО ХОДА ИНТЕНСИВНОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Во время некоторых солнечных вспышек происходит значительное усиление коротковолновой радиации, вызывающей внезапное увеличение электронной плотности в ионосфере. Изменение электронной концентрации

на уровне z можно описать уравнением баланса [5]

$$\beta(z) \frac{dX(t, z)}{dt} = P(t, z) - X^2(t, z), \quad (1)$$

где $X(t, z) = N(t, z)/N_0(z)$ — относительное изменение электронной плотности, $N(t, z)$ — значение электронной плотности на уровне z в момент времени t , $N_0(z)$ — значение электронной плотности в отсутствие дополнительной радиации, $P(t, z) = I(t, z)/I_0(z)$ — относительное изменение функции ионообразования, $I(t, z)$ — значение функции ионообразования в момент времени t на уровне z , $I_0(z)$ — значение функции ионообразования в отсутствие дополнительной радиации, $\beta(z) = 1/\alpha(z)N_0(z)$, $\alpha(z)$ — эффективный коэффициент рекомбинации.

Н. А. Савич [5] использовал уравнение (1) для определения функции $P(t)$ по данным о временных изменениях минимальных частот отражения ($f_{\min}$). При этом предполагалось, что на затухающей стадии ионосферного возмущения избыточное рентгеновское излучение отсутствует ($P(t) = 1$). Из этого условия определялось $\beta(z)$, а затем и $P(t)$, при этом считалось, что $\beta(z)$ не зависит от времени.

Использование только затухающей части кривой $X(t)$ может приводить к большим ошибкам в определении $\beta(z)$, а следовательно, и $P(t)$, так как погрешность измерения $X(t)$ возрастает с уменьшением $X(t)$. Это связано также и с тем, что рентгеновское излучение вспышки может существовать в течение всего ионосферного возмущения.

Для определения функции $P(t)$ была использована следующая методика. Предполагая функцию $P(t)$ монотонной, ее приближенно можно представить в виде ломаной линии. Для каждого линейного отрезка этой ломаной линии будет выполняться соотношение

$$P_i(t) = P_{0i} + a_i(t - t_{0i}), \quad (2)$$

где P_{0i} — значение функции $P_i(t)$ в начале каждого отрезка, a_i — тангенс угла наклона этого отрезка, $P_i(t)$ — истинное значение функции $P(t)$ в интервале $t_{0(i+1)} - t_{0i}$, t_{0i} — начало аппроксимируемого отрезка.

Очевидно, что чем меньше интервал $\Delta t = t_{0(i+1)} - t_{0i}$, тем лучше функция $P(t)$ будет аппроксимирована в этом интервале. Подставив выражение (2) в (1), получим

$$\beta_i(z) \frac{dX_i(t, z)}{dt} = P_{0i}(z) + a_i(z)(t - t_{0i}) - X^2(t, z). \quad (3)$$

Уравнение (3) имеет три неизвестных: $\beta_i(z)$, a_i и P_{0i} , не зависящих от времени в интервале Δt . Для того чтобы определить эти постоянные, необходимо составить систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} \beta_i(z) \frac{dX_1}{dt} &= P_{0i} + a_i(t_1 - t_{0i}) - X_1^2, \\ \beta_i(z) \frac{dX_2}{dt} &= P_{0i} + a_i(t_2 - t_{0i}) - X_2^2, \\ \beta_i(z) \frac{dX_3}{dt} &= P_{0i} + a_i(t_3 - t_{0i}) - X_3^2, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где t_1 и t_3 — границы i -го аппроксимируемого отрезка, причем $t_1 = t_{0i}$, t_2 — промежуточное значение t ($t_1 < t_2 < t_3$); X_1 , X_2 и X_3 — известные значения в точках t_1 , t_2 и t_3 ; dX_1/dt , dX_2/dt , dX_3/dt находятся из графика.

Решая систему (4) относительно P_{0i} , получим

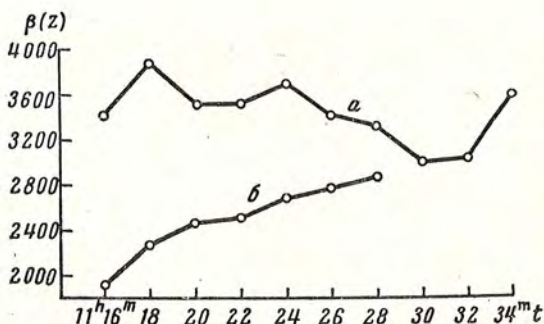
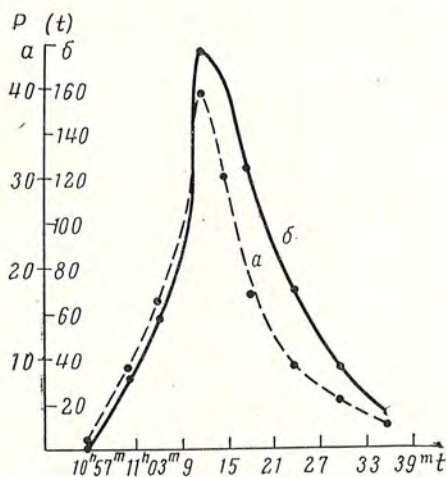
$$P_{0i} = \frac{\left[X_3^2 \frac{dX_1}{dt} - X_1^2 \frac{dX_3}{dt} \right] [t_2 - t_{0i}] + \left[X_1^2 \frac{dX_2}{dt} - X_2^2 \frac{dX_1}{dt} \right] [t_3 - t_{0i}]}{\left[\frac{dX_1}{dt} - \frac{dX_3}{dt} \right] [t_2 - t_{0i}] + \left[\frac{dX_2}{dt} - \frac{dX_1}{dt} \right] [t_3 - t_{0i}]}. \quad (5)$$

Величина P_{0i} есть значение $P(t)$ в начале аппроксимируемого отрезка. Проходя по всей кривой $X(t)$ последовательными отрезками, мы можем найти функцию $P(t)$ в течение всего ионосферного возмущения.

Для определения временного хода ионизирующего излучения вспышки были привлечены данные о непрерывной регистрации интегральной интенсивности атмосфериков [6]. Значения для вспышки 23.II 1957 г. на частотах 13 и 22 mc были любезно предоставлены Н. Н. Ерюшевым (фиг. 1).



Используя выражение (5) для спадающей части кривой $X(t)$, начиная с максимума ионосферного эффекта, были рассчитаны значения $P(t)$ для каждой частоты. На фиг. 2 полученные результаты представлены в виде точек. При вычислении параметра P_{0i} оказалось, что в некоторых случаях P_{0i} принимает отрицательные значения или превышает X^2 . Это связано, по-видимому, с тем, что в некоторых интервалах $t_{0(i+1)} - t_{0i}$ соотношение (3) не выполняется. Принимать отрицательные значения P_{0i} не может, так как функция ионообразования — положительная величина. Из уравнения (3) видно, что P_{0i} не может превышать значения X^2 , потому что для спадающей части кривой $(dX/dt) < 0$. Поэтому значения $P_{0i} > X^2$,



а также отрицательные значения были исключены как не удовлетворяющие физическим условиям.

В максимуме ионосферного возмущения значение $P(t)$ определялось из соотношения (1). Очевидно, что в этом случае $(dX(t)/dt) = 0$ и $P(t_m) = X_m^2$.

Точки на фиг. 2 соединялись плавной средней кривой. Используя сглаженные значения $P(t)$, из уравнения (1) определялось значение $\beta(z)$. Как видно из фиг. 3, $\beta(z)$ со временем меняется незначительно. Необходимо указать, что полученные значения не противоречат физическим параметрам области D ионосферы. Для начальной стадии ионосферного возмущения временной ход $P(t)$ был рассчитан из уравнения (1), используя средние значения $\beta(z)$. На фиг. 2 представлено относительное изменение функции ионообразования в течение всего ионосферного возмущения.

Рассчитанные таким образом изменения $P(t)$ со временем находятся в согласии с результатами, полученными на спутниках.

По данным атмосфериков на различных частотах, по-видимому, можно судить об изменении электронной плотности во время ВИБ на различных уровнях области D ионосферы [7]. Кроме того, следует указать, что более длинные волны в среднем характеризуют более высокие уровни области D ионосферы [7]. Таким образом, можно считать, что вычисленное значение $P(t)$ по данным атмосфериков на частоте 13 $\kappa\text{ц}$ соответствует уровню z_1 , а на частоте 22 $\kappa\text{ц}$ — z_2 , причем $z_1 > z_2$.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕННОГО ИЗМЕНЕНИЯ СПЕКТРА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Рассмотрим два различных уровня ионосферы z_1 и z_2 , причем $z_1 > z_2$. Значение функции ионообразования на соответствующих уровнях z_1 и z_2 будет определяться следующими соотношениями:

$$I_1(t) = I_{01} + \int \frac{n_1 \sigma(\lambda)}{\varepsilon} S_1(\lambda) d\lambda, \quad (6)$$

$$I_2(t) = I_{02} + \int \frac{n_2 \sigma(\lambda)}{\varepsilon} S_1(\lambda) e^{-\tau(\lambda)} d\lambda, \quad (7)$$

где $I_1(t)$ и $I_2(t)$ — значения функции ионообразования на уровнях z_1 и z_2 ; I_{01} и I_{02} — значения функции ионообразования в отсутствие дополнительной радиации;

$$\int \frac{n_1 \sigma(\lambda)}{\varepsilon} S_1(\lambda) d\lambda \quad \text{и} \quad \int \frac{n_2 \sigma(\lambda)}{\varepsilon} S_1(\lambda) e^{-\tau(\lambda)} d\lambda$$

— избыточное значение функции ионообразования, обусловленное рентгеновским излучением солнечной вспышки; n_1 и n_2 — плотность нейтральных частиц на уровнях z_1 и z_2 ; $\sigma(\lambda)$ — эффективное сечение фотоионизации; ε — среднее количество энергии, необходимое для одного акта ионизации; $S_1(\lambda)$ — значение потока рентгеновского излучения на уровне z_1 ;

$S_1(\lambda) e^{-\tau(\lambda)} = S_2(\lambda)$ — значение потока на уровне z_2 ; $\tau(\lambda) = \sigma(\lambda) \int_{z_1}^{z_2} n(z) dz$ — оптическая толща области, ограниченной уровнями z_1 , z_2 .

