

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

---

ИЗВЕСТИЯ  
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LXIV



---

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА 1981

Редакционная коллегия:

Академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ (ответственный редактор),  
член-корреспондент АН СССР А. А. БОЯРЧУК  
(заместитель ответственного редактора),  
В. М. МОЖЖЕРИН (ответственный секретарь),  
кандидат физико-математических наук П. П. ДОБРОНРАВИН,  
кандидат физико-математических наук И. Г. МОИСЕЕВ,  
член-корреспондент АН СССР Э. Р. МУСТЕЛЬ,  
доктор физико-математических наук В. Б. НИКОНОВ,  
доктор физико-математических наук В. К. ПРОКОФЬЕВ,  
доктор физико-математических наук Н. В. СТЕШЕНКО

Известия ордена Трудового Красного Знамени  
Крымской астрофизической обсерватории  
Том LXIV

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

Редактор Ю. И. Ефремов Редактор издательства Э. С. Павлинова  
Художественный редактор Т. П. Поленова Технический редактор М. Н. Фролова  
Корректоры Н. И. Казарина, Л. В. Лукичева

ИБ № 21049

Сдано в набор 09.04.81. Подписано к печати 01.12.81. Т-28237. Формат 70×108<sup>1/16</sup>  
Бумага книжно-журнальная. Гарнитура обыкновенная. Печать высокая  
Усл. печ. л. 18,20. Усл. кр. отт. 18,36. Уч.-изд. л. 19,6. Тираж 1300 экз. Тип. зак. 524  
Цена 1 р. 40 к.

Издательство «Наука», 117864 ГСП-7, Москва, В-485, Профсоюзная, ул., 90  
2-я типография издательства «Наука». 121069, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10

УДК 523.8

ДЕТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СВЕРХГИГАНТОВ КЛАССА F.  
 I. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МИКРОТУРБУЛЕНТНОСТИ  
 И СОДЕРЖАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ В АТМОСФЕРАХ ЗВЕЗД  $\gamma$  Cyg И  $\alpha$  UMi

А. А. Боярчук, Л. С. Любимков

Методом моделей атмосфер исследованы высокодисперсионные спектры звезд  $\gamma$  Cyg и  $\alpha$  UMi, двух сверхгигантов класса F8 Ib. На основании анализа около 100 линий Fe I разной интенсивности показано, что скорость микротурбулентности  $\xi_t$  в атмосферах этих звезд не может быть постоянной. Найдена зависимость величины  $\xi_t$  от оптической глубины  $\tau_{5000}$ , она оказалась близкой для обоих сверхгигантов (рис. 4). Скорость микротурбулентности  $\xi_t$  растет с высотой от 0—1 км/с при  $\tau_{5000} \sim 0,2$  до 10 км/с при  $\tau_{5000} \approx 10^{-3}$ .

При найденном распределении микротурбулентности в атмосферах  $\gamma$  Cyg и  $\alpha$  UMi были получены следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести:  $T_{\text{эф}} = 5950$  К и  $\lg g = 1,2$  для  $\gamma$  Cyg;  $T_{\text{эф}} = 6050$  К и  $\lg g = 1,95$  для  $\alpha$  UMi. Определено содержание 25 элементов (табл. 2). Химический состав атмосфер исследованных звезд оказался близким к составу солнечной атмосферы; углерод показал дефицит, а натрий — избыток по отношению к Солнцу (рис. 8). Этот результат согласуется с выводом, полученным в [1] с помощью кривых роста. Возможен небольшой избыток элементов в атмосфере  $\alpha$  UMi по сравнению с  $\gamma$  Cyg (рис. 9, б).

A MODEL ATMOSPHERE ANALYSIS OF F-TYPE SUPERGIANTS. I. MICROTURBULENCE DISTRIBUTION AND ELEMENT ABUNDANCES IN THE ATMOSPHERES OF THE STARS  $\gamma$  Cyg AND  $\alpha$  UMi, by A. A. Boyarchuk and L. S. Lyubimkov.— Using model atmospheres we have analysed high dispersion spectra of the stars  $\gamma$  Cyg and  $\alpha$  UMi, two supergiants of F8 Ib type. The analysis of about 100 Fe I lines has shown that the microturbulent velocity  $\xi_t$  in atmospheres of the stars cannot be constant. The dependence of  $\xi_t$  value on the optical depth  $\tau_{5000}$  has been determined and it occurred to be similar for both supergiants (fig. 4). The microturbulent velocity  $\xi_t$  increases outwards as 0—1 km/s at the depth  $\tau_{5000} \sim 0.2$  and as 10 km/s at the depth  $\tau_{5000} \approx 10^{-3}$ .

The following values of effective temperature and surface gravity were obtained for deduced microturbulence distribution:  $T_{\text{ef}} = 5950$  K and  $\lg g = 1.2$  for  $\gamma$  Cyg;  $T_{\text{ef}} = 6050$  K and  $\lg g = 1.95$  for  $\alpha$  UMi. Abundances of 25 elements were determined (table 2). The chemical composition of the investigated stars appeared to be similar to the composition of the solar atmosphere, but with carbon deficiency and sodium overabundance with respect to the Sun (fig. 8). This result is in agreement with that, obtained by the curve of growth method [1]. A small overabundance of elements in the atmosphere of the star  $\alpha$  UMi, if compared to the star  $\gamma$  Cyg, is possible (fig. 9, b).

Согласно современным представлениям о звездной эволюции сверхгиганты относятся к таким звездам, которые уже прошли заметный путь в своем развитии. На одном из этапов этого пути могло произойти полное перемешивание вещества. В результате такого перемешивания продукты термоядерных реакций, протекающих в недрах звезды, могли оказаться на ее поверхности и изменить первоначальное содержание элементов в атмосфере. Таким образом, исследование химического состава атмосфер сверхгигантов представляет интерес с эволюционной точки зрения.

Другая интересная проблема относится к изучению турбулентных движений. Именно у сверхгигантов обнаружены наиболее высокие скорости микротурбулентности  $\xi_t$ . Более того, в тех немногих случаях, когда анализ выполнялся достаточно тщательно, оказывалось, что скорость  $\xi_t$  сильно меняется с глубиной в атмосфере. Следовательно, вопрос о распределении микротурбулентности в атмосферах сверхгигантов представляет самостоятельный интерес; кроме того, от его решения зависит точность определения химического состава.

Применив метод моделей атмосфер, мы исследовали распределение микротурбулентности и содержание элементов в атмосферах звезд  $\gamma$  Cyg и  $\alpha$  UMi, двух сверхгигантов одного и того же класса F8 Ib. Ранее анализ спектров этих звезд был выполнен с помощью кривых роста [1]. Было показано, что не существует какой-либо зависимости скорости микротурбулентности  $\xi_t$  от потенциала возбуждения нижнего уровня  $\chi$ . Аналогичный результат для  $\gamma$  Cyg получил Хасегава [2]. Как известно, до 1970 г. некоторые авторы находили такую зависимость и рассматривали ее как следствие изменения  $\xi_t$  с глубиной в атмосфере (считалось, что линии с разными потенциалами  $\chi$  образуются на разных глубинах). Однако, как отмечено в [1] и [2], в ранних исследованиях использовались недостаточно точные значения сил осцилляторов, содержавшие систематические ошибки. Эти ошибки и привели к необоснованному выводу о существовании связи между  $\xi_t$  и  $\chi$ .

Согласно [3] основным фактором, определяющим среднюю глубину образования спектральной линии, является ее эквивалентная ширина. Что касается потенциала возбуждения  $\chi$ , то, как показали наши расчеты, его влияние на глубину образования становится заметным лишь для достаточно сильных линий. Таким образом, если имеются изменения микротурбулентности с глубиной, они могут быть выявлены прежде всего по линиям с разными эквивалентными ширинами. Выполнить такой анализ по кривым роста невозможно, поэтому здесь необходимо использовать модели атмосфер.

#### 1. Наблюдательные данные и метод вычислений

Наблюдения сверхгигантов  $\gamma$  Cyg и  $\alpha$  UMi были выполнены на телескопе 2,6 м Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Для каждой звезды было получено около десяти спектрограмм с дисперсией 4 и 6 Å/мм в синей и красной областях спектра соответственно. Для Полярной ( $\alpha$  UMi), являющейся цефеидой (амплитуда блеска  $\Delta m_V = 0^m,10$ , период  $P = 3,97$  сут), были отобраны семь спектрограмм, соответствующих близким фазам в интервале 0,9—1,0. Более подробно наблюдательный материал и метод его обработки описаны в [1]. Там же приведен список линий, силы осцилляторов и измеренные эквивалентные ширины. Для нашего анализа из указанного списка выбирались только неблендированные линии с достаточно хорошо определенными силами осцилляторов. В расчетах участвовало около 250 таких линий для каждой звезды.

В Крымской астрофизической обсерватории разработан комплекс вычислительных программ для анализа звездных спектров методом моделей атмосфер. Эти программы позволяют рассчитывать: 1) непрерывный спектр; 2) профили линий водорода; 3) профили, эквивалентные ширины и глубины образования линий других элементов. Подробно методика вычислений описана в [4].

Позже была разработана еще одна программа для пересчета моделей атмосфер (см. ниже). Кроме того, заменена программа для вычисления функции Фойгта, через которую выражается коэффициент поглощения в линии. Первоначально использовалась программа, опубликованная в [5]. Впоследствии был применен алгоритм, разработанный в Тартуской астрофизической обсерватории и любезно предоставленный в наше распоряжение Т. Ф. Вийком и А. Г. Хейнло. Это позволило сократить время счета на ЭВМ в 2 раза.

Как известно, при определении химического состава большую роль играет выбор системы сил осцилляторов  $gf$ . Мы использовали значения  $gf$ , приведенные в [1]. Кроме того, для достаточно сильных линий важно правильно рассчитать постоянную затухания  $\gamma$ . (Заметим, что «постоянная»  $\gamma$  в дей-

ствительности не является постоянной, она зависит от температуры и давления и поэтому меняется с глубиной в атмосфере.) Величина  $\gamma$  складывается из постоянной затухания вследствие излучения  $\gamma_{\text{rad}}$ , постоянной штарковского уширения  $\gamma_{\text{st}}$  и постоянной уширения Ван-дер-Ваальса  $\gamma_{\text{vdw}}$ . Последняя дает основной вклад в уширение линий металлов в атмосфере Солнца. До недавнего времени при вычислении  $\gamma_{\text{vdw}}$  применяли приближенную формулу Унзоляда (см., например, [6]). В последние годы выяснилось, что эта формула приводит к заниженным значениям  $\gamma_{\text{vdw}}$ . Эмпирическим путем было установлено, что постоянная затухания  $\gamma_{\text{vdw}}$  должна быть увеличена в среднем в 2—3 раза. К счастью, в случае сверхгигантов класса F, как показали наши расчеты, для большинства линий сумма  $\gamma_{\text{rad}} + \gamma_{\text{st}}$  примерно на порядок превышает  $\gamma_{\text{vdw}}$ . Тем не менее мы вводили поправочный множитель в формулу Унзоляда, если в литературе удавалось найти для рассматриваемой линии точную оценку  $\gamma_{\text{vdw}}$ . Классическое значение  $\gamma_{\text{rad}}$  также заменялось на точное, если оно было известно.

## 2. Выбор моделей атмосфер

Наши расчеты основывались на моделях атмосфер Парсонса [7]. Эти модели были вычислены специально для сверхгигантов классов F и G, в них учтены конвекция, покровный эффект и турбулентное давление. Последний эффект в случае сверхгигантов особенно важен, так как из-за низкой плотности вещества и высокой скорости микротурбулентности в тех слоях атмосферы, где формируются линии, турбулентное давление  $P_t$  становится сравнимым с газовым давлением  $P_g$ . Пренебрежение турбулентным давлением может почти на порядок фактивно завязать величину  $P_g$ .