В уравнении (7) вынесем за знак интеграла функцию $e^{-\tau(\lambda)}$, тогда получим

$$I_2(t) = I_{02} + e^{-\tau(\lambda)} \int \frac{n_2 \sigma(\lambda)}{\varepsilon} S_1(\lambda) d\lambda. \quad (8)$$

Так как функция $\sigma(\lambda)$ в области длин волн короче 10 $\text{\AA}$ имеет монотонный характер [8], то, очевидно, с изменением распределения энергии по спек-

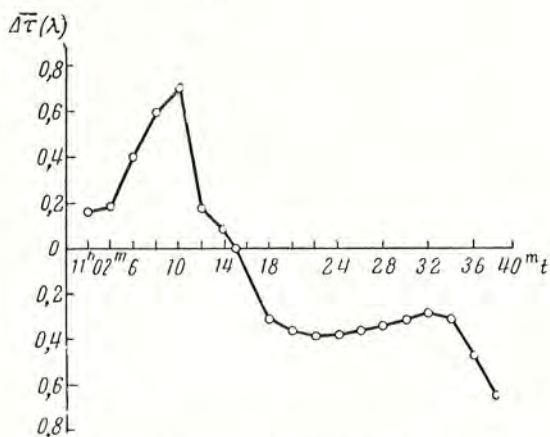
ру значение $e^{-\bar{\tau}(\lambda)}$ будет меняться. Причем если в течение внезапного ионосферного возмущения излучение становится мягче, т. е. жесткая компонента спектра убывает быстрее, чем мягкая, то, вероятно, $\bar{\tau}(\lambda)$ будет расти, и, наоборот, если излучение со временем становится жестче, то $\bar{\tau}(\lambda)$ будет убывать. Таким образом, если мы сможем определить характер изменения $\bar{\tau}(\lambda)$, то, следовательно, сможем судить об изменении спектра рентгеновского излучения солнечных вспышек.

Используя уравнения (6) и (8) и проводя простые преобразования, получим

$$\frac{P_1 - 1}{P_2 - 1} = e^{-\bar{\tau}(\lambda)} \frac{n_1}{n_2} \frac{I_{02}}{I_{01}}, \quad (9)$$

где $P_1 = I_1(t) / I_{01}$, $P_2 = I_2(t) / I_{02}$ — относительные изменения функции ионообразования на уровнях z_1 и z_2 .

Так как, по-видимому, можно считать, что I_{01} и I_{02} в течение ионосферного возмущения не меняются, то, поделив отношение (9) на соответствующее отношение в максимуме ионосферного возмущения, получим



Фиг. 4. Зависимость $\Delta\tau(\lambda)$ от времени

$$\ln \frac{A(t)}{A_m} = \bar{\tau}(\lambda) - \bar{\tau}_m(\lambda), \quad (10)$$

где $A(t) = P_1 - 1/P_2 - 1$, $A_m = P_{1m} - 1/P_{2m} - 1$, $\bar{\tau}_m(\lambda)$ — значение оптической толщи области z_1 , z_2 в момент максимума ионосферного возмущения.

Из соотношения (10) видно, что если известно относительное изменение функции ионообразования со временем на двух различных уровнях ионосферы, то можно судить о характере изменения спектра рентгеновского излучения солнечных вспышек со временем. Причем если $\bar{\Delta\tau}(\lambda) = \bar{\tau}(\lambda) - \bar{\tau}_m(\lambda)$ равно нулю, то спектр со временем не изменяется; если же $\bar{\Delta\tau}(\lambda) > 0$ и со временем растет, то это означает, что интенсивность более мягкого излучения нарастает быстрее, а убывает медленнее, чем интенсивность более жесткого рентгеновского излучения.

Для определения $\bar{\Delta\tau}(\lambda)$ были использованы данные об относительном изменении функции ионообразования на частотах 13 и 22 $\mu\text{гц}$, полученные в предыдущем параграфе.

Результаты расчета $\bar{\Delta\tau}(\lambda) = \bar{\tau}(\lambda) - \bar{\tau}_m(\lambda)$ представлены на фиг. 4, из которой видно, что $\bar{\Delta\tau}(\lambda)$ изменяется со временем, причем до максимума ионосферного эффекта $\bar{\Delta\tau} > 0$, а после максимума $\bar{\Delta\tau} < 0$. Это несомненно указывает на тот факт, что спектр рентгеновского излучения в области 1—10 $\text{\AA}$ изменяется в течение развития хромосферной вспышки. Но поскольку нами был рассмотрен только один случай внезапного ионосферного возмущения, то трудно сделать определенные выводы о характере изменения спектра. Следует лишь указать, что во время солнечной вспышки 23.II 1957 г., возможно, интенсивность более жесткого излучения нарастает и убывает медленнее, чем интенсивность более мягкого излучения, хотя к такому выводу надо отнестись с большой осторожностью.

В заключение отметим, что, по-видимому, используя предложенную методику с привлечением большого материала, можно получить важные выводы о характере спектра рентгеновского излучения во время хромосферных вспышек.

20 ноября 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. T. A. Chubb, H. Friedmann, R. W. Kreplin. J. Geophys. Res., 1960, 65, N 6.
2. И. Н. Одинцова. Геомагнетизм и аэрономия, 1963, 3, № 4.
3. D. P. Kanellakos, K. L. Chan, O. G. Villard. J. Geophys. Res., 1962, 67, N 5.
4. K. Bibl. Effect Disturbances Solar Origin Communs. Oxford—London—N. Y.—Paris, Pergamon Press, 1963, p. 109—118.
5. Н. А. Савич. Труды конференции УРСИ—МГГ. Брюссель, 1959.
6. Н. Н. Ерюшев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 23.
7. Н. Н. Ерюшев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 33, 160.
8. M. Nicolet, A. C. Aikin. J. Geophys. Res., 1960, 65, N 5.

К ВОПРОСУ О СВЯЗИ СПОРАДИЧЕСКОГО СЛОЯ E
ИОНОСФЕРЫ С СОЛНЕЧНЫМИ ВСПЫШКАМИ

Ю. Н. Виноградов

На основании материала, полученного на ионосферной станции Крымской астрофизической обсерватории в период 1958—1959 гг., рассмотрена связь между ходом критической частоты спорадического слоя E ионосферы (E_s), солнечными вспышками и радиоизлучением Солнца.

Показано, что корреляция между ходом избыточного значения критической частоты слоя E_s за месяц и солнечными вспышками достигает 76%.

Связи между ходом среднего значения критической частоты слоя E_s и радиоизлучением Солнца на волнах 3 см, 10 см и 1,5 м не наблюдается.

ON THE CONNECTION BETWEEN THE SPORADIC IONOSPHERIC E LAYER AND SOLAR FLARES, by Y. I. Vinogradov.— The connection between the critical frequency variations of the sporadic ionospheric E layer (E_s), solar flares and solar radio emission is studied on the basis of data obtained at the ionospheric station of the Crimean Astrophysical Observatory during 1958—1959. It is shown that the correlation between the variations of the monthly excesses of critical frequency of the E_s layer and solar flares is 76%. No connection between the variations of the mean critical frequency of the E_s layer and solar radio emission at 3 cm, 10 cm and 1.5 m is observed.

Наиболее обычной и регулярной аномалией ионосферы является слой E — спорадический (E_s). Многочисленные зондирования ионосферы показывают, что слой E_s электронного происхождения, так как на предельных частотах, на которых еще наблюдаются отражения от E_s , зафиксированы случаи двойного лучепреломления.

Статистическая обработка ряда наблюдений показывает, что критическая частота E_s имеет суточный ход с максимумом в полдень, сезонный ход с максимумом в летние месяцы [1].

Однако отмечаются резкие возрастания электронной плотности слоя E_s продолжительностью от десятков минут до нескольких часов, значительно превышающие средние значения суточного хода.

В связи с этим следует отметить, что во время некоторых солнечных вспышек наблюдаются внезапные резкие увеличения электронной концентрации в ионосфере. Поэтому была сделана попытка установления возможных связей между критической частотой слоя E_s ионосферы, хромосферными вспышками и радиоизлучением Солнца.

1. СУТОЧНЫЙ И СЕЗОННЫЙ ХОД СЛОЯ E_s

С. С. Чавдаров [2] на основе данных, полученных на Ростовской ионосферной станции в 1950—1959 гг., показал, что вероятность появления отражений от слоя E_s , предельная частота отражения и частота

экранирования имеют регулярные суточные и сезонные изменения, контролируемые высотой Солнца.

Проведем аналогичные сопоставления на основе данных, полученных на ионосферной станции Крымской астрофизической обсерватории [3]. Исследуемый материал охватывает период с января по декабрь 1958 г. и с мая по декабрь 1959 г. Были подсчитаны месячные медианные значения критической частоты слоя E_s для каждого часа. На фиг. 1 приведен суточный ход медианных значений критических частот слоя $E(f_{E_s})$ для шести месяцев 1958 г. (время здесь и в дальнейшем — московское). Вертикальными штриховыми линиями нанесен восход и заход Солнца для 15 числа каждого месяца на высоте 100 км. Из графика видно, что значения f_{E_s} начинают увеличиваться от ночного уровня с восходом Солнца, достигая максимальных значений в районе полудня, и затем медленно спадают до уровня ночных значений.

На суточном ходе наблюдается спад в предрассветные часы, ранее отмечавшийся в [2, 4].

На фиг. 2 показан средний суточный ход медианных значений f_{E_s} , вычисленный для восьми месяцев 1959 г. На этом графике критические частоты слоя E_s также начинают увеличиваться с восходом Солнца и достигают максимальных значений в полдень.

Для выявления сезонного хода были рассчитаны и представлены на фиг. 3 средние из часовых медианных значений f_{E_s} для каждого месяца 1958 г. График показывает увеличение значений f_{E_s} в летние месяцы. Наличие суточного хода и сезонных изменений в ходе f_{E_s} говорит о том, что этот параметр спорадического слоя E ионосферы контролируется высотой Солнца.

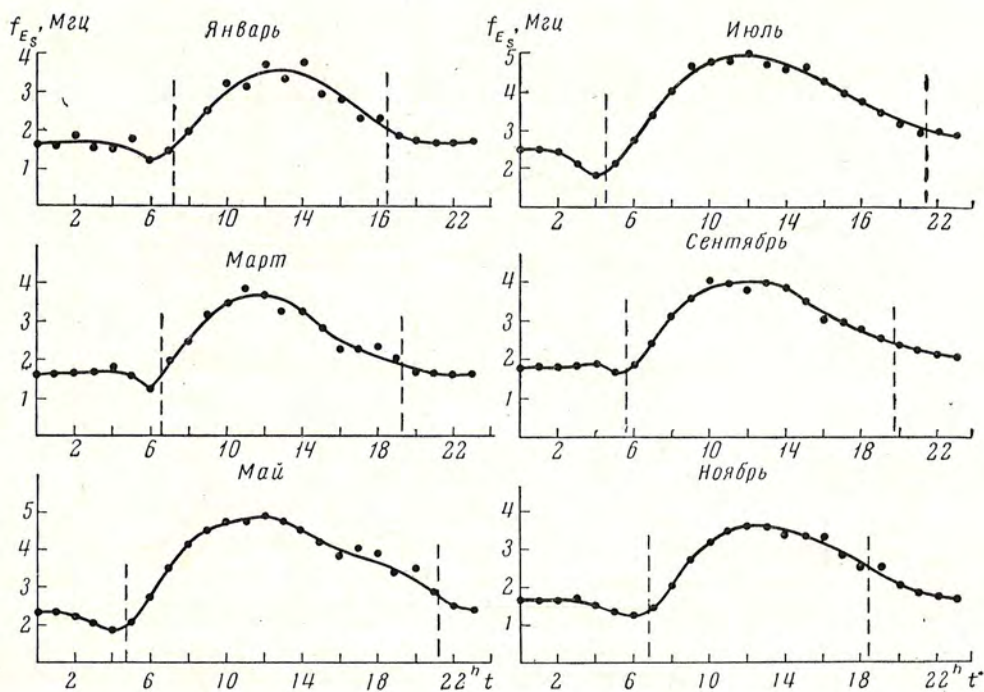
Полученные нами результаты хорошо совпадают с ранее полученными выводами [1, 2].

2. СЛОЙ E_s И СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШКИ

Воздействие солнечных вспышек на слои F_2 , E и D ионосферы рассматривалось рядом авторов [5—8], где было показано, что во время хромосферных вспышек происходит резкое увеличение электронной концентрации в этих слоях.

Представляет интерес рассмотреть вопрос о влиянии хромосферных вспышек и на слой E_s ионосферы. Для этого были построены 15-минутные значения критических частот слоя E_s . На полученный ход значений f_{E_s} были нанесены времена начал и концов хромосферных вспышек, наблюдавшихся в это же время. Данные о хромосферных вспышках взяты нами из [9]. Полученные результаты показывают, что во время некоторых хромосферных вспышек значения f_{E_s} резко возрастают, например 26.V, 19.VI, 20.VII 1958 г., 25.V 1959 г. и др. (фиг. 4). Однако имеется ряд случаев, например 5.III, 7.VII 1958 г., 4.VIII и 9.IX 1959 г. и др. (фиг. 5), когда ход значений f_{E_s} во время вспышек не изменялся. Наблюдаются случаи и значительного роста f_{E_s} при отсутствии вспышек, например 22.V 1958 г., 10, 20.VI и 3.VII 1959 г. и др. (фиг. 6). На фиг. 4 и фиг. 5 горизонтальными линиями отмечено время начала и конца вспышек; обозначен балл.

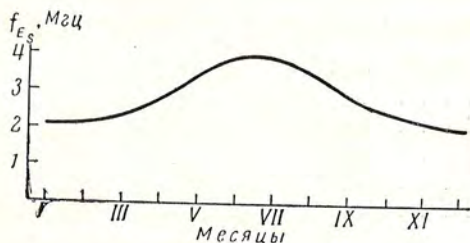
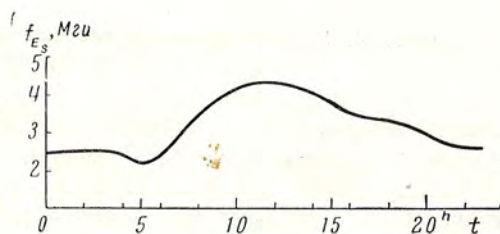
Отсутствие резко выраженной связи между f_{E_s} и хромосферными вспышками делает необходимым статистический анализ. Для этой цели был рассчитан прирост среднесуточного значения критической частоты слоя $E_s(\Delta f_{E_s})$, равный разности между средним значением f_{E_s} за сутки и медианным значением f_{E_s} за месяц, т. е. $\Delta f_{E_s} = \bar{f}_{E_s} - f_{mE_s}$, где Δf_{E_s} — избыток критической частоты слоя E_s за сутки, $\bar{f}_{E_s}$ — среднесуточное



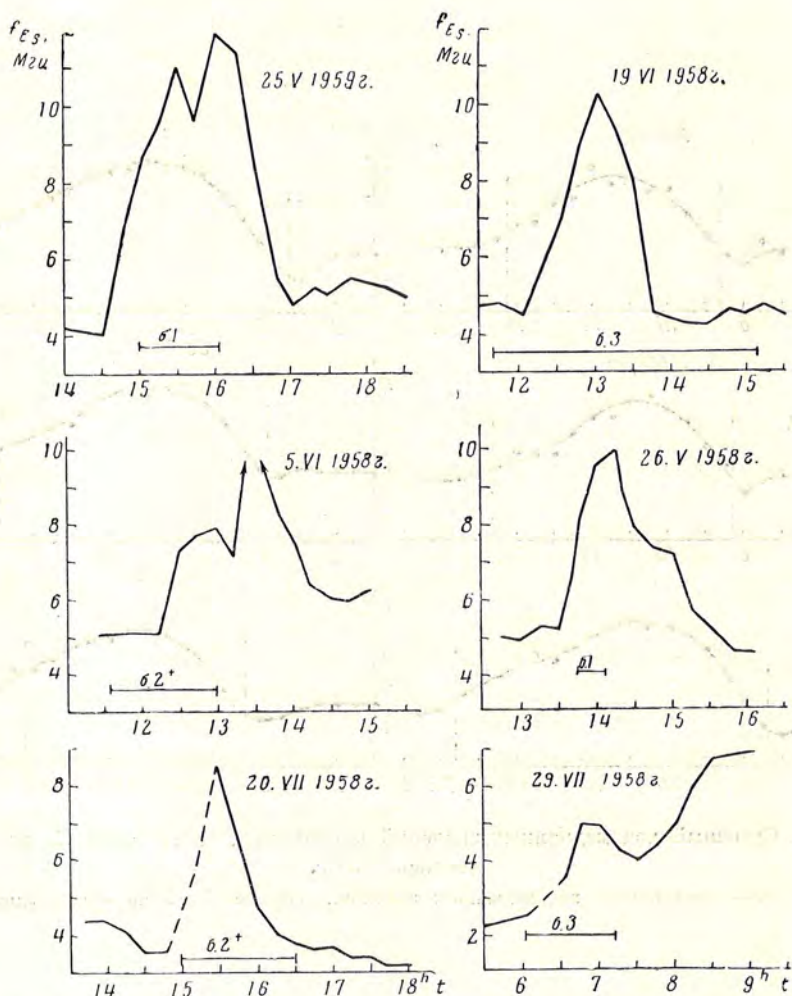
Фиг. 1. Суточный ход медианных значений критических частот слоя E_s для шести месяцев 1958 г.

Точки — рассчитанный ход медианных значений, сплошная линия — сглаженный

Фиг. 2. Среднеарифметический из восьми месяцев 1959 г. суточный ход медианных значений критических частот слоя E_s



Фиг. 3. Сезонный ход медианных значений критических частот слоя E_s за 1958 г.



Фиг. 4. Значительные возрастания значений критических частот слоя E_s во время вспышек

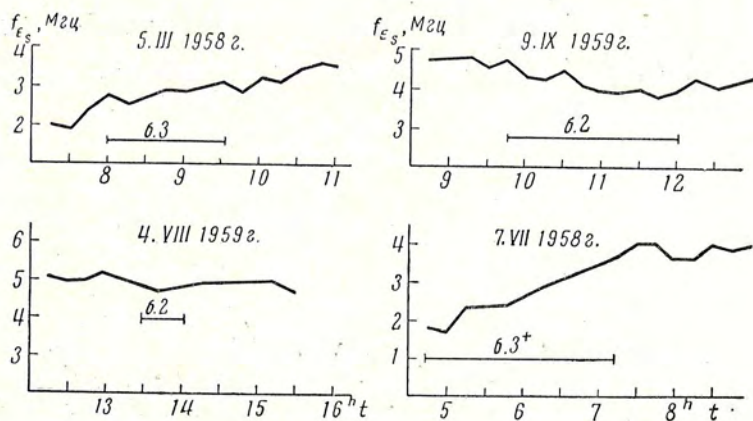
значение критической частоты слоя E_s , f_{ME_s} — медианное значение критической частоты слоя E_s за месяц.

Полученные значения избытка критической частоты слоя E_s^a сопоставлялись с вспышечной активностью Солнца (индекс A). Индекс A за сутки рассчитывался так же, как это было сделано в [9].

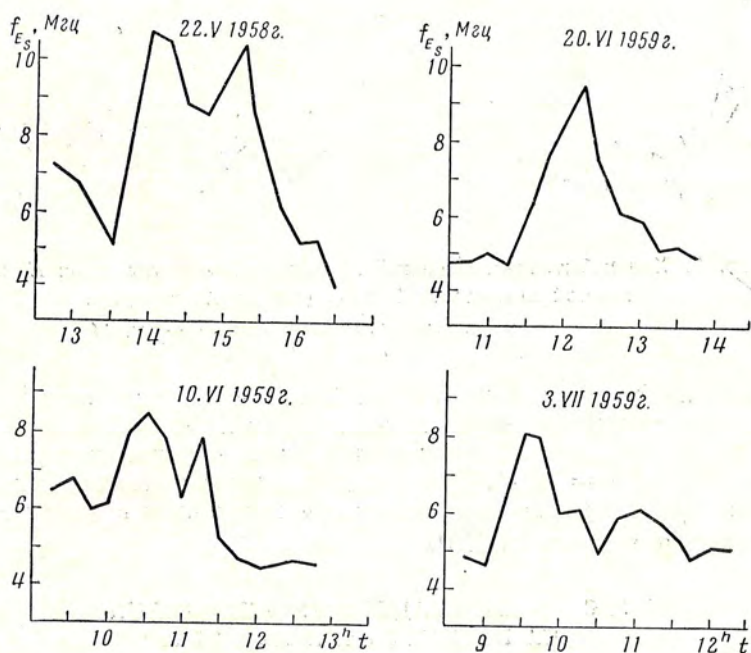
На фиг. 7 представлен ход Δf_{E_s} и индекса A для шести месяцев 1959 г. Наличие связи между ними определялось расчетом коэффициента корреляции r . Кроме того, были также вычислены значения r между Δf_{E_s} и индексом A за 3, 6, 15 суток и за месяц и получены следующие данные:

Интервал усреднения	r , %
Сутки	32
3 суток	39
6 суток	43
15 суток	54
Месяц	76

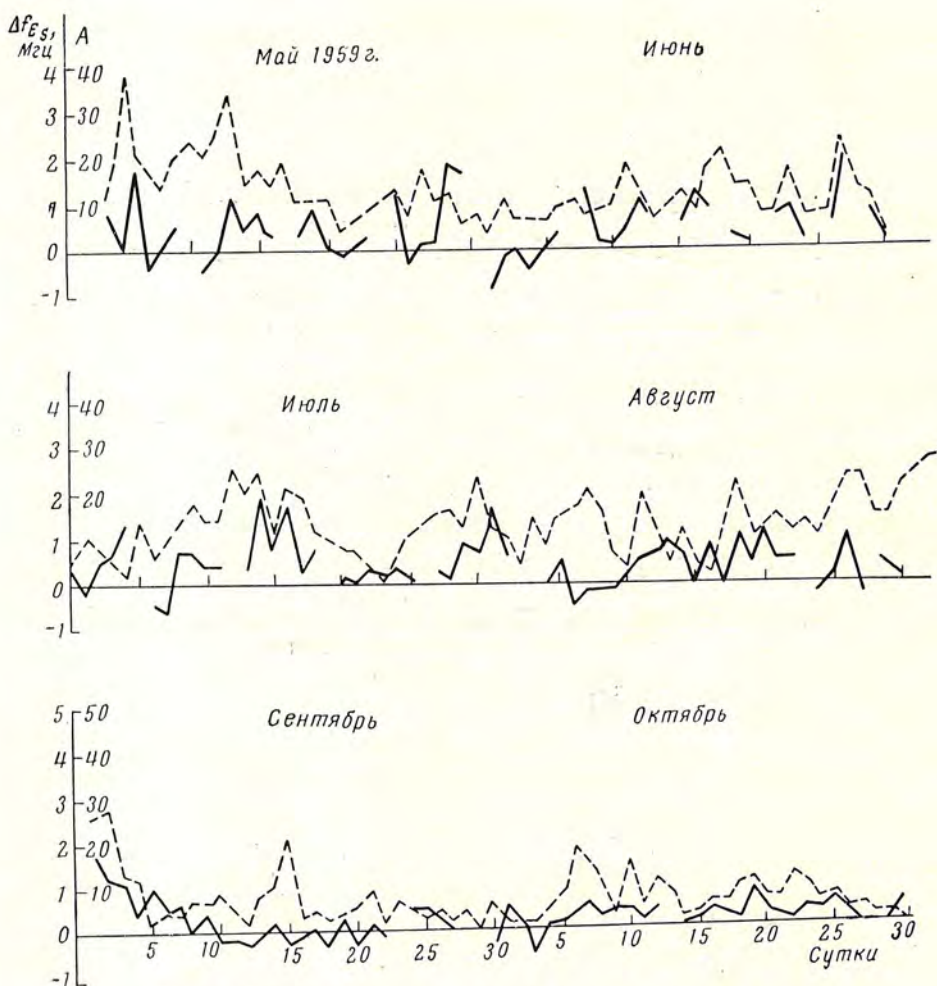
Как видно из этих данных, значение r растет с увеличением интервала усреднения и для месяца достигает 76%.