Как известно, построение модели атмосферы сводится к вычислению зависимости температуры  $T$ , газового давления  $P_g$  и электронного давления  $P_e$  от глубины. Ход  $T$ ,  $P_g$  и  $P_e$  определяется заданием основных параметров атмосферы: эффективной температуры  $T_{\text{эф}}$ , ускорения силы тяжести  $g$  и химического состава. Последний не должен сильно отличаться от химического состава исследуемой звезды. Применение кривых роста показало (см. [1] и [8]), что, как и в моделях Парсонса [7], содержание элементов у  $\gamma$  Cug и  $\alpha$  UMi в среднем соответствует солнечному содержанию.

В [4] перечислены основные критерии, используемые для выбора параметров  $T_{\text{эф}}$  и  $lg g$ : 1) сравнение теоретического и наблюдаемого распределения энергии в непрерывном спектре; 2) сравнение теоретических и наблюдаемых профилей бальмеровских линий; 3) ионизационное равновесие. В качестве первого критерия мы использовали отношение потоков  $F_{\lambda}(3630 \text{ \AA})/F_{\lambda}(4630 \text{ \AA})$  в двух участках непрерывного спектра (до и после бальмеровского предела), причем потоки  $F_{\lambda}$  были исправлены за поглощение в линиях [9] и за межзвездное покраснение [6]. Данные о наблюдаемом распределении энергии брались из [10, 11].

Теоретические профили бальмеровских линий  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  и  $H_{\delta}$ , рассчитанные для моделей Парсонса на основе обобщенной теории Видала, Купера и Смита [12], приведены в [4]. В этих расчетах не была учтена микротурбулентность. Наши оценки, выполненные на основе [12], показали, что для F-сверхгигантов доплеровское уширение, соответствующее скоростям порядка 10 км/с, очень мало по сравнению со штарковским уширением. Учет микротурбулентности не влияет на контуры линий вплоть до расстояний от центра  $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$ . Лишь при  $\Delta\lambda < 1 \text{ \AA}$  можно ожидать каких-то изменений в профиле, однако центральные части бальмеровских линий мы не рассматриваем, поскольку на их форму влияют инструментальный контур и отклонения от ЛТР (локального термодинамического равновесия) в верхних слоях атмосферы. Подробнее этот вопрос был изложен в [4].

Ионизационное равновесие рассчитывалось для следующих элементов: Si, Ti и Sr. Модель атмосферы подбиралась таким образом, чтобы линии нейтральных атомов этих элементов давали такое же содержание, как и линии ионов. Железо и никель пришлось исключить из рассмотрения, так как значения сил осцилляторов для линий Fe II и линий Ni II не определяются достаточно надежно.

### 3. Анализ микротурбулентности

Наш метод исследования микротурбулентности мы изложим на примере сверхгиганта  $\gamma$  Cyg. В качестве начального приближения для скорости микротурбулентности было принято постоянное значение  $\xi_t = 7,5$  км/с, найденное по кривым роста. Рассчитав при выбранном значении  $\xi_t$  ионизационное равновесие, мы получили следующие параметры атмосферы  $\gamma$  Cyg:  $T_{эф} = 5900$  К,  $\lg g = 1,2$ .

Дальнейшие вычисления показали, что при  $\xi_t = 7,5$  км/с сильные и слабые линии одного и того же элемента дают разное содержание. Таким образом, необходимо было уточнить величину микротурбулентности. Для этого мы отобрали около 100 линий Fe I разной интенсивности, свободных от blends и имеющих достаточно надежные значения сил осцилляторов. Эти линии были разбиты на группы в зависимости от эквивалентной ширины  $W_\lambda$ . Линии одной группы с близкими значениями  $W_\lambda$  образуются в атмосфере примерно на одной и той же оптической глубине  $\tau$ , что позволяет в значительной мере снизить влияние случайных ошибок при определении зависимости  $\xi_t$  от  $\tau$ . В дальнейшем мы провели еще более строгий отбор, исключив из рассмотрения линии с сильно отличающимися потенциалами  $\chi$  и длинами волн  $\lambda$ .

Для каждой линии было вычислено содержание железа  $\epsilon_{Fe}$  при разных значениях  $\xi_t$  от 0 до 12 км/с. Сопоставление  $\epsilon_{Fe}$  с эквивалентными ширинами  $W_\lambda$  показало, что никакое постоянное значение  $\xi_t$  не может устранить систематических расхождений в содержании между линиями разной интенсивности. Отсюда был сделан вывод, что величина  $\xi_t$  меняется с глубиной в атмосфере.

Чтобы определить зависимость  $\xi_t$  от  $\tau$ , необходимо задать содержание  $\epsilon_{Fe}$ . (Отметим, что  $\epsilon_{Fe} = 10^{12} N(Fe)/N(H)$ , где  $N(Fe)$  и  $N(H)$  — концентрации атомов железа и водорода.) Для нахождения  $\epsilon_{Fe}$  лучше всего подходят слабые линии, тогда результат меньше зависит от выбора  $\xi_t$ . Число слабых линий Fe I, представленных в [1], оказалось недостаточным, поэтому мы определили по тем же спектрограммам, что и в [1], эквивалентные ширины дополнительных линий, которые приведены в табл. 1.

Таблица 1  
Список слабых линий Fe I

Линия	Номер мультиплета	$\chi$ , эВ	$\lg gf$	$\lg(W_\lambda/\lambda)+6$	
				$\lambda$ Cyg	$\alpha$ UMi
5814,82	1086	4,26	-1,87	0,58	—
5806,73	1180	4,59	-0,95	0,96	0,88
5775,09	1087	4,20	-1,27	0,86	1,09
5741,86	1086	4,24	-1,63	0,48	0,72
5691,50	1087	4,28	-1,42	0,61	0,97
5680,25	1026	4,17	-2,48	0,25	—
5661,35	1108	4,27	-1,92	0,39	0,45
5653,78	1159	4,37	-1,54	0,50	0,74
5652,33	1108	4,24	-1,85	0,61	0,55
5651,48	1161	4,45	-1,90	0,50	0,50
5553,59	1161	4,42	-1,31	0,69	—
5535,13	1088	4,24	-1,79	0,50	—
5483,11	1061	4,14	-1,48	0,86	—
5470,09	1144	4,43	-1,71	0,52	0,40
5461,56	1145	4,43	-1,80	0,31	0,76
5417,04	1148	4,40	-1,58	0,44	0,60
5401,27	1146	4,30	-1,82	0,55	0,44
5395,22	1143	4,43	-2,07	0,17	—
5321,11	1165	4,42	-1,34	0,84	1,04
5295,32	1146	4,40	-1,59	0,65	0,60
5136,10	1036	4,17	-2,02	0,49	—

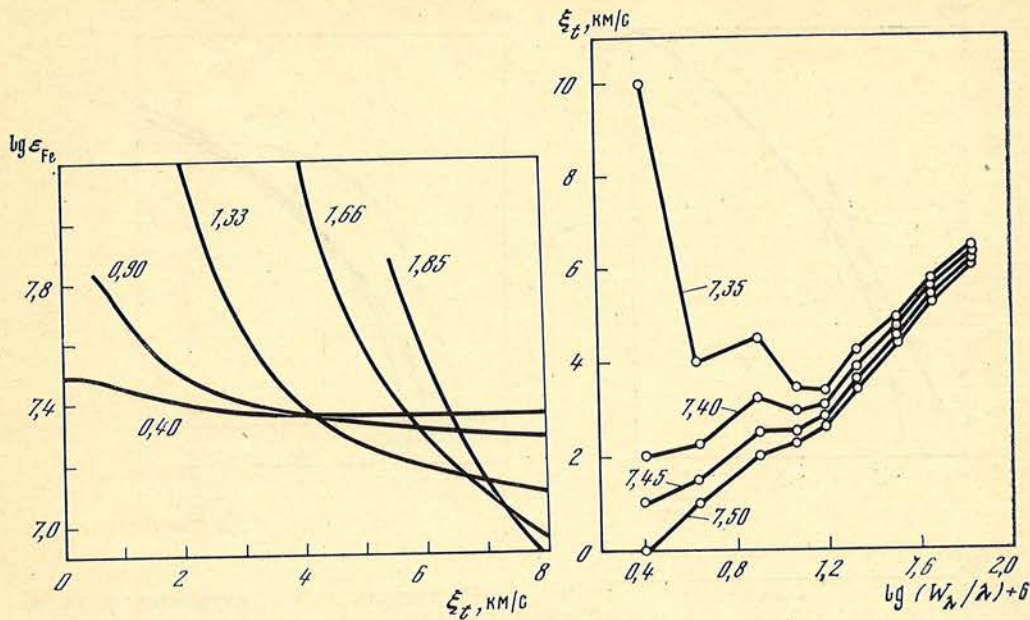


Рис. 1. Содержание железа в атмосфере  $\gamma$  Суг для некоторых групп линий Fe I в зависимости от принятой скорости микротурбулентности  $\xi_t$

Рядом с каждой кривой указано среднее для данной группы значение  $\lg(W_\lambda/\lambda) + 6$ .

Рис. 2. Скорость микротурбулентности в атмосфере  $\gamma$  Суг как функция средней эквивалентной ширины групп линий Fe I

Принято четыре значения  $\lg \epsilon_{Fe}$ : 7,35; 7,40; 7,45 и 7,50

Из рис. 1 видно, как связана величина  $\lg \epsilon_{Fe}$  со скоростью микротурбулентности  $\xi_t$  для некоторых групп линий. Даже для группы самых слабых линий ( $W_\lambda = 10 \div 20$  мÅ) содержание железа не постоянно: при изменении  $\xi_t$  от 0 до 8 км/с наблюдаются вариации  $\lg \epsilon_{Fe}$  от 7,49 до 7,35. Из этого интервала необходимо выбрать какое-то конкретное значение  $\lg \epsilon_{Fe}$ .

Мы задали четыре начальных содержания железа:  $\lg \epsilon_{Fe} = 7,35$ ; 7,40; 7,45; 7,50. Для каждой группы линий были найдены те значения  $\xi_t$ , которые соответствуют выбранным содержаниям. Полученные результаты представлены на рис. 2. Все четыре последовательности точек указывают на изменение скорости микротурбулентности с эквивалентной шириной и, следовательно, с глубиной в атмосфере. Однако зависимость, соответствующая  $\lg \epsilon_{Fe} = 7,35$ , представляется нам менее реальной. Из трех оставшихся значений  $\lg \epsilon_{Fe}$  нами выбрано среднее, т. е.  $\lg \epsilon_{Fe} = 7,45$ . Отметим, что замена этого значения на 7,40 или 7,50 приводит лишь к небольшому сдвигу кривой  $\xi_t(\tau)$ , в то время как общий характер зависимости  $\xi_t$  от глубины не меняется.