Фиг. 5. Отсутствие резких изменений в ходе значений критических частот слоя E_s во время вспышек



Фиг. 6. Значительные возрастания значений f_{Es} при отсутствии хромосферных вспышек



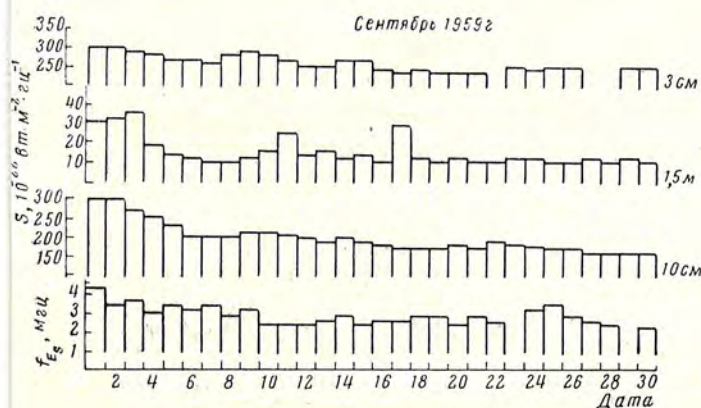
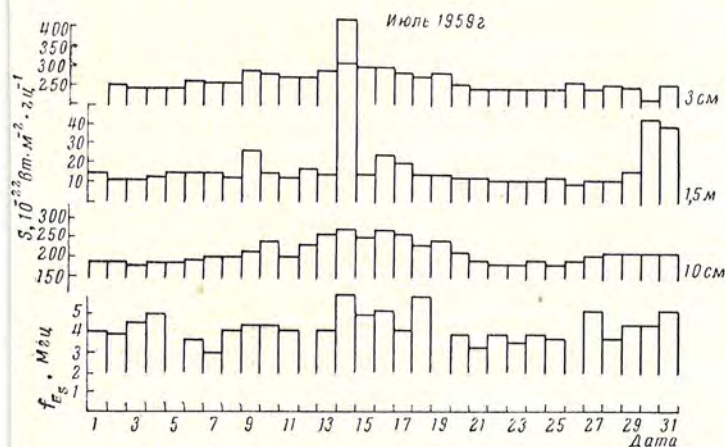
Фиг. 7. Ход избыточных значений критической частоты слоя E_s вспышечной активности Солнца (индекс A) за сутки
Пунктир — ход индекса A , сплошная линия — ход Δf_{E_s}

Из приведенных данных и фиг. 7 можно сделать заключение, что связь между солнечными вспышками и ходом избыточного значения критической частоты слоя E_s наблюдается лишь в случае интервала усреднения за месяц ($r = 76\%$). Для отдельных же случаев эта связь не обязательна, так как резкие возрастания f_{E_s} могут быть вызваны и другими ионизирующими агентами [10].

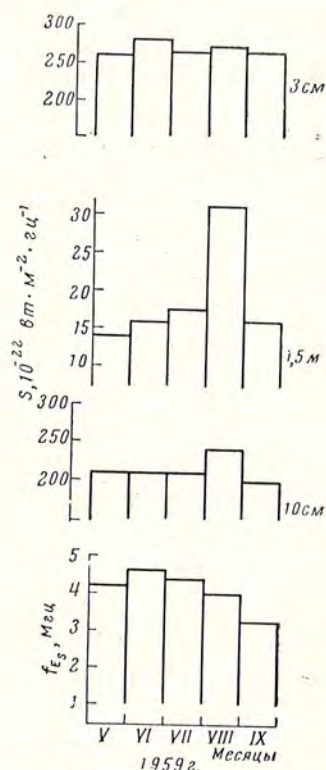
3. СЛОЙ E_s И РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА НА ВОЛНАХ 3 см, 10 см и 1,5 м

На связь между хромосферными вспышками и радиоизлучением Солнца на различных длинах волн указывается в [10, 11]. Естественно попытаться обнаружить связь между радиоизлучением Солнца и изменениями хода критических частот спорадического слоя E ионосферы.

Экспериментальные данные о критических частотах E_s получены на ионосферной станции Крымской астрофизической обсерватории [3],



Фиг. 8. Среднесуточные значения потоков радиоизлучения на волнах 3 см, 10 см и 1,5 м и среднесуточные значения критических частот слоя E_s



Фиг. 9. Среднемесячные значения потоков радиоизлучения на волнах 3 см, 10 см и 1,5 м и среднемесячные значения критических частот слоя E_s

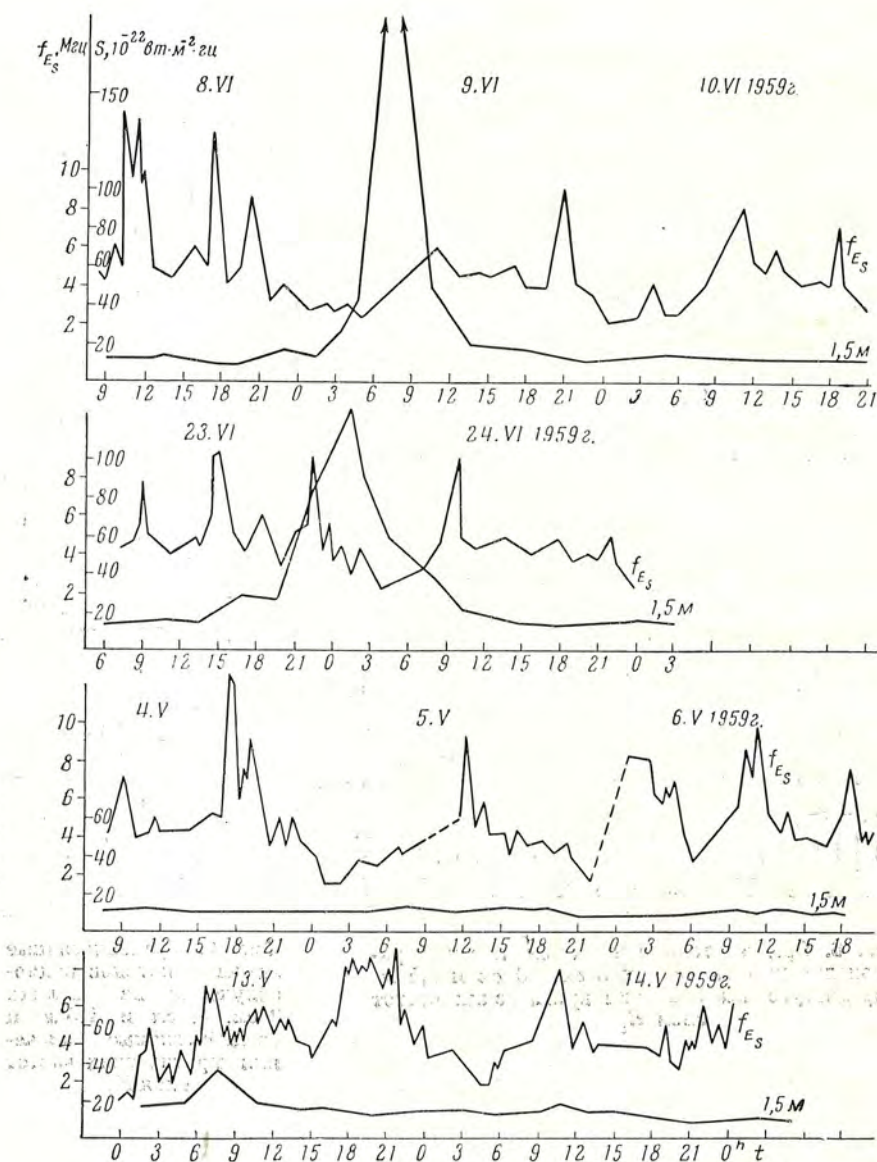
а данные о радиоизлучении Солнца на волнах 3 см, 10 см и 1,5 м взяты из [12]. Рассматривается период с мая по сентябрь 1959 г. На фиг. 8 представлены среднесуточные значения критических частот слоя E_s и среднесуточные значения потоков радиоизлучения на волнах 3 см, 10 см и 1,5 м за июль и сентябрь 1959 г.

На фиг. 9 даны среднемесячные значения f_{E_s} и среднемесячные значения потоков радиоизлучения на 3 см, 10 см и 1,5 м с мая по сентябрь 1959 г.

На фиг. 10 приведены ход среднего за 3 часа потока радиоизлучения на волнах 1,5 м и ход 15-минутных значений критических частот слоя E_s за эти же периоды.

Из представленных графиков видно, что выявить связь между ходом критической частоты слоя E_s и радиоизлучением на этих длинах волн затруднительно.

Для нахождения возможной связи был рассчитан коэффициент корреляции r между среднемесячными значениями f_{E_s} и среднемесячными значениями потоков радиоизлучения на волнах 3 см, 10 см и 1,5 м за



Фиг. 10. Ход среднего за 3 часа потока радиоизлучения на волне 1,5 м и ход 15-минутных значений критической частоты слоя E_s

период с мая по сентябрь 1959 г. В результате были получены следующие значения:

Радиоизлучение Солнца	$r, \%$
3 см	38
10 см	39
1,5 м	30

Таким образом, из рассмотрения графиков на фиг. 8—10 и приведенных результатов можно прийти к заключению об отсутствии связи между ходом критической частоты слоя E_s и радиоизлучением Солнца на волнах 3 см, 10 см и 1,5 м.

Подводя итоги, отметим следующее.

1. В ходе критических частот слоя E_s имеет место явно выраженный суточный и сезонный ход.

2. Наблюдается связь между избытком критической частоты слоя E_s за месяц и солнечными вспышками.

3. Между радиоизлучением Солнца на волнах 3 см, 10 см и 1,5 м и ходом f_{E_s} связь отсутствует. Можно думать, что связь между солнечной активностью и критическими частотами слоя E_s имеет сложный характер.