Приняв содержание железа  $\lg \epsilon_{Fe} = 7,45$  в качестве исходного, мы нашли для каждой группы линий соответствующие значения скорости микротурбулентности и средней глубины образования. На рис. 3 приведена зависимость скорости  $\xi_t$  от оптической глубины  $\tau_{5000}$ , измеренной в длине волны 5000 Å. Видно, что все точки хорошо ложатся на общую прямую, проведенную методом наименьших квадратов (линия 1 на рис. 3). Однако такое соотношение между  $\xi_t$  и  $\tau_{5000}$  еще не является искомым, и его можно рассматривать лишь как первое приближение. Действительно, если использовать прямую 1 при вычислении содержания железа, то для всех групп линий величина  $\lg \epsilon_{Fe}$  окажется ниже чем 7,45. Объясняется это тем, что хотя при построении этой зависимости каждой группе линий соответствовало свое значение  $\xi_t$ , но, однако, оно считалось постоянным по всей глубине образования профилей рассматриваемых линий. Теперь же, когда параметр  $\xi_t$  быстро меняется с глубиной, разные участки профиля одной и той же линии формируются при совершенно разных значениях  $\xi_t$ . Это приводит к изменению

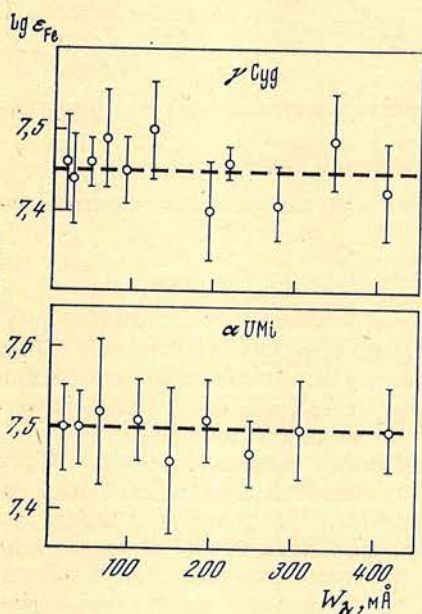
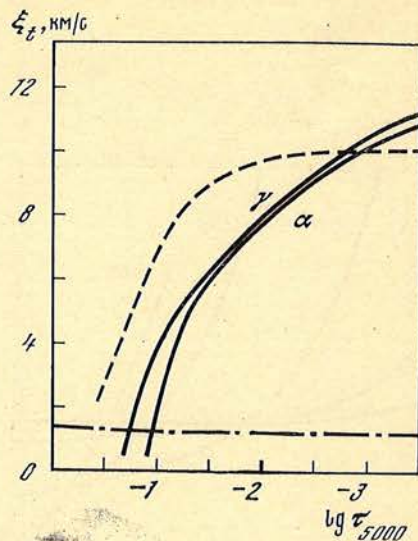
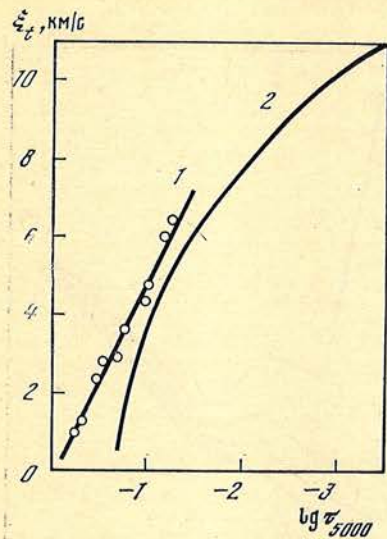


Рис. 3. Распределение микротурбулентности в атмосфере  $\gamma$  Cyg

Кружки соответствуют отдельным группам линий Fe I; 1 — первое приближение, 2 — окончательная зависимость

Рис. 4. Распределение микротурбулентности в атмосферах  $\gamma$  Cyg (кривая  $\gamma$ ) и  $\alpha$  UMi (кривая  $\alpha$ )

Штриховой линией показано распределение, принятое в моделях [7]. Штрихпунктирная линия соответствует тепловой скорости атомов железа

Рис. 5. Содержание железа и средняя ошибка  $\sigma$  для групп линий Fe I при найденном распределении  $\xi_t$  ( $\tau_{500}$ )

и профиля, и эквивалентной ширины, и глубины образования линии. Таким образом, найденная зависимость  $\xi_t$  ( $\tau_{5000}$ ) нуждается в уточнении.

При построении уточненной зависимости мы потребовали, чтобы средние значения  $\lg \epsilon_{Fe}$  для разных групп линий отличались от 7,45 менее чем на величину среднеквадратичной ошибки  $\sigma$  и не имели систематического хода с изменением эквивалентной ширины. Этому условию отвечает кривая 2 на рис. 3. Как отмечалось выше, величина  $\lg \epsilon_{Fe} = 7,45$  была определена по слабым линиям, и она практически не зависит от микротурбулентной скорости и ее изменения с глубиной.

До этого момента расчеты основывались на модели атмосферы, полученной при постоянном значении  $\xi_t = 7,5$  км/с. Теперь можно уточнить основные параметры атмосферы  $\gamma$  Cyg, используя найденное распределение микротурбулентности. Оказалось, что  $T_{эф} = 5950$  К и  $\lg g = 1,2$ . Таким образом, эффективная температура повысилась на 50 К, а значение  $\lg g$  осталось прежним.

При исследовании микротурбулентности в атмосфере  $\alpha$  UMi в качестве начального приближения было принято распределение  $\xi_t$ , найденное для  $\gamma$  Cyg. Отметим, что в случае  $\alpha$  UMi по слабым линиям Fe I было получено содержание  $\lg \epsilon_{Fe} = 7,50$ . На рис. 4 приведена зависимость скорости микро-



турбулентности от оптической глубины для обоих сверхгигантов. Как видно из рис. 5, отличие содержания железа от среднего значения для всех групп линий Fe I не превышает  $\sigma$ .

Из рис. 4 видно, что скорость микротурбулентности быстро растет с высотой. На уровне  $\tau_{5000} \sim 0,2$  величина  $\xi_t$  близка к нулю, а при  $\tau_{5000} = 10^{-3}$  она достигает 10 км/с. Нижние части кривых  $\xi_t$  ( $\tau_{5000}$ ) на рис. 4, соответствующие малым скоростям  $\xi_t$ , проводятся менее надежно, так как они определены в основном по слабым линиям, практически нечувствительным к выбору  $\xi_t$ . Поэтому мы можем лишь утверждать, что на глубинах  $\tau_{5000} \sim 0,2$  скорость микротурбулентности близка к тепловой скорости атомов железа (штрихпунктирная кривая на рис. 4). Тем более трудно судить о поведении микротурбулентности в более глубоких слоях при  $\tau_{5000} > 0,2$ . Нельзя уверенно определить ход параметра  $\xi_t$  и в самых высоких слоях при  $\tau_{5000} \lesssim 10^{-3}$ , так как здесь могут сказываться отклонения от ЛТР.

Штриховой линией на рис. 4 представлено распределение микротурбулентности, использованное в моделях атмосфер Парсонса [7]. Оно существенно отличается от распределения, найденного нами для  $\gamma$  Cyg и  $\alpha$  UMi. Это приводит к значительным изменениям в распределении турбулентного давления  $P_t$ , так как величина  $P_t$  пропорциональна  $\xi_t^2$ . Мы уже отмечали важную роль турбулентного давления в расчетах моделей атмосфер сверхгигантов класса F. Отсюда следует, что модели атмосфер для  $\gamma$  Cyg и  $\alpha$  UMi необходимо уточнить, приняв при вычислении  $P_t$  то распределение  $\xi_t$ , которое мы получили для этих звезд.

Сравнение моделей Парсонса [7] с моделями [13], в которых принималось  $P_t = 0$ , показало, что изменения в турбулентном давлении сильно влияют на распределение газового давления  $P_g$ , меньше на распределение электронного давления  $P_e$  и очень слабо — на распределение температуры  $T$ . Поэтому при исправлении моделей мы не меняли зависимость  $T$  от глубины  $\tau_{5000}$  и пересчитывали лишь распределение  $P_g$  и  $P_e$ . В уточненных моделях атмосфер величина  $\lg P_g$  возросла не более чем на 0,2, а  $\lg P_e$  — менее чем на 0,1. Оказалось, что такие изменения в моделях мало влияют на определение химического состава. Линии нейтральных атомов дают прежние содержания элементов, а линии ионов показывают увеличение  $\lg \epsilon$  на 0,03—0,05. Отметим, что содержание элементов, приведенное для  $\gamma$  Cyg и  $\alpha$  UMi в следующем разделе, получено по уточненным моделям атмосфер.

Был пересчитан также ряд моделей Парсонса с новым распределением  $\xi_t$ . Затем для этих моделей мы вычислили профили бальмеровских линий и сравнили их с прежними профилями [4]. Оказалось, что уточнение моделей практически не влияет на контуры бальмеровских линий.

#### 4. Параметры атмосфер и химический состав

На рис. 6 представлена диаграмма  $T_{\text{эф}} - \lg g$ , построенная для сверхгиганта  $\gamma$  Cyg. Такая диаграмма, как известно, служит для выбора основных параметров атмосферы звезды. Кривые, соответствующие ионизационному равновесию элементов Si и Cr, оказались близкими друг к другу, поэтому на рис. 6 мы заменили их одной средней кривой. Общая линия проведена и для  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ . Ионизационное равновесие рассчитывалось при найденном распределении микротурбулентности. Напомним, что сначала пришлось строить такую же диаграмму при  $\xi_t = \text{const} = 7,5$  км/с.

На рис. 7 приведена диаграмма  $T_{\text{эф}} - \lg g$  для Полярной. В спектре  $\alpha$  UMi бальмеровские линии оказались блендированными сильнее, чем в спектре  $\gamma$  Cyg, и нам не удалось достаточно уверенно построить наблюдаемые контуры этих линий. Поэтому на рис. 7 отсутствует кривая, соответствующая бальмеровским линиям.

При найденном распределении микротурбулентности были получены следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести:  $T_{\text{эф}} = 5950$  К и  $\lg g = 1,2$  для  $\gamma$  Cyg;  $T_{\text{эф}} = 6050$  К и  $\lg g = 1,95$  для  $\alpha$  UMi. Величина  $T_{\text{эф}}$  у этих звезд отличается на 100 К, что сравнимо с ошибкой определения  $T_{\text{эф}}$ . С другой стороны, ускорение  $g$  у Полярной по-

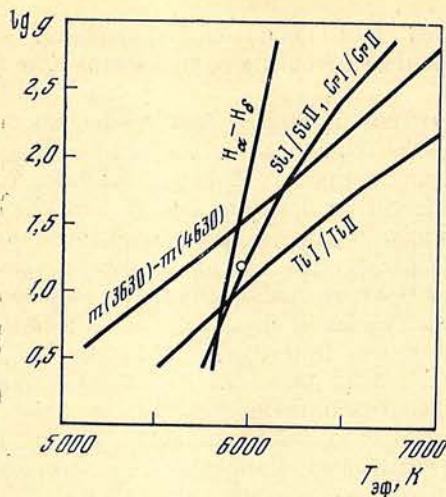


Рис. 6. Диаграмма  $T_{\text{эф}} - \lg g$  для определения параметров атмосферы  $\gamma$  Cyg  
Кружок соответствует принятой модели

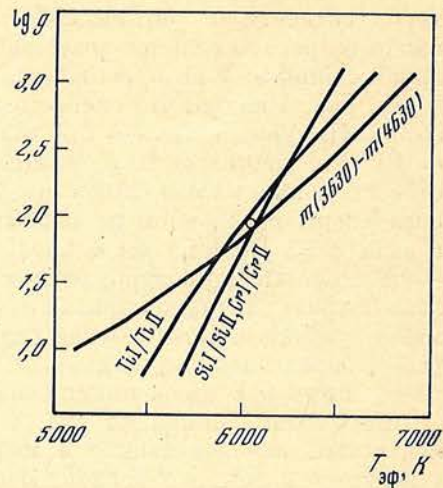


Рис. 7. Диаграмма  $T_{\text{эф}} - \lg g$  для определения параметров атмосферы  $\alpha$  UMi  
Кружок соответствует принятой модели

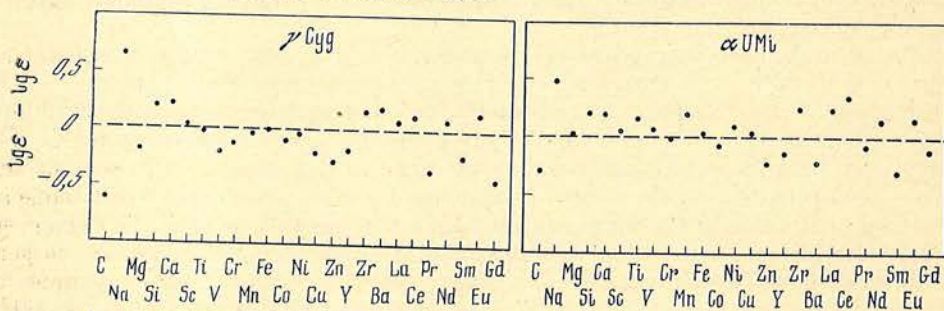


Рис. 8. Сравнение содержания элементов в атмосферах исследованных сверхгигантов с их содержанием в солнечной атмосфере

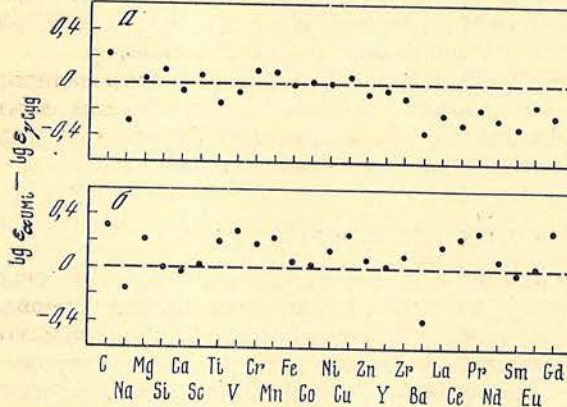


Рис. 9. Сравнение химического состава атмосфер  $\gamma$  Cyg и  $\alpha$  UMi, определенного по кривым роста (а) и по моделям атмосфер (б)

лучилось заметно выше, чем у  $\gamma$  Cyg. Интересно, что иногда этой звезде вместо класса светимости Ib приписывают класс светимости II, тогда значение  $g$  у нее действительно должно быть повышено по сравнению с  $\gamma$  Cyg.

На основе моделей атмосфер, соответствующих найденным параметрам  $T_{\text{эф}}$ ,  $\lg g$  и распределениям  $\xi_t$  ( $\tau_{5000}$ ), мы вычислили содержание 25 химических элементов. Результаты представлены в табл. 2. Здесь же приведен химический состав атмосферы Солнца согласно [1].

На рис. 8 найденное содержание элементов сравнивается с солнечным содержанием. Подтверждается вывод, полученный в [1] методом кривых роста: химический состав атмосфер обоих сверхгигантов близок к составу солнечной атмосферы. Как и в [1], углерод и натрий показали аномальное содержание, причем углерод находится в дефиците, а натрий — в избытке

Таблица 2  
Химический состав атмосфер  $\gamma$  Cyg,  $\alpha$  UMi и Солнца

Элемент	$\gamma$ Cyg		$\alpha$ UMi		Солнце
	число линий	$\lg \epsilon$	число линий	$\lg \epsilon$	$\lg$
C I	7	8,00	5	8,33	8,61
Na I	6	6,92	6	6,77	6,28
Mg I	6	7,18	6	7,39	7,36
Si I	7	7,70	7	7,79	7,65
Si II	6	7,89	6	7,80	7,55
Ca I	8	6,58	14	6,55	6,36
Sc II	9	3,03	12	3,05	3,00
Ti I	5	4,73	6	5,02	4,86
Ti II	8	4,88	8	4,99	4,82
V I	3	3,79	3	4,13	4,04
V II	3	4,06	4	4,28	4,21
Cr I	6	5,30	6	5,56	5,61
Cr II	4	5,46	6	5,56	5,50
Mn I	7	5,32	8	5,55	5,35
Fe I	88	7,45	76	7,50	7,45
Fe II	8	7,51	7	7,35	7,42
Co I	5	4,60	4	4,63	4,70
Ni I	6	6,03	5	6,16	6,06
Ni II	3	6,26	3	6,53	6,21
Cu I	4	3,95	4	4,20	4,16
Zn I	2	4,14	2	4,20	4,42
Y II	6	2,00	6	2,01	2,18
Zr II	5	3,11	5	3,21	2,96
Ba II	3	2,29	2	1,90	2,11
La II	8	1,37	8	1,54	1,30
Ce II	9	1,70	9	1,94	1,59
Pr II	5	0,48	4	0,75	0,83
Nd II	8	1,34	8	1,40	1,26
Sm II	5	0,82	4	0,78	1,06
Eu II	3	0,84	3	0,85	0,70
Gd II	3	0,70	3	1,00	1,12

по отношению к содержанию на Солнце. Эти аномалии сильнее выражены у  $\gamma$  Cyg.

Наше исследование обоих сверхгигантов выполнено одним и тем же методом и в целом по одним и тем же спектральным линиям. Поэтому интересно сравнить химический состав атмосфер этих звезд между собой. Трудно ожидать каких-то больших систематических различий, так как содержание элементов и у  $\gamma$  Cyg, и у  $\alpha$  UMi оказалось близким к солнечному. Однако, как видно из рис. 9, б, небольшое отличие все же имеется. Если на рис. 9, б исключить из рассмотрения точки, соответствующие углероду и натрию (содержание C и Na оказалось аномальным), а также барию (для  $\alpha$  UMi содержание Ba оценено только по двум линиям, дающим заметный разброс), то видно, что остальные точки лежат в среднем на 0,1 выше нулевой линии. По кривым роста такого избытка элементов у  $\alpha$  UMi обнаружено не было (рис. 9, а).

Трудно судить о реальности найденного различия в значениях  $\lg \epsilon$  между  $\alpha$  UMi и  $\gamma$  Cyg, так как его величина мала. Можно предположить, что расхождение  $\sim 0,1$  получилось из-за недостаточно точного определения параметров  $T_{\text{эф}}$  и  $\lg g$  (например, из-за завышения в случае  $\alpha$  UMi эффективной температуры на 100 K и  $\lg g$  на 0,2). Однако возможно, что содержание элементов в атмосфере  $\alpha$  UMi действительно несколько выше, чем в атмосфере  $\gamma$  Cyg. Тогда становится понятным то обстоятельство, что бальмеровские линии в спектре  $\alpha$  UMi блендированы сильнее.

В [1] по кривым роста был найден небольшой дефицит редкоземельных элементов у  $\alpha$  UMi по сравнению с  $\gamma$  Cyg (рис. 9, а). Однако методом моделей атмосфер этот результат не подтверждается (рис. 9, б).

Вновь отметим, что точность определения химического состава зависит от того, насколько детально исследовано распределение микротурбулентности. Например, если принять для  $\gamma$  Cyg постоянное значение скорости микротурбулентности  $\xi_t = 7,5$  км/с, полученное по кривым роста, то содержание элементов будет ошибочно занижено (см. [14]). Возможно, что быстрое изменение  $\xi_t$  с глубиной, найденное нами для  $\gamma$  Cyg и  $\alpha$  UMi, характерно и для других сверхгигантов класса F. Поэтому при изучении химического состава атмосфер таких звезд недостаточно ограничиться приближенной оценкой  $\xi_t = \text{const}$ ; необходимо исследовать зависимость  $\xi_t$  от глубины в атмосфере.

## 5. Основные результаты

1. Исследование микротурбулентности в атмосферах сверхгигантов  $\gamma$  Cyg и  $\alpha$  UMi показало, что скорость микротурбулентности  $\xi_t$  быстро меняется с глубиной. На оптических глубинах  $\tau_{5000} \sim 0,2$  значения  $\xi_t$  составляют около 0—1 км/с, с высотой скорость увеличивается и при  $\tau_{5000} \approx 10^{-3}$  она достигает 10 км/с.

2. Первоначально расчеты основывались на моделях атмосфер Парсонса [7], однако принятая в них зависимость  $\xi_t$  от  $\tau_{5000}$  отличалась от той зависимости, которую мы нашли для  $\gamma$  Cyg и  $\alpha$  UMi. Поэтому мы пересчитали модели Парсонса при исправленном распределении  $\xi_t$ . Оказалось, что уточнение моделей слабо влияет на определение содержания элементов, и изменения в величине  $\lg \epsilon$  не превышают нескольких сотых.

3. Получены следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести:  $T_{\text{эф}} = 5950$  К и  $\lg g = 1,2$  для  $\gamma$  Cyg;  $T_{\text{эф}} = 6050$  К и  $\lg g = 1,95$  для  $\alpha$  UMi.

4. Определено содержание 25 элементов. Подтверждены основные выводы о химическом составе атмосфер  $\gamma$  Cyg и  $\alpha$  UMi, полученные в [4] с помощью кривых роста. Содержание большинства элементов оказалось близким к солнечному. Углерод показал дефицит, а натрий — избыток по отношению к содержанию на Солнце.

5. Возможен небольшой избыток элементов в атмосфере  $\alpha$  UMi по сравнению с атмосферой  $\gamma$  Cyg (около 0,1 в логарифме). Не подтверждается дефицит редких земель у  $\alpha$  UMi, обнаруженный по кривым роста.

В заключение мы выражаем благодарность сотрудникам Тартуской обсерватории Т. Ф. Вийку и А. Г. Хейнло, предоставившим в наше распоряжение программу расчета функции Фойгта до ее опубликования.

Декабрь 1979 г.

## Литература

1. Боярчук А. А., Боярчук М. Е. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1981, 63, с. 66.
2. Hasegawa T. — J. Hokkaido Univ. Education (Sec., II), 1978, 28, p. 61.
3. Любимков Л. С. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, с. 87.
4. Любимков Л. С. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1980, 62, с. 44.
5. Avrett E. H., Loeser R. — Smithson. Astrophys. Obs. Spec. Rep., 1969, N 303.
6. Аллен К. У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977, 272 с.
7. Parsons S. B. — Astrophys. J. Suppl., 1969, 18, p. 127.
8. Киннер Т. — Публ. Тартуской астрофиз. obs., 1968, 36, с. 227.
9. Родригес М. Г. — Астрофизика, 1969, 5, с. 269.
10. Breger M. — Astrophys. J. Suppl., 1976, 32, p. 7.
11. Бурнашев В. И. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1980, 62, с. 3.
12. Vidal C. R., Cooper J., Smith E. W. — Astrophys. J. Suppl., 1973, 25, p. 37.
13. Bell R. A., Eriksson K., Gustafsson B., Nordlund A. — Astron. Astrophys. Suppl., 1976, 23, p. 37.
14. Boyarchuk A. A., Boyarchuk M. E., Lyubimkov L. S. — Colloq. internat. d'astrophys. Liège, 1979, N 22, p. 361.

## СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИТИЕВОЙ ЗВЕЗДЫ $\xi$ Boo A

А. А. Боярчук, И. Эглитис

На основании куде-спектрограмм ( $D = 4 \div 12$  Å/мм) выполнен сравнительный анализ химического состава литиевой звезды  $\xi$  Boo A и нормальной звезды спектрального класса G  $\beta$  Aq1. Указывается, что в атмосфере литиевой звезды, возможно, имеется небольшой избыток редких земель.

SPECTROFOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE LITHIUM STAR  $\xi$  Boo A, by A. A. Boyarchuk and I. Eglitis.— The differential analysis of the chemical composition of the lithium star  $\xi$  Boo A and normal star G spectral type  $\beta$  Aq1 was carried out by using coudé spectrograms (4—12 Å/mm). The rare earth elements probably are overabundant in the atmosphere of the lithium star.

Как известно, литий легко стораает в ядерных реакциях. Уже температура порядка  $3 \cdot 10^6$  К достаточна для его разрушения. При этой температуре значительное число протонов имеет кинетическую энергию тепловых движений, достаточную для преодоления потенциального барьера ядра лития. Содержание лития в атмосферах молодых звезд близко к содержанию лития в межзвездной среде [1]. Вследствие ядерных реакций содержание лития в звезде в целом существенно уменьшается. Наблюдаемое содержание лития в звездных атмосферах зависит от степени перемешивания звездного вещества. При отсутствии перемешивания в поверхностных слоях сохраняется первоначальное содержание лития. При полном перемешивании содержание лития в атмосфере звезды будет очень незначительно. Поэтому содержание лития в атмосферах звезд может служить индикатором перемешивания вещества и указывать на то, что звезды, имеющие разное наблюдаемое содержание лития, прошли разный эволюционный путь. Может оказаться, что в ходе эволюции претерпело изменение содержания не только лития, но и каких-либо других элементов. Для исследования этого вопроса мы изучили химический состав двух звезд типа G:  $\xi$  Boo A, у которой согласно Хербигу [2] содержание лития одно из самых высоких для данного спектрального класса, и  $\beta$  Aq1, где содержание лития близко к солнечному [1].

### 1. Наблюдения

Исследуемый материал был получен в камерах III и II куде-спектрографа ЗТШ. Сводные данные о наблюдениях приводятся в табл. 1. Все спектрограммы имеют на той же пластинке или пленке калибровочный снимок девятиступенчатого ослабителя. Ширина щели в камерах III и II была 0,4 и 0,2 мм соответственно. Фотоматериалы проявлялись в проявителе Д-19 в стандартных режимах.

Спектрограммы обрабатывались на фотометре КАО, регистрирующем интенсивности с увеличением 50 и 100.