В настоящее время природа и происхождение слоя E_s еще не вполне выяснены. Можно предположить (см. [14]), что слой E_s является нижней кромкой E области ионосферы. В этом случае целесообразно исследовать связь между рядом геофизических эффектов солнечных вспышек, таких, как SiD, SEA, SCNA, SWF и т. д., и критическими частотами слоя E_s . Эти вопросы будут рассмотрены нами в дальнейшем.

В заключение считаю своим долгом поблагодарить Ю. И. Нешпора за повседневное внимание и ценные указания в процессе работы.

20 ноября 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Я. П. Альперт. Распространение радиоволн и ионосфера. М., Изд-во АН СССР, 1960.
2. С. С. Чавдаров. Исследования ионосферы, № 5. М., Изд-во АН СССР, 1960.
3. Н. А. Савич, А. Н. Абраменко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1957, 17.
4. А. Касимова. Изв. АН ТуркмССР, 1958, № 3.
5. Н. А. Савич. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 19.
6. Н. Н. Ерюшев, Ю. И. Нешпор. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 20.
7. И. Н. Одинцова. Геомагнетизм и аэрономия, 1963, 3, № 4.
8. Ю. И. Виноградов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32.
9. H. W. Dodson, E. R. Nedeman. I. G. Y. Solar Activity Report Series, 1960, N 12; 1961, N 15.
10. Н. М. Ерофеев, М. Б. Степанова. Изв. АН ТуркмССР, 1961, N 5.
11. M. A. Ellison. Planet. and Space Sci., 1963, 11, N 6.
12. Das Gupta M. K. Basu D. Astrophys. J., 1963, 137, N 3.
13. Quart. Bull. Solar Activity, 1959, N 126—128.
14. Г. С. Иванов-Холодный. Геомагнетизм и аэрономия, 1964, 4, № 3.

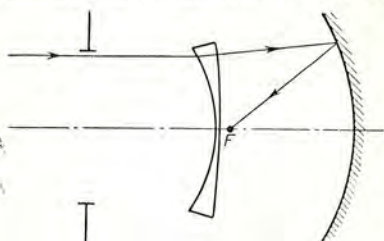
СВЕТОСИЛЬНЫЕ ИЗОПЛАНАТИЧЕСКИЕ
СИСТЕМЫ ДЛЯ СПЕКТРОГРАФОВ

Г. М. Попов, В. И. Проник

Описаны два вида изопланатических светосильных оптических систем, состоящих из простой линзы и сферического зеркала и предназначенных для использования в качестве камер в светосильных спектрографах.

FAST SPEED ISOPLANATIC SYSTEMS FOR SPECTROGRAPHS, by G. M. Popov and V. I. Pronik.— Two types of isoplanatic fast speed optical systems, consisting of a simple lens and spherical mirror, are described. It is proposed to use these systems as cameras in fast speed spectrographs.

Ранее [1—3] были изложены результаты расчетов ряда светосильных оптических концентрических систем. Эти системы, обладая высокой разрешающей силой, имеют, однако, сравнительно толстые оптические элементы, существенно ослабляющие световой поток, особенно в ультрафиолетовой области спектра. Применение веществ, прозрачных в этой



Зеркально-линзовая изопланатическая система

области спектра (плавленый кварц, флюорит), нежелательно как из-за их высокой стоимости и дефицитности, так и ввиду их плохой оптической однородности. Поэтому в Крымской астрофизической обсерватории разработаны светосильные системы (см. фигуру) с тонкими линзами, являющиеся частными случаями системы Д. Д. Максудова [4, 5]. Эти системы предназначены в основном для применения их в качестве камер светосильных спектрографов с дисперсией порядка нескольких

сот ангстрем на миллиметр (небулярные спектрографы). Здесь описаны два типа таких систем. Рассмотрим их.

1. Система, принадлежащая к первому типу (см. фигуру), состоит из отрицательной линзы и вогнутого сферического зеркала, причем плоскость апертурной диафрагмы совмещена с центром кривизны первой поверхности отрицательной линзы; вторая же поверхность отрицательной линзы выбрана так, чтобы центр кривизны ее, являющийся апланатической точкой, совпадал с фокусом первой поверхности линзы; таким образом, лучи проходят через вторую поверхность линзы практически без преломления. Радиус зеркала и положение его относительно линзы выбираются так, чтобы, во-первых, поверхность зеркала была перпендикулярна к наклонному лучу, проходящему через центр апертурной диафрагмы (при этом

зеркало не вносит больших полевых aberrаций), и, во-вторых, сферическая aberrация системы была бы исправлена. Такая система свободна от сферической aberrации и комы; для уменьшения полевых aberrаций целесообразно несколько отступить от схемы, описанной выше, и слегка изменить значение второго радиуса линзы и зеркала, а также расстояние зеркала от линзы.

Хроматизм, вносимый линзой, практически не мешает, так как его легко устранить наклоном кассеты.

Линза в такой системе может быть весьма тонкой (около 1 мм в центре). Описанная система была изготовлена в оптической мастерской Крымской астрофизической обсерватории для небулярного спектрографа, предназначенного для работы в прямом фокусе 50" рефлектора Южной станции ГАИШ. Конструктивные элементы системы следующие:

$$\begin{aligned} r_1 &= -39,68; & d_1 &= 0,85 \text{ (КЗ);} \\ r_2 &= -134,4; & d_2 &= 66,352 \text{ (воздух);} \\ r_3 &= -91,2; & A &= 1 : 0,7; \\ f &= 37,88; & \text{поле } 2\omega &= 20^\circ; \\ & & D &= 60 \text{ мм.} \end{aligned}$$

Испытания показали, что спектральные линии по всему полю имеют ширину не более 0,03 мм; ввиду значительной кривизны поля фотографирование спектра производится на пленку. Малая толщина линзы обеспечивает высокую прозрачность системы в ультрафиолетовой области спектра вплоть до $\lambda \sim 3200 \text{ \AA}$; при этом следует учесть, что взятое для линзы стекло (марка стекла КЗ) было не увиолевым. В качестве коллиматора в спектрографе была использована простая тонкая линза из плавленого кварца, а диспергирующим элементом служила дифракционная решетка (600 штрихов/мм, второй порядок).

2. Зеркально-линзовая система, принадлежащая ко второму типу, имеет схему, аналогичную изображенной на фигуре, но отличается от нее конструкцией отрицательной линзы. В этом случае центр кривизны первой поверхности линзы также совмещен с плоскостью апертурной диафрагмы; радиус второй поверхности линзы выбирается так, чтобы фокус первой поверхности линзы совпал с апланатической точкой второй поверхности линзы. При этом линза получается изопланатической, т. е. обладает лишь сферической aberrацией, но не имеет ни комы, ни астигматизма. Положение и радиус зеркала определяются так же, как и в системе первого типа. Таким образом, в полученной системе оказываются исправленными сферическая aberrация, кома и астигматизм.

При этом исправление aberrаций получается более совершенным, нежели в предыдущей системе, а поэтому предельный диаметр отверстия может быть больше. Приведем конструктивные элементы системы второго типа:

$$\begin{aligned} r_1 &= -80,00; & [d_1 &= 1,6 \text{ (КЗ);} \\ r_2 &= -144,00; & d_2 &= 98,09 \text{ (воздух);} \\ r_3 &= -167,04; & & \\ f &= 80,0; & A &= 1 : 0,67; \text{ поле } 2\omega = 20^\circ; \\ s' &= -102,42; & D &= 120 \text{ мм.} \end{aligned}$$

Кружок рассеивания на оси не превосходит 0,025 мм (по диаметру), вне оси при поле $2\omega = 12^\circ$ не превышает 0,03 мм и для $2\omega = 20^\circ$ не более 0,05 мм.

В этой системе поглощение света в линзе еще меньше, чем в предыдущей (при равных относительных отверстиях и диаметрах входного

зрачка), так как средний путь луча в линзе меньше, хроматизм также меньше; однако кривизна поля остается значительной, поэтому фотографирование производится на пленку.

Система предназначена для небулярного спектрографа прямого фокуса 260-см рефлектора (ЗТШ).

18 декабря 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Г. М. Попов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, 27, 309.
2. Г. М. Попов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 28, 341.
3. Г. М. Попов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 30, 320.
4. Д. Д. Максutow. Астрономическая оптика. М.—Л., 1946.
5. Д. Д. Максutow. Авторское свидетельство по заявке № 1493 класса h 10/01.

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ К МИКРОФОТОМЕТРУ МФ-4 ДЛЯ ЗАПИСИ В ИНТЕНСИВНОСТЯХ СВЕТА СФОТОГРАФИРОВАННОГО ИСТОЧНИКА

Б. П. Абражевский

Разработан функциональный преобразователь к микрофотометру МФ-4 для перевода пропускания негатива в интенсивности воздействовавшего на него светового потока. Принцип работы преобразователя основан на применении схемы из двух потенциометров $R_{изм}$ и $R_{пр}$ (фиг. 1), сидящих на одной оси.

Нелинейный потенциометр $R_{изм}$ — элемент следящей системы, измеряющий компенсационным методом напряжение, создаваемое фототоком светоприемника микрофотометра. Величина этого напряжения, пропорционального пропусканию негатива, определяется углом поворота оси потенциометров. Нелинейность измерительного потенциометра позволяет сохранить точность измерения малых и больших значений пропускания. На потенциометре $R_{пр}$ задается распределение напряжений, соответствующее характеристической кривой негатива, которая аппроксимируется 12 линейными участками. Напряжение, пропорциональное интенсивности, подается с $R_{пр}$ на самописец через делитель. Последний дает возможность изменять масштаб получаемых регистрограмм.

Максимальная ошибка функционального преобразователя вместе с самописцем не превышает 2%.

A FUNCTIONAL TRANSFORMER FOR THE МФ-4 TYPE MICROPHOTOMETER, by *B. P. Abrazhevsky*. — A functional transformer for the МФ-4 type microphotometer has been designed. It serves for the transformation of the transparency of the negative to the intensity of the acting light flux. The design is based on the application of a scheme consisting of two potentiometers $R_{изм}$ and $R_{пр}$ (fig. 1) mounted on one axis.

The non-linear potentiometer $R_{изм}$ is the element of the serve system which measures the voltage of the photocurrent of the microphotometer light receiver by the compensation method. This voltage, which is proportional to the transparency of the negative, is determined by the rotation angle of turn of the potentiometer axis. The non-linearity of the $R_{пр}$ potentiometer provides for the same precision of measurement of small and large values of transparency. The voltage distribution corresponding to the characteristic curve of the negative, which is approximated by 12 linear regions, is assigned to the potentiometer $R_{пр}$. The voltage is proportional to the intensity and transmitted from $R_{пр}$ to the recorder by means of a divider. The latter provides for the possibility of varying the scale of the registograms.

The maximal error of the functional transformer together with the recorder does not exceed two per cent.

Опубликовано много способов преобразования величины пропускания фотометрируемого негатива в интенсивности воздействовавшего на него светового потока I (в дальнейшем для краткости величину I будем называть интенсивностью) [4—6]. Некоторые из них основаны на применении функциональных потенциометров [4—5]. На практике преобразование производится следующим образом. Фототок от светоприемника микрофотометра подается на вход электронного автоматического самописца, в котором линейный измерительный потенциометр (реоход) заменен функциональным.