### 2. Отождествление линий

Отождествление линий проводилось в два этапа. На первом этапе проводилось предварительное отождествление линий с использованием таблицы мультиплетов Мур [3] и таблиц линий солнечного спектра Мур и др. [4]. На втором этапе при построении кривой роста отождествление проверялось. В случае, если положение рассматриваемой линии сильно отклонялось от средней кривой роста, отождествление считалось ошибочным и велись поиски того элемента, на кривую роста которого эта линия ложится лучше. При поиске проверялись элементы, которые попадали в интервал длин волн  $\lambda_0 \pm 0,25$  и  $\pm 0,15$  Å для спектрограмм с обратной дисперсией  $D \geq 8$  Å/мм

Таблица 1

Дата наблюдений	Фотоматериал	Время экспозиции	$D, \text{Å/мм}$	$\lambda, \text{Å}$
$\xi$ Воо А				
9. VII 1973	103 аО	2 <sup>h</sup>	8	4030—4890
13. VII 1973	103 аО	2 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup>	8	4030—4940
23. III 1970	А 600 у	30 <sup>m</sup>	12	4670—5010
23. III 1970	А 600 у	10 <sup>m</sup>	12	4700—6020
23. III 1970	А 600 у	6 <sup>m</sup>	12	4700—6020
23. III 1970	А 700 ф	40 <sup>m</sup>	12	5690—6570
23. III 1970	А 700 ф	11 <sup>m</sup>	12	5650—6770
$\beta$ АqI				
13. XI 1978	103 аО	1 <sup>h</sup>	4	4100—4910
13. XI 1978	103 аО	1 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup>	4	4310—4810
16. XI 1978	103 аО	1 <sup>h</sup> 14 <sup>m</sup>	4	4210—4720
16. XI 1978	103 аО	1 <sup>h</sup> 44 <sup>m</sup>	4	4400—4820
9. IX 1978	103 аD	2 <sup>h</sup>	6	4780—5160
12. IX 1978	103 аD	30 <sup>m</sup>	6	4900—6040
13. X 1978	103 аD	50 <sup>m</sup>	6	4880—5990
16. X 1978	103 аD	35 <sup>m</sup>	6	4830—6040
12. IX 1978	103 аF	1 <sup>h</sup>	6	5650—6890
14. X 1978	103 аF	50 <sup>m</sup>	6	5650—5960
14. X 1978	103 аF	25 <sup>m</sup>	6	5660—6660

и  $D < 8 \text{ Å/мм}$  соответственно, где  $\lambda_0$  — длина волны линии, определенная по спектрограмме. Если линия не ложится ни на одну из кривых роста, то считалось, что она представляет собой blendу нескольких линий.

### 3. Определение эквивалентных ширин линий и построение кривой роста

Эквивалентные ширины линий определялись с использованием зависимости между эквивалентной шириной и центральной глубиной неблендированных линий.

Малочисленные линии редких земель были для проверки повторно измерены на микрофотометре G2 с обычным последующим переводом почернений в интенсивности. Расхождение между измерениями эквивалентных ширин  $W_\lambda$  на фотометре, регистрирующем в интенсивностях и регистрирующем в почернениях в  $\lg(W_\lambda/\lambda) \cdot 10^6$ , не превышало  $\pm 0,06$ .

Результаты измерений эквивалентных ширин, используемых при анализе химического состава, приведены в табл. 2.

Анализ химического состава и физических условий в атмосферах  $\xi$  Воо А и  $\beta$  АqI был проведен методом кривых роста. В качестве теоретической кривой мы взяли кривые роста, рассчитанные Врубелем [5]. По оси абсцисс отложена величина

$$\lg \eta_i = \lg \frac{N_i}{g_i} + \lg X_i - \Theta \varepsilon_i - \lg \kappa_{5000} - \lg V_0 + \lg \frac{V \bar{\pi} e^2}{mc}, \quad (1)$$

где

$$\lg X_i = \lg g_i f \lambda - \lg \frac{\kappa_\lambda}{\kappa_{5000}}, \quad (2) \quad V_0 = \sqrt{V_{\text{тепл}}^2 + V_i^2}. \quad (3)$$

Здесь  $N_i$  обозначает число атомов в  $i$ -м возбужденном состоянии в 1 г вещества,  $g_i$  — статистический вес, а  $\varepsilon_i$  — потенциал возбуждения  $i$ -го уровня,  $\kappa_\lambda$  — коэффициент непрерывного поглощения при длине волны  $\lambda$ ,  $f$  — величина силы осциллятора,  $V_{\text{тепл}}$  и  $V_i$  — скорости тепловых и турбулентных движений соответственно,  $\Theta = 5040/T$ , где  $T$  — температура. Коэффициент непрерывного поглощения был взят из таблиц Боде [6], а коэффициент среднего непрерывного поглощения, необходимый для расчета параметра  $B_0/B_1 = 1/3$ , из работы Витензе [7]. Суммы по состояниям найдены по таблицам работ [8—10].

Таблица 2

$\lambda, \text{Å}$	Мультиплет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6$		$\lg gf\lambda$	$\lambda, \text{Å}$	Мультиплет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6$		$\lg gf\lambda$
		$\beta$ Aq1	$\xi$ Boo A				$\beta$ Aq1	$\xi$ Boo A	
Na I					Ca I				
4668,6	12	1,22	—	2,37	5867,6	46	0,78	—	2,25
4751,8	11	0,80	—	1,59	6102,7	3	1,51	1,37:	2,79
5682,6	6	1,39	1,29	3,08	6122,2	3	1,66	1,77	3,36
5688,2	6	1,40	1,35	3,33	6162,2	3	1,69	1,76	3,54
5889,9	1	—	2,16	3,89	6169,1	20	1,38	1,17:	2,86
5995,9	1	—	2,02	3,59	6169,6	20	1,41	1,38	3,07
6154,5	5	0,97	—	2,23	6439,1	18	1,56	1,63	3,80
6160,8	5	1,12	—	2,53	6449,8	19	1,34	1,40	3,26
Mg I					Sc I				
4571,1	13	1,50	1,43	—1,60	6471,7	18	1,32	1,15	2,91
4703,0	11	1,70	—	3,09	6493,8	18	1,45	1,49	3,38
4730,0	10	1,21	1,14	1,61	6499,7	18	1,26	1,22	2,77
5167,3	2	2,27	—	2,85	Sc II				
5172,7	2	—	2,31	3,33	5081,6	13	0,69	—	4,20
5183,6	2	—	2,21	3,55	5083,7	13	0,58	—	4,01
5528,4	9	1,76	—	3,26	Ti I				
5711,1	8	1,33	1,27	2,05	4246,8	7	1,57	1,69	3,83
Al I					4320,7	15	1,57	—	3,32
6696,0	5	0,80	1,02	2,45	4325,0	15	—	1,48	3,14
6698,6	5	0,52	0,70	2,15	4374,5	14	1,60	—	3,14
Si I					4415,6	14	1,48	—	2,88
5645,7	10	0,88	0,91	2,33	4670,4	24	1,23	—	3,10
5665,7	10	0,85	0,77:	1,71	5031,0	23	1,38	1,00	3,36
5690,5	10	1,00	0,97	1,88	5641,0	29	0,98	0,50	2,68
5701,1	10	0,95	—	1,94	5657,9	29	1,15	0,76	2,68
5772,3	17	1,00	0,91	2,01	5669,1	29	0,93	—	2,60
5793,1	9	0,97	0,71:	1,70	5684,2	29	1,03	—	2,70
5948,6	16	1,19	—	2,84	6245,6	28	1,05	—	2,81
Si II					6279,7	28	0,82	—	2,57
6347,0	2	0,60	—	4,02	6300,7	28	0,27:	—	1,96
6371,4	2	0,29:	—	3,73	6309,9	28	0,58	—	2,23
S I					6604,6	19	0,89	0,48	2,68:
4694,3	2	—	0,93:	2,28	Ti I				
4695,4	2	—	0,86:	2,13	4112,7	9	1,35	—	2,10
4696,3	2	—	0,67	1,91	4263,1	162	1,35	—	2,84
6052,7	10	—	0,57	3,15	4301,1	44	1,54	—	3,83
6748,8	8	—	0,55:	3,39	4353,7	160	1,30	—	3,87
6757,2	8	—	0,66:	3,53	4512,7	42	1,42	1,23	3,24
Ca I					4518,0	42	1,41	1,24	3,35
4283,0	5	1,62	—	3,41	4533,2	42	1,53	1,55	4,21
4318,6	5	1,64	1,66	3,43	4548,8	42	1,44	1,25	3,36
4425,4	4	1,60	1,69	3,47	4555,4	42	1,42	1,22	3,25
4435,7	4	1,64	1,62	3,35	4617,3	145	1,38	1,05	4,04
4454,8	4	—	1,96	3,90	4623,1	145	1,31	1,11	3,79
4456,6	4	1,39	1,37	2,17	4639,4	145	1,19	—	3,59
4526,9	36	1,41	1,40	3,52	4639,7	145	1,23	—	3,50
5260,4	22	0,88	0,69	2,06	4639,9	145	1,21	—	3,62
5261,7	22	1,30	1,35	3,16	4639,9	145	1,21	—	3,62
5262,2	22	1,45	1,42	3,25	4742,8	233	1,11	0,86	4,01
5349,5	33	1,32	—	4,14	4758,1	233	1,09	1,04	4,14
5513,0	48	1,26	1,30:	3,26	4759,1	233	1,15	0,97	4,23
5582,0	21	1,33	1,39	3,21	4913,6	157	1,23	—	3,93
5588,8	21	1,50	1,64	3,89	5001,0	173	1,11	—	3,65
5590,1	21	1,30	1,24:	3,09	5016,2	38	1,34	—	3,30
5594,5	21	1,52	1,59	3,66	5024,8	38	1,30	—	3,15
5601,3	21	1,36	1,34	3,06	5040,0	5	1,41	1,26	2,67
5857,3	47	1,52	1,46	3,94	5066,0	110	1,07:	—	2,91
					5071,5	110	1,01	—	2,91
					5120,4	288	1,05	—	4,36
					5147,5	4	1,25	—	2,11

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{ \AA}$	Мультимет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} 10^6$		$\lg g/\lambda$	$\lambda, \text{ \AA}$	Мультимет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} 10^6$		$\lg g/\lambda$
		$\beta \text{ AqI}$	$\xi \text{ Boo A}$				$\beta \text{ AqI}$	$\xi \text{ Boo A}$	
<b>Ti I</b>					<b>V I</b>				
5093,0	4	1,42	—	3,11	6150,2	20	0,87	—	2,19
5210,4	4	1,37	1,36	2,86	6199,2	19	0,87	0,72	2,11
5219,7	4	1,08	—	1,68	6216,4	19	1,17	0,77	2,27
5223,6	183	0,77	—	3,42	6251,8	19	0,96	2,41	2,41
5490,2	107	0,86	—	2,92	<b>Cr I</b>				
5662,2	249	0,94	—	3,89	4344,5	22	1,55	1,65	3,11
5689,5	249	0,75	—	3,54	4371,3	22	1,67	—	3,73
5866,5	72	1,07	0,89	2,90	4540,7	150	1,27	—	3,65
5953,2	154	1,05	—	3,44	4546,0	10	1,44	1,31	2,73
5965,8	154	1,00:	0,57	3,38	4600,8	21	1,38	1,43	2,82
5978,5	154	0,97	0,45	3,30	4616,1	21	1,39	1,32	2,87
6064,5	69	0,72	—	2,16	4626,2	21	1,46	1,29	2,59
6126,2	69	1,01	—	2,54	4646,2	21	1,45	1,50	3,31
6258,1	104	1,16	1,03	3,45	4651,3	21	1,47	1,28	2,41
6258,7	104	1,30	1,01	3,57	4652,2	21	1,53	1,42	2,84
6261,1	104	1,23	0,88	3,38	4708,0	186	1,21	1,24	3,92
6599,1	49	0,74	0,35	2,30	4718,4	186	1,27	1,27	4,16
<b>Ti II</b>					4730,7	145	1,03	1,02	3,55
4287,2	20	1,48	—	1,67	4737,4	145	1,14	1,19:	3,71
4290,2	41	1,60	—	2,52	4756,1	145	1,20	1,21	4,23
4321,0	41	1,41	—	1,62	4789,4	31	1,15	—	3,07
4330,7	41	1,35	—	1,42	4801,0	168	1,06	1,24	3,50
4337,9	20	1,59	—	2,46	5206,0	7	1,75	1,83	3,93
4411,9	61	1,39	—	1,57	5247,6	18	1,37	1,29	2,49
4417,7	40	1,51	—	2,27	5296,7	18	1,38	1,27	2,57
4443,8	19	1,56	1,57	2,83	5297,4	94	1,28	1,27	4,04
4464,5	40	1,45	—	1,89	5329,1	94	1,23	—	3,83
4470,9	40	1,40	—	1,46	5348,3	18	1,46	1,32	2,65
4563,8	50	1,54	1,48	2,76	5409,8	18	1,57	1,58	3,25
4572,0	82	1,53	1,57	3,02	5783,1	188	0,96	—	3,76
4590,0	50	1,40	—	1,80	5783,9	188	1,09	—	3,86
4657,2	59	1,28	—	1,30	5788,0	188	1,09	—	4,07
4780,0	92	1,15	0,83	2,31	6661,1	282	0,24	0,35	3,72
4805,1	92	1,32	—	2,58	<b>Cr II</b>				
4865,6	29	0,87	—	0,83	4558,7	44	1,32	—	3,46
5185,9	86	1,18	0,66	2,15:	4588,2	44	1,28	—	3,12
5336,8	69	1,21	0,77	1,98	4592,1	44	1,01	0,76:	2,40
5381,0	69	1,11	—	1,67	4812,4	30	0,91	—	2,11
5418,8	69	1,06	—	1,54	4824,1	30	1,33	1,15	2,71
<b>V I</b>					4864,3	30	1,11	—	2,68
4111,8	27	—	1,57	3,99	4876,5	30	0,95	—	2,27
4209,9	24	1,45	—	3,17	5237,3	43	1,01	0,81	2,64
4379,2	22	—	1,48	4,18	5246,8	23	0,68	—	1,15
4390,0	22	1,54	—	3,81	5305,8	24	0,67	—	1,71
4452,0	87	1,19	—	4,27	5308,4	43	0,67:	0,51	1,98
4577,2	4	1,31	—	2,45	5310,7	43	0,47	—	1,59
4794,1	4	1,42	1,48	2,96	5313,6	43	0,74	0,60	2,19
4796,9	113	0,73	—	3,71	5334,9	43	0,76	0,72	2,17
4864,7	3	1,35	—	2,71	5502,0	50	0,60	—	1,67
5545,9	38	0,64:	—	2,62	5510,7	23	0,49	—	1,22
5657,5	37	0,62	—	2,65	<b>Mn I</b>				
5668,4	37	0,55	—	2,61	4030,8	2	—	2,09	3,08
5703,6	35	1,08	—	3,38	4034,5	2	—	1,93	2,73
5726,9	35	1,21	0,70	3,71	4041,4	5	—	1,86	3,91
5727,7	35	0,81	—	3,01	4055,5	5	—	1,73	3,56
5737,0	35	0,95	—	3,15	4058,9	5	—	1,37	3,06
6039,7	34	0,83	—	3,10	4070,3	5	—	1,31	2,54
6081,4	34	0,95:	—	3,06	4082,9	5	—	1,64	3,20
6090,2	34	1,04	—	3,57	4110,9	47	—	0,91	3,66
6111,7	34	0,82	—	2,94	4257,6	23	1,17	1,23	3,03
6119,5	34	1,00	—	3,29					



Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Мультимет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} 10^6$		$\lg gf\lambda$	$\lambda, \text{Å}$	Мультимет	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} 10^6$		$\lg g, \lambda$
		$\beta \text{ AqI}$	$\xi \text{ Boo A}$				$\beta \text{ AqI}$	$\xi \text{ Boo A}$	
Mn I					Fe I				
4265,9	23	1,32	1,13	3,18	4439,9	116	1,30	1,03	0,81
4436,4	22	1,39	—	3,14	4442,8	69	1,39	1,66	2,39
4451,6	22	1,42	1,23	3,46	4443,2	350	1,47	—	2,73
4453,0	22	1,24	0,96	2,96	4447,1	69	1,42	—	1,16
4457,1	28	1,26	—	2,69	4447,7	68	—	1,63	2,43
4470,1	22	1,32	1,24	2,96	4461,7	2	1,66:	—	0,45
4498,9	22	1,33	1,25	3,09	4478,0	69	1,09	—	0,05
4502,2	22	1,36	1,11	2,98	4481,6	827	1,31	—	2,33
4626,5		0,94	—	4,02	4485,7	830	1,38	—	2,73
4709,7	21	1,27	1,27	3,20	4486,0	825	0,86	—	1,40
4739,1	21	1,18	0,98	3,03	4487,0	988	—	0,65	1,16
4754,0	16	1,54	1,54	3,61	4489,8	2	1,59	—	0,33
4761,5	21	1,29	1,05	3,31	4494,6	68	1,67:	1,76	2,55
4762,4	21	1,42	1,58	3,90	4502,6	796	1,07	—	1,40
4765,9	21	1,29	1,34	3,49	4504,8	555	—	0,97:	1,48
4766,4	21	1,36	1,40	3,68	4510,8	823	0,80	—	0,83
4783,4	16	1,58	1,57	3,74	4514,2	514	—	1,32	1,70
4823,5	16	1,56	1,51	3,83	4517,5	472	1,40	—	1,91
5377,6	42	1,04	0,94	3,60	4523,4	829	1,20	—	1,77
5399,5	42	0,94	—	3,43	4547,9	755	1,36	—	2,92
5413,7	42	0,83	—	3,12	4574,7	115	1,35	0,96	0,79
5420,4	4	1,44	1,15	2,04	4587,1	795	—	0,96	1,96
5432,6	1	1,27	0,95	0,02	4593,6	971	1,05	—	1,70
5457,5	4	0,57	—	0,85	4595,4	594	1,38	1,14:	1,95
6013,5	27	1,33	1,02	3,32	4596,1	820	—	1,15	2,12
6016,6	27	1,37	—	3,45	4602,0	39	1,38	1,12	0,50
6021,8	27	1,37	1,22	3,62	4602,9	39	1,57	1,50	1,74
Fe I					4611,0	826	—	1,54	3,02
4045,8	43	—	2,46	3,86	4618,8	409	—	1,05	1,42
4063,6	43	—	2,25	3,72	4625,1	554	—	1,31	2,02
4071,7	43	—	2,46	3,58	4633,8	410	1,04	—	0,73
4073,8	558	—	1,51	2,79	4637,5	554	1,43	—	2,38
4108,1	559	—	1,07	1,57	4638,0	822	1,45	—	2,65
4109,1	558	—	1,37	2,24	4643,5	820	1,44	—	2,48
4112,4	695	—	1,11	1,96	4657,6	346	1,20	—	0,87
4114,5	357	—	1,52	2,48	4683,6	346	1,24	—	2,40
4121,8	356	—	1,39	2,42	4690,2	820	1,19	—	2,09
4122,5	356	—	1,50	2,36	4707,3	554	1,49	—	2,51
4132,1	43	—	2,22:	3,03	4710,3	409	—	1,45	2,20
4136,5	694	—	1,32	2,19	4721,0	409	1,23	—	1,04
4143,9	43	—	2,26:	3,21	4735,9	1042	1,21	1,14	2,56
4189,6	940	—	1,22	2,39	4736,8	554	1,55	1,57	2,98
4213,7	355	1,51	—	2,42	4737,6	590	1,14	—	1,23
4220,4	482	1,52	—	2,43	4741,5	346	—	1,16	1,85
4233,6	152	—	1,96	3,10	4788,8	588	1,22	1,16	1,97
4235,9	152	—	2,12	3,20	4835,9	1068	—	1,00	2,28
4243,8	994	1,30	—	2,23	4839,6	588	1,22	1,13	1,96
4246,1	906	—	1,38	2,64	4859,7	318	1,57	—	2,91
4250,1	152	—	2,07	3,29	4872,1	318	—	1,75	3,13
4250,8	42	—	2,17	3,04	4882,2	687	1,35	—	2,15
4268,8	649	—	1,31	2,27	4903,3	318	—	1,57	2,70
4278,2	691	—	1,17	1,99	4907,7	687	1,27	—	1,72
4325,8	42	—	2,32	3,67	4917,3	1066	1,25	—	2,61
4348,9	414	1,37	—	1,61	4919,0	318	1,64	—	3,36
4365,9	415	1,21	1,01	1,52	4924,8	114	1,45	1,32	1,59
4376,8	471	1,34	—	1,33	4930,3	985	1,41	1,19:	2,44
4404,8	41	—	2,25	3,07	4938,8	318	1,59	—	2,63
4422,6	350	—	1,58	2,63	4939,7	16	1,56	—	0,85
4423,9	830	1,33	—	2,14	4946,4	687	1,45	1,32	2,38
4432,6	797	1,33	1,01	2,15	4950,1	687	1,39	—	1,98
4433,2	830	1,52	1,45	2,99	4962,6	1097	1,08	—	2,50
4439,6	515	1,03	—	0,91	4969,9	1066	1,35	—	2,78
					4973,1	984	1,43	1,32	2,85

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Мультимет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6$		$\lg gf\lambda$	$\lambda, \text{Å}$	Мультимет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6$		$\lg g.\lambda$
		$\beta$ Aql	$\xi$ Boo A				$\beta$ Aql	$\xi$ Boo A	
Fe I					Fe I				
4994,2	16	1,59	—	1,10	5395,3	1143	0,54	—	1,66
5002,8	687	—	1,20	2,22	5397,1	15	1,82	1,82	1,75
5015,0	965	1,53	1,54	3,49	5398,3	1145	1,13	1,20	3,10
5028,1	791	1,42	—	2,58	5405,8	15	1,78	1,76	1,93
5029,6	718	1,25	1,03	1,75	5406,8	1148	0,89	—	2,11
5044,2	318	1,35	—	1,51	5409,1	1147	1,11	—	2,53
5049,8	114	1,64	—	2,38	5410,9	1165	1,37	—	4,04
5051,6	16	1,60	—	1,25	5415,2	1165	1,48	1,58	4,28
5054,7	884	1,02	—	1,66	5424,1	1146	1,59	—	4,17
5068,8	383	—	1,52	2,72	5433,0	1143	1,07	—	2,80
5074,8	1094	1,35	1,42	3,55	5434,5	113	1,72	—	1,66
5083,3	16	1,57	1,43	0,89	5445,1	1163	1,33	1,41	3,42
5088,2	1066	0,91	—	2,02	5455,6	15	1,83	—	1,59
5090,8	1090	1,37	1,34	3,35	5461,5	1145	0,62	—	1,94
5110,4	1	1,48	—	-0,03	5464,3	1030	0,92	—	2,12
5121,6	1095	—	1,30	2,96	5487,7	1025	—	1,22	2,91
5127,7	1	0,97	—	-2,42	5473,9	1062	—	1,30	3,02
5133,7	1092	1,53	1,56	3,66	5497,4	15	1,61	1,54	1,01
5137,4	1090	1,39	1,46	3,35	5501,5	15	1,49	1,48	0,89
5141,8	114	1,34	1,21	1,57	5506,8	15	1,51	1,46	0,93
5145,1	66	1,26	—	0,58	5525,6	1062	1,13	—	2,51
5150,8	16	—	1,42	0,74	5543,0	926	1,14	1,05:	2,27
5162,3	1089	1,45	1,55	3,61	5543,9	1062	1,08	1,07:	2,70
5191,5	389	1,58	1,69	2,92	5546,5	1145	1,08	—	2,53
5192,4	383	1,62	—	3,06	5547,0	1061	0,91	—	1,93
5196,1	1091	1,17	—	3,05	5554,9	1183	1,31	1,24	3,31
5198,7	66	1,42	1,31	3,06	5563,6	1062	1,36	1,30	2,86
5202,3	66	1,58	—	2,19	5569,6	686	1,47	1,63	3,25
5215,2	553	1,46	1,41	2,58	5576,1	686	1,35	—	2,85
5216,3	36	1,53	1,49	1,47	5586,8	686	1,65	1,70	3,57
5217,4	553	1,39	—	2,64	5414,3	1314	0,88	—	2,54
5225,5	1	1,41	—	-0,91	5618,7	1107	1,02	—	2,47
5232,9	383	—	1,88	3,53	5619,6	1161	0,88	—	2,15
5236,2	1034	0,93	—	2,10	5620,5	1061	1,01	—	2,06
5242,5	843	1,32	—	2,88	5624,1	1160	1,04	—	2,37
5243,8	1089	1,11	1,03	2,67	5624,6	686	1,42	—	2,95
5247,1	1	1,36	—	-1,18	5634,0	1314	—	1,16	3,52
5250,2	1	1,28	—	-0,90	5635,9	1088	0,95	0,70:	1,96
5250,7	66	1,37	—	1,71	5638,3	1087	1,24	1,13	2,98
5253,5	553	—	1,16	2,15	5650,7	1314	0,97	—	—
5263,3	553	1,45	—	3,07	5651,5	1161	0,68	—	2,15
5266,6	383	1,68	1,76	3,27	5652,3	1108	0,80	—	1,90
5267,3	1146	0,91	1,43	2,04	5662,5	1087	1,26	—	2,94
5281,8	383	1,49	1,48	2,80	5679,0	1183	1,11	1,03	2,93
5283,6	553	1,55	—	3,02	5706,0	1183	1,27	1,19	3,27
5295,3	1146	0,92	—	2,13	5731,8	1087	1,14	—	2,56
5302,3	553	1,54	—	2,94	5741,9	1086	0,93	—	2,13
5307,4	36	1,43	1,20	0,61	5752,0	1180	1,07	—	2,85
5315,1	1147	0,98	0,82	2,28	5753,1	1107	1,23	—	3,04
5322,0	112	1,20	0,98	0,80	5763,0	1107	1,43	1,33	3,35
5324,2	553	1,74	1,80	3,53	5775,1	1087	1,17	—	2,60
5330,0	1028	—	1,12	2,53	5806,7	1180	1,10	0,97:	2,81
5339,9	553	1,49	1,46	3,09	5809,3	982	1,09	—	2,02
5364,9	1146	1,43	—	3,73	5814,8	1086	0,79	—	1,89
5365,4	786	1,21	—	2,14	5852,2	1178	0,97	—	2,54
5367,5	1146	1,43	1,43	4,12	5856,1	1128	0,87	—	2,23
5370,0	1146	—	1,58	1,12	5858,8	1084	0,58	—	1,61
5373,7	1166	1,13	—	2,97	5859,6	1181	1,17	—	2,69
5379,6	928	1,17	1,02	2,27	5862,4	1180	1,26	—	3,39
5383,4	1146	1,54	1,57	4,28	5883,8	982	1,16	—	2,51
5387,5	1031	0,88	—	1,69	5905,7	1181	1,13	—	3,08
5389,5	1145	1,20	1,23	2,90	5910,0	552	0,92	—	1,09
5393,2	553	1,48	1,59	2,92	5916,3	170	1,16	0,89:	0,87