На функциональном потенциометре задано распределение напряжения, соответствующее характеристической кривой в координатах пропускание — интенсивность (или логарифм интенсивности) [3]. Таким образом, самописец является одновременно и функциональным преобразователем.

Крутизна сигнала, преобразуемого в таком приборе, соответствует крутизне характеристической кривой и может изменяться в 100—150 раз. Однако следящая система самописца не рассчитана на работу в таком режиме. Устойчивой работы следящей системы можно добиться только введением в схему обратной связи. Сигнал обратной связи должен быть пропорционален производной $dT(I)/dI$, где T — пропускание, I — интенсивность или логарифм интенсивности. Введение в следящую систему такой обратной связи значительно усложняет прибор и уменьшает надежность его работы.

В указанных системах преобразование малых значений пропускания в интенсивность вносит большие ошибки, которые возрастают пропорционально отношению величины интенсивности к пропусканию.

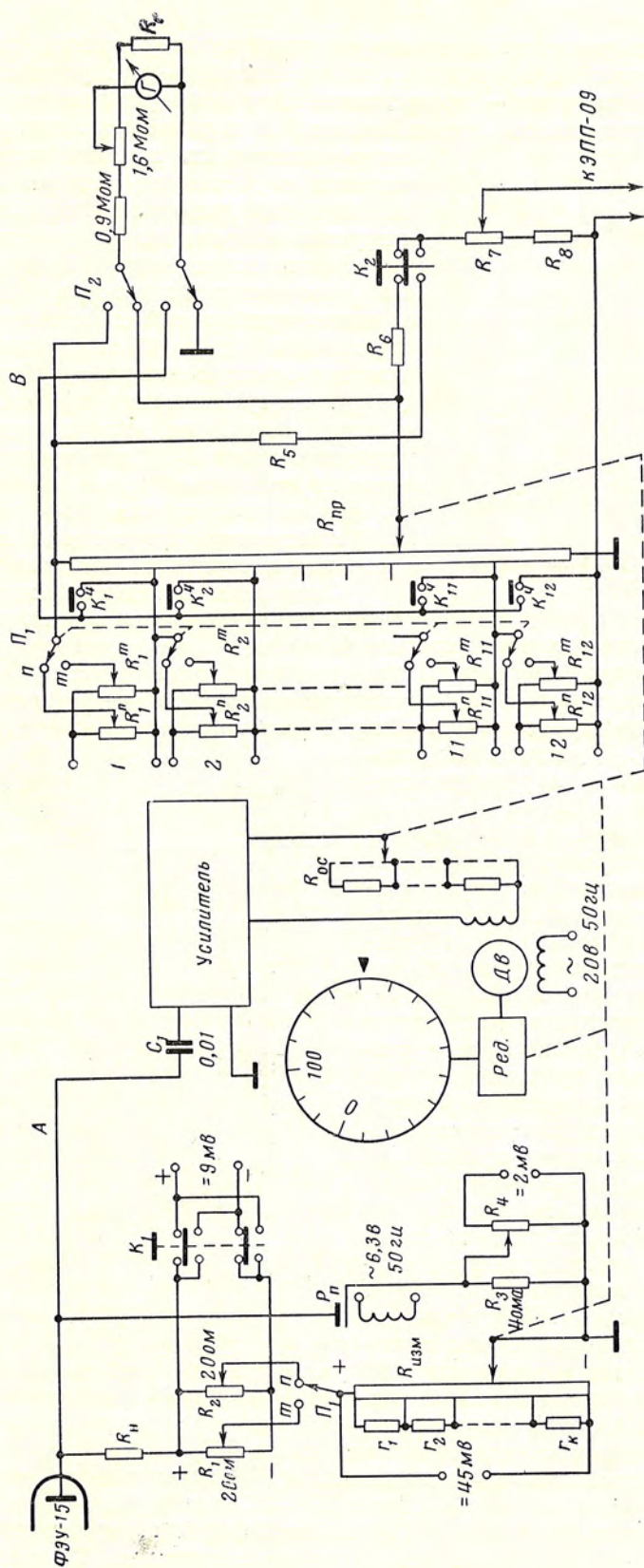
Нами разработан и построен функциональный преобразователь, свободный от перечисленных недостатков. Прибор представляет собой отдельный блок, механически не связанный с самописцем. Он имеет достаточную точность преобразования на всех участках характеристической кривой. Кроме того, предусмотрено получение в одном масштабе регистрограмм для негативов разной плотности.

Схема построенного нами функционального преобразователя состоит из двух частей (фиг. 1): измерительной A и преобразовательной B .

Основными элементами обеих частей являются круговые потенциометры $R_{изм}$ и $R_{пр}$. Ползунки обоих потенциометров сидят на одной оси, связанной с исполнительным двигателем следящей системы. На этой же оси установлен индикаторный диск со шкалой, которая имеет деления от 0 до 100. Первая часть схемы A — следящая система. На вход усилителя этой системы подается модулированная поляризованным реле P_1 разность напряжений ΔU на R_n и на $R_{изм} + R_2$ (фиг. 1, часть A). Поляризованное реле питается от сети частотой 50 гц. Исполнительный двигатель через редуктор вращает оба потенциометра и шкалу до тех пор, пока указанная разность напряжений ΔU не станет равна нулю. В результате по шкале можно получить отсчет величины напряжения на R_n и, следовательно, соответствующее ему значение пропускания исследуемого негатива. Чтобы обеспечить нужную точность измерения пропускания, $R_{изм}$ и шкала индикаторного диска выполнены нелинейными (фиг. 2). Крутизна изменения напряжения на концах $R_{изм}$ различается в 9 раз, во столько же раз изменяется цена деления шкалы диска. Это обстоятельство не приводит к усложнению схемы, так как устойчивая работа следящей системы достигнута весьма простым способом. В схему введена обратная связь в виде ступенчатого сопротивления $R_{ос}$, включенного между выходом усилителя и исполнительным двигателем.

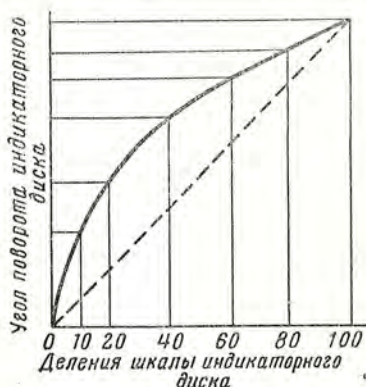
В измерительную часть схемы входит также сопротивление R_3 , на которое через R_4 подается напряжение компенсации темнового тока ФЭУ.

Вторая часть схемы B — преобразовательная. На потенциометре



Фиг. 1. Схема функционального преобразователя к микрофотометру МФ-4

$R_{пр}$ задается распределение напряжения, соответствующее характеристической кривой в координатах интенсивность — пропускание или логарифм интенсивности — пропускание. При этом учитывается нелинейность измерительного потенциометра, а характеристическая кривая аппроксимируется ломаной линией. Для задания ее достаточно системы из 12 переменных сопротивлений, которыми регулируется напряжение на участках $R_{пр}$.



Фиг. 2. Градуировка шкалы индикаторного диска

делениям, определяет напряжение 45 мВ на $R_{из}$, как соответствующее ему пропускание вуали негатива. При этом пропускание, равное 100 делениям, будет соответствовать нулевой интенсивности, т. е. пропусканию вуали, а пропускание Δ — максимальному значению интенсивности, принимаемому за 100. С учетом этих условий и строится характеристическая кривая.

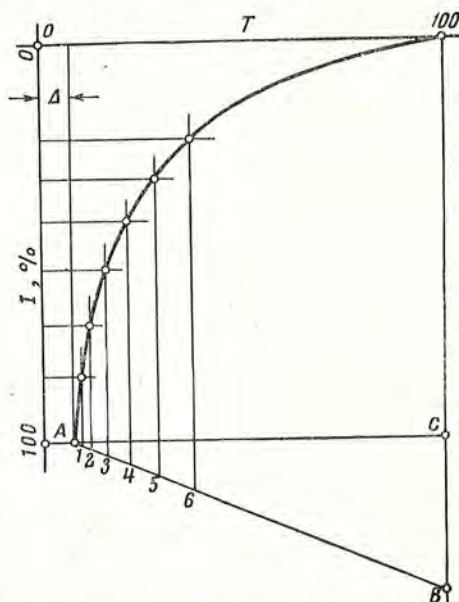
Чтобы получить исходные данные для настройки преобразователей, необходимо на характеристической кривой найти точки, соответствующие выводам $R_{пр}$. Крайним положениям ползунка $R_{пр}$ соответствуют точки A и C (фиг. 3), а все промежуточные расположены между ними. От точки A до вертикальной линии, проходящей через точку, соответствующую пропусканию 100, проводится произвольно выбранный отрезок прямой AB .

На отрезке AB наносится 11 точек с помощью специальной линейки, размеченной так, что точки A , B и все промежуточные соответствовали выводам $R_{пр}$. Через точки на отрезке AB проводятся прямые, параллельные оси интенсивности. Точки пересечения этих прямых с характеристической кривой дают 11 значений напряжения, которые измеряются числом делений на оси I .

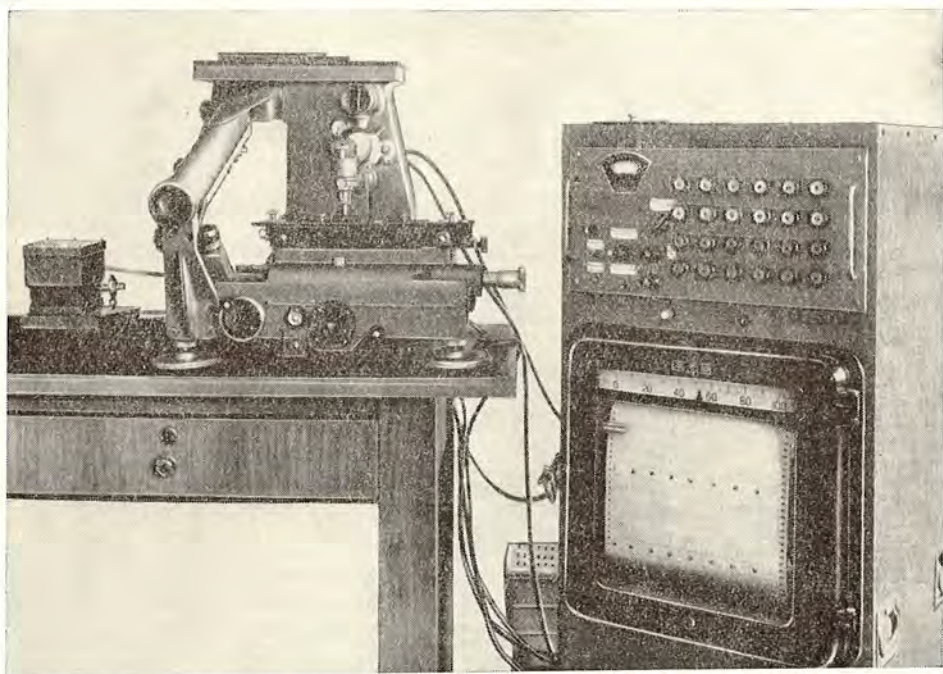
Полученные значения напряжений устанавливаются на участках $R_{пр}$ переменными сопротивлениями № 1—12 и контролируются по отсчету гальванометра микрофотометра Γ (см. фиг. 1). Ручки сопротивлений устроены так, что при нажатии на них замыкаются контакты K'' , соответствующие

Точки, соединенные отрезками прямых, соответствуют выводам $R_{пр}$ фиг. 1. В нашем приборе таких систем две: 12 сопротивлений R^n и 12 сопротивлений R^m , поэтому одновременно могут быть заданы две характеристические кривые. Переход с одной кривой на другую производится переключателем Π_1 . Для задания в прибор характеристической кривой нужно знать 11 величин напряжения (12-е всегда равно 100) и величину пропускания Δ , минимального для измеряемого негатива (фиг. 3).

С помощью клинового фильтра микрофотометра отсчет пропускания, равный 100



Фиг. 3. Исходные величины характеристической кривой для настройки функционального преобразователя



Фиг. 4. Общий вид установки

щие номеру сопротивления, и подключается гальванометр. Ручки от каждой из двух групп (R^n или R^m) переменных сопротивлений выведены на переднюю панель прибора.

Пропускание Δ , соответствующее интенсивности 100 и минимальному пропусканию, принятому нами за нуль, задается напряжением на сопротивлении R_1 (или R_2 для второй характеристической кривой). Нажатие на кнопку K_1 меняет полярность напряжения на R_1 . Тогда при закрытом ФЭУ это напряжение будет измерено по индикаторной шкале как эквивалентное значение минимального пропускания.

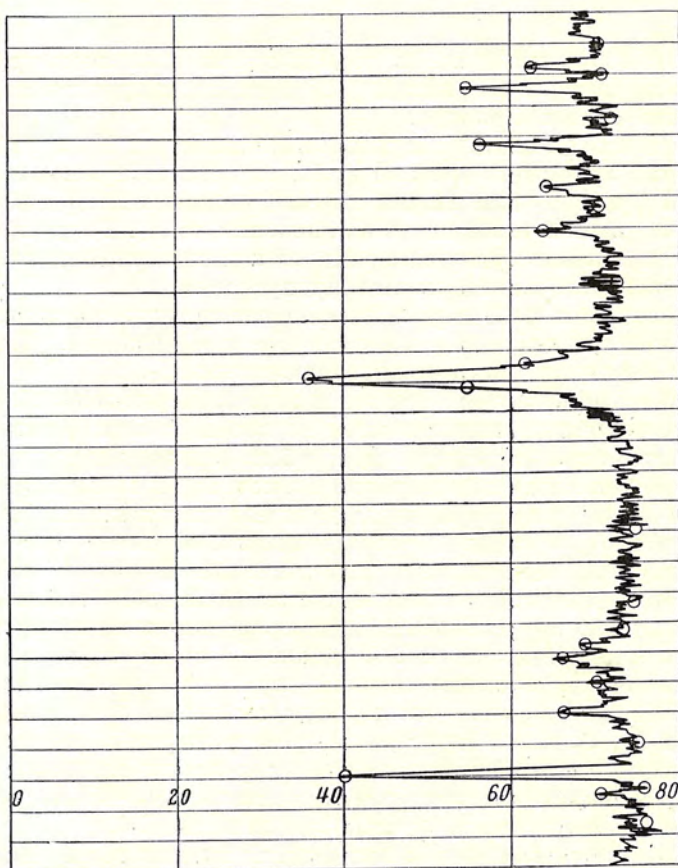
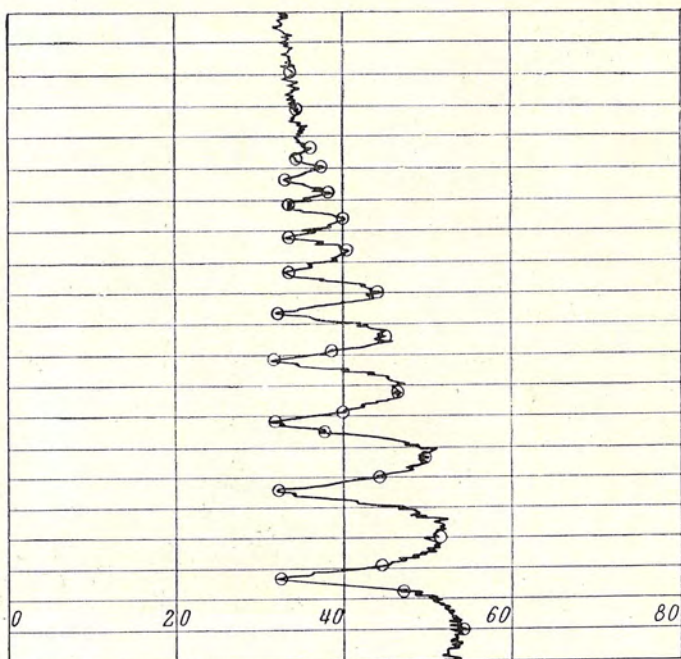
Возвращение к рабочему значению полярности обусловит фототок, равный нулю при выбранном минимальном пропускании. Для переключения R_1 и R_2 служат контакты переключателя Π_1 .

Для замера напряжений при задании характеристической кривой или для отсчета величины интенсивности во время работы функционального преобразователя гальванометр Γ может быть включен переключателем Π_2 .

Общее напряжение на R_{np} равно 2 в, поэтому и гальванометр, и самописец ЭПП-09 подключаются через делитель напряжения. На самописец напряжение с R_{np} поступает через делитель, образованный сопротивлениями R_6 , R_7 и R_8 . Переменным сопротивлением R_7 можно изменять масштаб записи. Для калибровки масштаба записей нужно нажать кнопку K_2 и сопротивлением R_7 установить некоторое напряжение на входе самописца. При этом индекс ЭПП-09 должен установиться на некоторой заданной величине, значение которой определяется сопротивлением R_5 . Такой прием очень упрощает калибровку масштаба. Напряжения на $R_{изм}$, R_1 , R_2 , R_3 и R_{np} подаются от отдельных выпрямителей, которые питаются от стабилизированного источника тока для лампы микрофотометра [7].

Светоприемником служит фотоумножитель ФЭУ-15, на который подается высокое напряжение от прибора типа ВВС-1.

Круговые потенциометры с ползунками из платино-иридиевого сплава использованы от рулевых машинок автопилота, однако можно



Фиг. 5. Запись участков спектра β Ориона в интенсивностях

применить реохорды и другого типа. Для обеспечения нужной равномерности движения каретки в микрофотометре МФ-4 штатный двигатель с редуктором заменен блоком с синхронным двигателем типа СД-54.

Блок преобразователя, самописец и блоки питания смонтированы в одной стойке. Общий вид ее показан на фиг. 4.

Функциональный преобразователь при совместной работе с самописцем воспроизводит спектрограммы с достаточно высокой точностью. На фиг. 5 приведена запись спектра β Ориона. Точки в центре кружков соответствуют значениям интенсивности, полученным измерением негатива на микрофотометре МФ-2 с последующим графическим переводом по характеристической кривой. Анализ ряда полученных регистрограмм позволяет сделать заключение, что максимальная ошибка преобразования интенсивности не превышает 2% от всей шкалы.

Автор выражает глубокую благодарность И. М. Копылову и Е. Л. Ченцову за консультацию и большую работу по определению точности работы преобразователя, а также А. Г. Назарову, изготовившему механические узлы прибора.

30 ноября 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Г. Корн, Т. Корн. Электронные моделирующие устройства. М., ИЛ, 1955.
2. A. K r a n j k. Contrib. Osserv. Milano-Merate, 1957, № 121.
3. М. Н. Котляр. Астрон. ж., 1960, 37, 888.
4. A. D. P e t f o r d. J. Sci. Instrum., 1962, 39, 526.
5. G. B r ü c k n e r. Z. Astrophys., 1961, 51, 187.
6. Э. В. Кононович. Новая техника в астрономии. М., Физматгиз, 1963.
7. А. А. Журавлев, К. Б. Мазель. Преобразователи постоянного напряжения на транзисторах.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ЗАТВОР С ДЛИТЕЛЬНОСТЯМИ ЭКСПОЗИЦИЙ ОТ 0,005 ДО 0,1 СЕК.

А. Н. Абраменко

Описан малогабаритный электронный затвор, рассчитанный на фотографирование звезд и планет с малыми экспозициями. Приведены схема и характеристика модулятора ЭОПа, а также результаты лабораторных испытаний прибора.

AN ELECTRONIC SHUTTER FOR EXPOSURES FROM 0.005 TO 0.1 SECOND, by *A. N. Abramenko*.— A small-size electronic shutter for the photography of stars and planets at small exposures is described. The scheme and characteristics of the image converter's modulator and also the results of laboratory tests are given.

Известно, что размеры видимого диска точечного источника света (звезды), получаемого в фокальной плоскости телескопа, зависят не только от качества оптической системы, но и от состояния земной атмосферы. К сожалению, только небольшое количество ночей отличается хорошими устойчивыми изображениями звезд. Чаше турбулентный диск по своим размерам в несколько раз превосходит дифракционный диск, обусловленный характеристиками телескопа. Одним из выходов в создавшемся положении может быть регистрация наблюдаемых объектов (не только звезд, но и планет) с очень малыми экспозициями — порядка нескольких сотых или тысячных долей секунды. В этом случае в моменты наиболее хороших изображений можно получить более четкие фотографии планет и звезд.

Однако с уменьшением величины экспозиции уменьшается и количество света, падающего на фотослой, что резко ограничивает число возможных объектов наблюдения. Для того чтобы восполнить потери света, возникающие в результате применения коротких экспозиций, можно воспользоваться электронно-оптическими преобразователями (ЭОП) [1, 2]. Однако инерционность флуоресцирующих экранов ЭОПов, особенно многокаскадных, делает бессмысленным фотографирование экрана ЭОПа с малыми экспозициями. Можно, конечно, использовать систему из двух механических затворов, в которой первый, стоящий перед фотокатодом ЭОП, определял бы длительность экспозиции фотографирования объекта, а второй затвор оставался бы открытым на время послесвечения экрана плюс время экспонирования.

Однако подобная система обладает существенным недостатком. Дело в том, что шумы фотокатода ЭОПа в этом случае суммируются на фотопластинке в течение всего времени, пока второй затвор открыт, а это время может в десятки и сотни раз превосходить время экспонирования объекта. Кроме того, механические затворы обладают большой инерционностью срабатывания (порядка нескольких сотых секунды). Это исключает их



Фиг. 2. Фотографии миры

a — непрерывный режим; *б* и *в* — с электронным затвором с экспозициями 0,1 и 0,005 сек. соответственно

длительности положительной полярности, который через соответствующие катодные повторители (лампа L_6) подается на сетки ламп L_2 и L_3 . В результате воздействия импульса анодные напряжения на этих лампах приближаются к нулю и к 150 в соответственно, в результате чего лампа L_1 запирается образовавшейся разностью потенциалов, а на фотокатоде устанавливается напряжение, близкое к 150 в. Это соответствует открытому состоянию затвора.