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Мультиплет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6$		$\lg gf/\lambda$	$\lambda, \text{Å}$	Мультиплет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6$		$\lg gf/\lambda$
		$\beta$ Aq1	$\xi$ Boo A				$\beta$ Aq1	$\xi$ Boo A	
Fe I					Fe I				
5927,8	1175	0,95	—	2,78	6421,4	111	1,42	—	1,57
5929,7	1176	0,96	—	2,46	6430,9	62	1,60	1,28	1,60
5930,2	1180	1,21	—	3,36	6469,2	1258	1,06	—	3,08
5934,7	982	1,21	—	2,70	6481,8	109	1,22	—	0,85
5956,7	14	1,22	—	-0,78	6495,0	168	1,59	—	2,36
5984,8	1260	1,19	—	3,49	6498,9	13	1,19	—	-0,82
5987,1	1260	1,14	—	3,29	6518,4	342	1,21	—	1,16
6003,0	959	1,30	—	2,86	6534,0	1197	1,03	—	2,45
6008,0	1178	1,05	—	3,07	6546,3	268	1,39	—	2,10
6008,6	982	1,28	—	2,71	6569,2	1253	1,30	1,26	3,44
6020,2	1178	1,38	1,27	3,46	6592,9	268	1,43	1,36	2,17
6024,1	1178	1,33	—	3,47	6593,5	168	1,32	1,27	2,85
6027,1	1018	1,16	—	2,67	6627,6	1174	0,71	—	2,24
6056,0	1259	1,17	—	3,44	6633,8	1197	1,13	—	3,08
6065,5	207	1,55	1,37	2,51	6647,0	206	0,61:	—	0,13
6078,5	1259	1,19	—	3,37	6678,0	268	1,50	1,45	2,31
6079,0	1176	1,10	—	2,76	6703,6	268	1,02	—	0,77
6082,7	64	1,03:	—	0,19	6710,3	34	0,79	—	1,00
6089,6	1327	1,06:	—	—	6713,7	1255	0,67	—	2,32
6093,7	1177	0,95	—	2,38	6715,4	1174	0,88	—	2,29
6102,2	1259	1,19	—	3,19	6726,7	1197	1,00	—	2,74
6136,6	169	1,54	—	2,58	6738,0	1192	0,75	—	2,26
6137,7	207	1,54	1,49	2,41	6750,2	111	1,30	—	1,30
6151,6	62	1,12	—	0,47	6786,9	1052	0,81	—	1,86
6157,7	1015	1,16	—	2,63	6806,9	268	1,01	—	0,67
6173,3	62	1,30	1,08:	0,83	6810,3	1197	1,03	—	2,81
6188,0	959	1,18	—	2,17	6820,4	1197	0,99	—	2,61
6191,6	169	1,60	—	2,56	6839,8	205	1,01	—	0,48
6200,3	207	1,27	—	1,40	6843,7	1173	1,07	—	3,00
6213,4	62	1,34	—	1,04	6861,9	109	0,70	—	-0,01
6219,3	62	1,41	1,23	1,17	Fe II				
6226,7	981	0,96	—	1,67	4178,9	28	1,31	1,34	0,68
6229,2	342	1,09	—	0,82	4416,8	27	1,40	1,25	0,84
6230,7	207	1,66	1,53	2,54	4489,2	37	1,45	—	0,50
6232,7	816	1,31	1,08	2,22	4491,4	37	1,37	—	0,70
6240,7	64	1,12	—	0,46	4508,3	38	1,39	1,22	1,03
6246,3	816	1,44	—	2,91	4515,3	37	1,41	1,19	0,92
6252,6	169	1,57	—	2,37	4520,2	37	1,37	1,18	0,87
6254,2	111	—	1,30	1,36	4541,3	38	1,30	—	0,61
6256,4	169	1,36	1,10	1,28	4555,9	37	1,41	—	1,08
6265,1	62	—	1,11	1,06	4576,3	38	1,25	1,00	0,51
6270,2	342	1,14	—	1,19	4582,8	37	1,27	0,85:	0,34
6271,3	685	0,72	—	0,95	4583,7	38	1,52	1,39	1,56
6291,0	1258	1,14	—	—	4620,5	38	1,14	0,82:	0,20
6297,8	62	1,29	1,02	1,05	4629,3	37	1,45	1,25	1,07
6301,5	816	1,37	1,39	2,76	4731,4	43	1,31	—	0,37
6302,5	816	1,32	1,07	2,30	4923,9	42	1,43	1,55	1,99
6315,3	1015	1,24	—	3,08	5018,4	42	1,62	1,59	2,36
6315,8	1014	0,98	—	2,19	5169,0	42	1,70	—	2,57
6318,0	168	1,39	—	1,17	5197,6	49	1,21	1,14	1,07
6322,7	207	1,25	—	1,38	5234,0	49	1,20	1,05	1,16
6330,9	1254	0,87	—	2,60	5264,8	48	0,95	—	0,57
6335,3	62	1,41	1,23	1,34	5316,8	49	1,45	1,42	1,58
6336,8	816	1,37	—	2,63	5323,6	49	0,93	—	0,15
6344,2	169	1,27	—	0,91	5362,8	48	1,31	1,09:	0,78
6355,0	342	1,32	1,07:	1,48	5414,1	48	0,80	—	0,06
6358,7	13	1,38	—	-0,48	5425,3	49	0,86	0,86	0,09
6380,7	1015	1,07	—	2,50	5534,9	55	1,04	1,09	0,65
6392,5	109	0,80	—	-0,17	5591,4	46	0,78	—	-0,10
6393,6	168	1,46	—	1,72	6044,5	46	0,42:	—	-0,10
6408,0	816	1,29	1,20	2,47	6149,2	74	0,86:	—	0,75
6411,7	816	1,40	—	2,89	6247,6	74	—	0,80:	1,19
6420,0	1258	1,18	1,20:	3,61					

Таблица 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Мультиплет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		$\lg g, \lambda$	$\lambda, \text{Å}$	Мультиплет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		$\lg g, \lambda$
		$\beta \text{ Aql}$	$\xi \text{ Boo A}$				$\beta \text{ Aql}$	$\xi \text{ Boo A}$	
Fe II					Cu I				
6416,9	74	0,85	0,78	0,80	5218,2	7	1,11	—	3,99
6456,4	74	0,98	—	1,45	5782,1	2	1,39	—	1,98
6516,1	40	1,06	0,76	0,26	Zn I				
Co I					4722,2	2	1,17	1,03	3,23
4121,3	28	—	1,62	3,43	4810,5	2	1,15	1,13	3,46
4749,7	156	1,09	—	3,46	6362,4	6	0,65	—	4,24
4813,5	158	1,01	0,88	3,75	Sr II				
4867,9	158	1,23	—	4,10	4077,7	1	—	2,29	3,78
5212,7	170	0,52	—	3,60	4215,5	1	—	2,10	3,49
5342,7	190	0,90	—	4,44	Y I				
5352,0	172	0,84	—	4,05	4102,4	7	0,79:	—	3,72
5454,6	195	0,49	—	3,70	Y II				
6455,0	174	0,42	—	3,71	4396,0	5	1,36	1,03	3,50
6632,5	111	0,46	—	2,20	4854,9	22	0,97	—	2,78
Ni I					4883,7	22	1,32	0,83	3,86
4331,7	52	1,43	1,10	2,14	5087,4	20	1,05	—	3,56
4470,5	86	1,42	1,14	3,35	5119,1	20	0,56	—	2,40
4600,4	98	1,25	1,18	3,26	5200,4	20	1,07	—	3,10
4605,0	98	1,39	1,26	3,52	Zr I				
4675,6	45	0,89	—	1,47	4739,5	34	0,60	0,37	3,35
4686,2	98	1,15	1,15	3,18	4772,5	34	0,41	0,50	3,11
4714,4	98	1,41	1,63	3,89	Zr II				
4715,8	98	1,34	1,26	3,48:	4179,8	99	0,94	—	3,13
4732,5	235	0,93	0,78	3,15	4209,0	44	1,20	0,88	2,76
4752,4	132	1,17	—	2,82	4317,3	40	0,82	—	1,87
4756,5	98	1,29	1,26	3,47:	4379,8	88	1,00	—	3,00
4829,0	131	1,27	—	3,51	4414,9	79	1,07	—	2,58
4831,2	111	1,22	1,21	3,38	4629,1	139	0,78	—	3,54
4866,3	111	1,27	—	3,37	5112,3	95	0,40	—	2,37
4904,4	129	1,37	1,24	3,65	Ba II				
4918,4	177	1,28	—	3,54	4554,0	1	1,66	1,69	3,83
4835,8	177	1,23	—	3,39	5853,7	2	1,20	1,02	2,77
5011,0	144	1,09	1,07	3,28	6141,7	2	1,48	1,38	3,69
5017,6	111	1,24	1,44	3,62	6496,9	2	1,37	1,31	3,43
5035,4	143	1,43	1,41	4,09;	La II				
5048,4	195	1,19	—	3,40	4042,9	66	—	0,78	4,05
5082,4	130	1,21	1,13	3,31	4086,7	10	—	1,19	3,55
5084,1	162	1,29	1,26	3,83	4322,5	25	1,23	—	3,54
5099,9	161	1,31	—	3,50	4921,0	7	1,38	—	2,76
5115,4	177	1,20:	1,08	3,68	4921,8	7	1,27	—	2,87
5155,8	210	1,15:	0,98	3,68	4986,8	22	1,05	—	2,29
5197,2	204	0,78	—	2,86	5290,8	6	0,43	—	1,78
5392,4	250	0,41:	—	2,32	6262,3	33	0,27:	0,20:	2,53
5589,4	205	0,77:	—	2,72	6774,3	2	0,26:	—	1,96
5695,0	220	0,99	—	3,40	Ce II				
5805,2	234	0,88	0,85	3,14	4115,4	22	0,60	—	3,57
5847,0	44	0,99	—	1,09	4120,8	112	0,97	—	3,00
5892,9	68	—	1,13	2,41	4349,8	59	0,88	—	3,49
6007,3	42	0,98	—	1,22	4364,7	135	0,96	—	3,58
6108,1	45	1,25	—	1,60	4486,9	57	1,06	0,53	3,27
6327,6	44	1,03	0,71	1,07	4562,4	1	1,12	0,68	3,89
6370,4	127	0,56:	—	2,15	4593,9	6	1,05:	—	3,66
6378,3	247	0,79	0,50	2,79	4628,2	1	1,03	—	3,84
6598,6	249	0,56	0,42	2,72	4773,9	17	0,60	—	3,39
6643,6	43	1,38	1,09	1,42	Cu I				
6767,8	57	1,27	0,87	1,65	5105,5	2	1,34	1,18	2,20
6772,3	127	1,11	—	3,22					
6842,0	126	0,85	—	2,63					