После окончания отрицательного импульса мультивибратора лампы L_2 и L_3 запираются напряжениями, обусловленными стационарным режимом катодных повторителей (для L_2 $U_k = 0$, $U_c = -50$ в, для L_3 $U_k = +150$ в, $U_c = +100$ в); проводимость лампы L_1 резко возрастает, напряжение на фотокатоде поднимается до уровня напряжения второго электрода ЭОПа и затвор закрывается. Получающийся на фотокатоде импульс напряжения не вполне симметричен. Передний его фронт, по уровню 0,7, имеет длительность не более 0,1 мсек. Он формируется в основном за счет разряда емкости фотокатода, а также емкости монтажа и деталей через внутреннее сопротивление ламп L_2 и L_3 . Задний фронт модулирующего импульса по уровню 0,7 (уровень запирающего ЭОПа) имеет длительность 0,6 мсек. Форму модулирующего импульса можно улучшить уменьшением величины сопротивления в цепи анод — сетка лампы L_1 , уменьшением распределенных емкостей схемы и более форсированным режимом ламп. Однако следует отметить, что время открывания затвора (передний фронт импульса) и время его закрывания (задний фронт) вполне удовлетворяют требованиям, поставленным перед электронным затвором.

Схема предусматривает возможность работы ЭОПа в непрерывном режиме (переключатель $П_1$ в положении *II*). Это необходимо для проверки его работы, а также позволяет вести фотографирование с длительными экспозициями.

Лабораторные испытания электронного затвора проводились путем фотографирования фотокопии оптической миры как в непрерывном, так и в импульсном режимах с различными длительностями экспозиций. На фиг. 2 приведены фотографии миры, полученные в непрерывном режиме и с электронным затвором при экспозициях 0,1 и 0,005 сек. Квадраты соответствуют разрешению 6, 8, 10, 12 и 15 пар штрихов на миллиметр. Заметно незначительное ухудшение разрешения при экспозиции в 0,005 сек. (применялась фотокопия миры с контрастом 0,8).

Отметим наиболее существенные особенности описанного затвора. Примененный метод запирающего ЭОПа путем поднятия потенциала фотокатода до (или выше) потенциала второго электрода (первого каскада усиления) исключает необходимость точно выдерживать амплитуду импульса. Модуляция ЭОПа производится от отдельного высоковольтного

источника (ВИП) и не нарушает распределение потенциалов между электродами ЭОПа, что важно для его спокойной работы и сохранения разрезающей способности. В отличие от [6, 7], схему модулятора можно применить к любому ЭОПу без специального оснащения его дополнительными электродами.

Описанный прибор прост в изготовлении и надежен в эксплуатации, не требует применения дорогостоящих крупногабаритных импульсных высоковольтных тиратронов и мощных источников питания [3—5], что очень важно при использовании его на астрономических инструментах. Потребляемая мощность по высокому напряжению не более 3 *вт*, а полная потребляемая мощность около 30 *вт*. Собранный модулятор размещается на шасси размером $35 \times 15 \times 15$ *см* и имеет вес около 3 *кг*, что выгодно отличает ее от других подобных конструкций и позволяет устанавливать модулятор с ЭОПом непосредственно на телескопе.

Автор выражает благодарность лаборанту В. Е. Бойко, выполнившему монтаж электронно-оптического затвора и оказавшему существенную помощь при его наладке, а также В. В. Прокофьевой за ценные советы.

Ноябрь 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Е. К. Завойский, Г. Е. Смолкин, А. Г. Плахов, М. М. Бутслов. Докл. АН СССР, 1955, 100, 241.
2. М. М. Бутслов. Успехи научной фотографии, 1959, 6, 76.
3. Г. Е. Смолкин. Приборы и техника эксперимента, 1957, 4, 60.
4. Б. А. Демидов и др. Приборы и техника эксперимента, 1962, 1, 102.
5. К. Г. Финогенов. Приборы и техника эксперимента, 1963, 4, 184.
6. Экспресс-информация; фотоэлектрические приборы, 1964, № 28, реферат 198.
7. В. Р. Муратов, Е. В. Нилов. Приборы и техника эксперимента, 1962, 2, 124.

ХРОНИКА

В течение 1964 г. сотрудники Крымской астрофизической обсерватории АН СССР принимали участие в научных конференциях и совещаниях как у нас в Советском Союзе, так и за рубежом. На XII съезд Международного астрономического союза (Гамбург, ФРГ) выезжали А. Б. Северный, В. Б. Никонов, В. К. Прокофьев, В. В. Бенюх, А. В. Брунс, Ю. С. Ефимов принимали участие в XV конгрессе Международной астронавтической федерации (Варшава, ПНР), А. Б. Северный — в национальной конференции по физике (София, БНР). Многие сотрудники участвовали в работах Всесоюзного совещания по космическим лучам в г. Апатиты, совещания по нестационарным явлениям в тесных двойных звездах в Одессе, пленума комиссии по звездной астрономии в Москве, семинара по применению электронной техники в астрономии в Абастумани, пленума комиссии по астроприборостроению в Казани, пленума комиссии по физике планет в Москве, конференции по эволюции нестационарных звезд в Москве, пленума комиссии по исследованию Солнца во Львове, симпозиума геодезистов социалистических стран в Москве, Международного симпозиума по радиоастрономии в Пулково, семинара по ежедневным наблюдениям радиоизлучения Солнца по программе МГСС в Риге, совещания рабочей группы по Венере и Марсу и комиссии по физике планет в Киеве, конференции по физике звезд в Тарту, летней школы по теории звездных спектров в Пушкино, а также других совещаний по отдельным научным и научно-организационным вопросам.

В обсерваторию проходил Республиканский семинар Общества «Знание» по пропаганде актуальных вопросов астрономо-физико-математических наук.

В обсерваторию в течение года приезжали для обмена опытом, проведения совместных работ, получения материала наблюдений сотрудники ряда обсерваторий, научно-исследовательских институтов и других учреждений, а именно: Главной астрономической обсерватории АН СССР, Главной астрономической обсерватории АН УССР, Одесской, Абастуманской, Бюраканской, Шемахинской, Львовской, Душанбинской, Алма-Атинской обсерваторий, Московского, Киевского, Ленинградского, Ростовского-на-Дону университетов, Физического института АН СССР, Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР, СибИЗМИРАНа, Института электромеханики, Физико-технического института АН СССР, Института теоретической астрофизики, институтов Тарту, Харькова, Риги и др.

С 23 по 30 мая в обсерватории находился доктор Н. Рихтер — директор Таутенбургской обсерватории им. К. Шварцшильда (ГДР). На заседании Ученого совета обсерватории им сделаны доклады: «Результаты оптических испытаний Таутенбургского 2-метрового универсального телескопа и микроклимат башни и телескопа» и «О возможностях Таутенбургского телескопа в системе Шмидта для изучения внегалактических туманностей».

Профессор Е. Рыбка — директор Краковской обсерватории (ПНР) был в обсерватории с 16 по 19 сентября. Цель его приезда — окончательный просмотр каталога звезд около избранных площадок Каптейна, завершение оформления текста работы (совместно с В. Б. Никоновым и С. В. Некрасовой) «Фотоэлектрические величины и цвета опорных фотометрических звезд в площадках Каптейна. II. Величины и цвета 278 звезд вблизи площадок Каптейна 1—139», а также проверка формул перехода в системе U, B, V .

В конце сентября — начале октября в обсерваторию прибыли П. Нотни и Г. Олек (ГДР) для ознакомления с фотоэлектрическими методами наблюдения небесных тел.

С 7 по 22 октября Р. Байцар (ЧССР) знакомился со спектральной аппаратурой и с работами по звездам поздних спектральных классов.

Г. Рубен (ГДР) с 12 по 19 октября обсуждал возможности проведения совместных работ, связанных с вычислениями звездных моделей, эволюции звезд и химического состава.

Профессор Альвен (Швеция) находился в обсерватории с 6 по 8 апреля. На

заседании Ученого совета им был сделан доклад «Проблемы магнитной газодинамики Солнца».

Доктор Г. Пальмер (Англия) с 28 мая по 22 июня работал в обсерватории. Цель приезда — обсуждение совместной с И. Г. Моисеевым работы «Исследование радиоизлучения корпускулярных потоков на расстоянии 6—10 радиусов от Солнца». 18 июня Пальмер выступил с докладом «О радиоастрономических исследованиях в Джодрел Бэнк».

Доктор Сахада (Аргентина) и доктор Ангита (Чили) прибыли с кратковременным визитом в обсерваторию 16 сентября. Они осмотрели телескопы и установки, беседовали с научными сотрудниками.

Профессор Б. Бок (Австралия) с супругой П. Бок посетили обсерваторию с 1 по 5 октября. На заседании Ученого совета Б. Бок сделал два доклада: «Молодые ассоциации в Большом Магеллановом Облаке» и «Перспективная программа исследований Млечного Пути».

Доктор А. Баррет (США) находился в обсерватории с 9 по 16 октября. Им сделан доклад «Исследование ОН в области галактического центра».

С однодневным визитом 20 октября обсерваторию посетила французская делегация в составе: Кулон, Блапланьер, Денис, Маре, Диаль, Кантакузен, Берг.

В заграничные командировки также выезжали В. Б. Никонов — в США сроком на 2 месяца для научной работы и обмена опытом по астрономическому приборостроению, А. Ф. Бачурин — в ГДР для ознакомления с радиоастрономической аппаратурой, методами наблюдений и обработки экспериментальных данных.

На XII Ассамблее МАС в Гамбурге А. Б. Северный избран вице-президентом Международного астрономического союза сроком до 1970 г. Полномочия В. Б. Никонова как президента комиссии 25 (звездная фотометрия) были продлены на следующие 3 года.

В 1964 г. сотрудниками обсерватории М. Е. Боярчук, А. В. Брунсом, Н. Н. Ерюшевым, Д. Н. Рачковским защищены кандидатские диссертации, представлены к защите — Ю. И. Нешпором, Г. М. Поповым, подготовлены диссертации — В. Г. Баниным, А. С. Дворяниным, Л. П. Метик, Р. Н. Кумайгородской, П. Ф. Чугайновым.

В 1964 г. вышли из печати три тома «Известий Крымской астрофизической обсерватории АН СССР»: XXXI, XXXII и XXXIII. Подготовлен и сдан в издательство настоящий XXXIV том.

Известия Крымской астрофизической обсерватории

Том XXXIV

Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией

АН СССР

Редактор Ю. И. Ефремов

Технические редакторы В. Б. Тарасова и Л. А. Кленовская

Сдано в набор 21/VI 1965 г. Подписано к печати 10/XI 1965 г.

Формат $70 \times 108 \frac{1}{16}$. Печ. л. 21,75+ 4 вкл.

Усл. л. 30,66. Уч.-изд. л. 29,1. Тираж 1200 экз.

Т-14853. Изд. 37/05 Тип. зак. 2785.

Цена 1 р. 50 к.

Издательство «Наука». Москва, К-62, Подсосенский пер., 21

2-я типография Издательства «Наука».

Москва, Г-99, Шубинский пер., 10