Таблица 2 (окончание)

$\lambda, \text{Å}$	Мультиплет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		$\lg gf/\lambda$	$\lambda, \text{Å}$	Мультиплет	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		$\lg g/\lambda$
		$\beta \text{ Aq1}$	$\xi \text{ Boo A}$				$\beta \text{ Aq1}$	$\xi \text{ Boo A}$	
Ce II					Nd II				
5075,3	14	0,81	—	3,47	5130,6	75	0,56	0,54	4,11
5274,2	15	0,48	—	3,66	5431,5	80	0,06:	0,40	3,40
5330,6	15	0,33	—	3,22	5485,7	79	0,25:	—	3,54
Pr II					Sm II				
4449,9	4	0,54:	—	3,32	4676,9	3	0,40	—	2,85
4510,2	20	0,55	—	3,37	Eu II				
Nd II					4129,7	1	—	1,17	4,06
4706,5	3	0,84	—	2,92	6049,5	9	0,08:	0,67	3,03
4811,3	3	0,65	—	2,57	6437,6	8	0,27	0,45:	3,40

Все кривые роста приводились к значениям  $B_0/B_1 = 1/3$ .

На основании спектрального типа звезд были заданы предварительные значения  $\Theta = 0,85$  и электронной плотности  $\lg P_e = 2$  для обеих звезд и построены кривые роста для Fe I и Fe II. Мы располагали линиями нейтрального железа с потенциалами возбуждения нижнего уровня линии от 0 до 6 эВ, а в случае ионизованного железа от 2 до 4 эВ. Все линии разбили на подгруппы, внутри которых  $\Delta\varepsilon$  не превышает  $\pm 0,07$ , и построили кривые роста для каждой подгруппы линий раздельно.

При совмещении эмпирической кривой роста, построенной для отдельных мультиплетов, с теоретической можно определить величину

$$\Delta_i = \lg \eta_i - \lg X_i. \quad (4)$$

Комбинируя формулы Саха и Больцмана, легко можно получить следующее равенство:

$$\lg \frac{N_k^+}{g_k} - \lg \frac{N_i}{g_i} = 2,5 \lg T - \lg P_e - \Theta (\chi + \varepsilon_k^+ - \varepsilon_i) - 0,18, \quad (5)$$

где  $\chi$  — потенциал ионизации, а  $\varepsilon_k^+$  — потенциал возбуждения  $k$ -уровня ионизованного атома.

Сравнивая сдвиги кривых роста для линий нейтральных атомов и ионов учитывая (1) и (5), получаем

$$Y = \Delta_k^+ - \Delta_i = [\lg \eta_k - \lg X_k]^+ - [\lg \eta_i - \lg X_i] = 2,5 \lg T - \lg P_e - \Theta (\chi + \varepsilon_k^+ - \varepsilon_i) - 0,18. \quad (6)$$

Зная из наблюдений величины  $\Delta_k^+$  и  $\Delta_i$ , мы можем, используя формулу (6), определить температуру и электронное давление. На рис. 1 представлены зависимости величины  $Y$  от  $\chi + \bar{\varepsilon}_k^+ - \bar{\varepsilon}_i$ , построенных по линиям различных элементов для  $\beta \text{ Aq1}$  и  $\xi \text{ Boo A}$ . По углу наклона прямой мы определяем величину  $\Theta$ , т. е. температуру, а из ее пересечения с осью ординат — электронное давление.

Результаты представлены в табл. 3.

Таблица 3

Параметр	Крым		Ошибка определения	$\beta \text{ Aq1}$ [11]	$\beta \text{ Aq1}$ [12]
	$\xi \text{ Boo A}$	$\beta \text{ Aq1}$			
$\bar{V}_t$ , км/с	0,45	1,25	+0,40	0,82	
$\Theta$	0,89	1,03	+0,02	0,98	0,98
$\lg P_e$	1,40	0,20	+0,20		0,43
$\lg \kappa$	-23,94	-24,97			

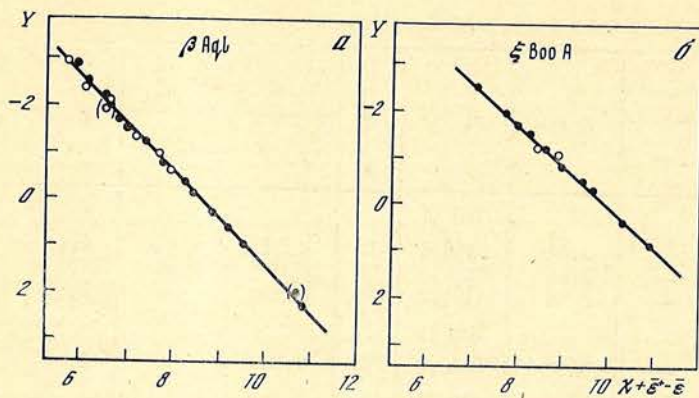


Рис. 1. Графики для определения параметров  $\Theta^*$  и  $\lg P_e$  для атмосфер звезд  $\beta$  Aql (а) и  $\xi$  Boo A (б)

#### 4. Анализ химического состава

Используя найденное значение температур, мы построили окончательные кривые роста для различных элементов. В качестве примера на рис. 2 представлены кривые роста, построенные по линиям нейтрального железа. Значения сил осцилляторов были взяты из тех же источников, что и в [13].

Параметр  $V_0$  был найден отдельно для разных элементов. На рис. 3 представлена величина  $V_t$  от  $\bar{\epsilon}$  — среднего значения потенциала возбуждения нижнего уровня для нейтральных элементов, или от  $\chi - \bar{\epsilon}$  для ионизованных элементов. Мы видим, что не существует систематического хода. В дальнейшем анализе химического состава для всех элементов были использованы средние значения  $V_t$ , которые даны в табл. 3.

Таблица 4

Элемент	$\lg N$		$\lg \epsilon (N)$		$\lg \epsilon (N)$ Солнце
	$\beta$ Aql	$\xi$ Boo A	$\beta$ Aql	$\xi$ Boo A	
1	2	3	4	5	6
H	12,00	12,00	12,00	12,00	12,00
Li			0,65[14]	2,39[2]	1,10
Na I	3,42(8)	3,71(4)	6,53	6,48	6,28
Mg I	6,30(8)	6,37(5)	7,59	7,66	7,60
Al I	4,56(2)	4,66(2)	6,48	6,37	6,40
Si I	7,07(7)	7,13(5)	7,52	7,62	7,65
Si II	7,36(2)	—	—	—	—
S I	—	6,93:(6)	—	6,94:	7,21
Ca I	3,48(28)	3,81(26)	6,25	6,30	6,36
Sc I	0,74(2)	—	3,13	2,97	3,05
Sc II	3,13(15)	2,97(6)	—	—	—
Ti I	2,94(43)	2,94(19)	5,03	4,83	4,86
Ti II	5,01(21)	4,75(6)	—	—	—
V I	2,40(23)	2,53(7)	4,27	4,28	4,04
Cr I	3,86(28)	3,96(21)	5,51	5,56	5,61
Cr II	5,43(16)	5,35(6)	—	—	—
Mn I	4,16(27)	4,07(29)	5,47	5,36	5,35
Fe I	6,43(265)	6,41(139)	7,43	7,37	7,45
Fe II	7,40(33)	7,32(21)	—	—	—
Co I	3,99(9)	4,11(2)	4,77	4,93	4,70
Ni I	5,29(42)	5,24(25)	5,92	5,91	6,08
Cu I	3,45(3)	3,43(1)	4,11	4,12	4,16
Zn I	4,13(3)	4,04(2)	4,24	4,23	4,42
Sr II	—	3,00(2)	—	3,00	2,90
Y I	-0,20(1)	—	1,89	1,71	2,18
Y II	1,89(6)	1,71(2)	—	—	—
Zr I	0,96(2)	1,40(2)	2,93	2,93	2,96
Zr II	2,92(7)	2,85(1)	—	—	—
Ba II	1,96(4)	2,09(4)	1,96	2,10	2,09
La II	1,34(7)	1,60(3)	1,34	1,60	1,33
Ce II	1,80(12)	1,97(2)	1,80	1,97	1,59
Pr II	0,99(2)	—	0,99	—	0,83
Nd II	1,46(5)	1,71(2)	1,46	1,71	1,26
Sm II	0,86(1)	—	0,86	—	1,06
Eu II	0,97(3)	1,14(3)	0,97	1,14	0,70

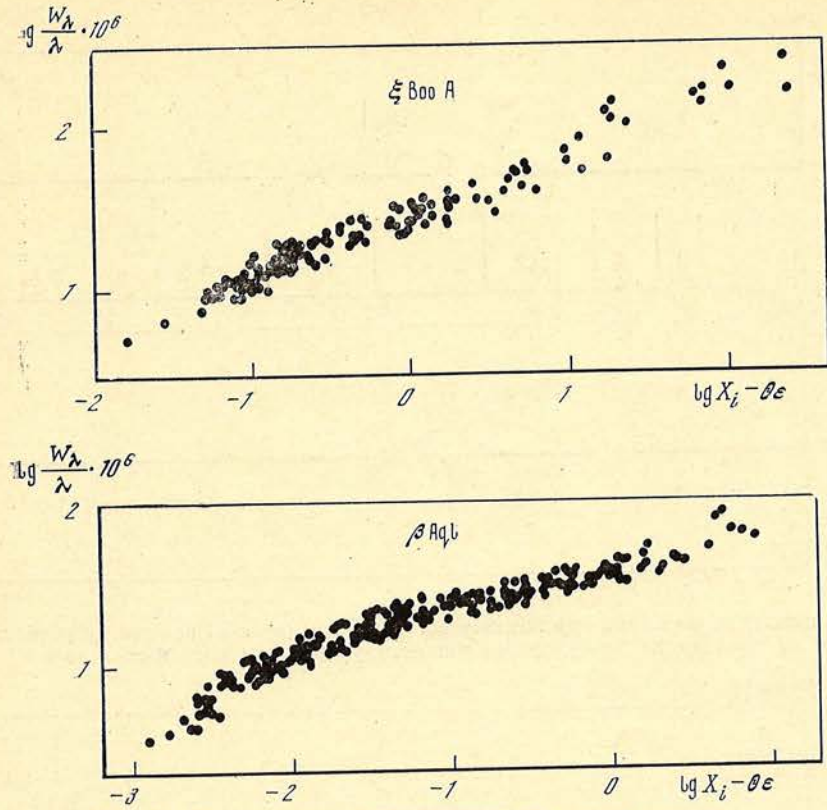


Рис. 2. Кривые роста, построенные по линиям железа

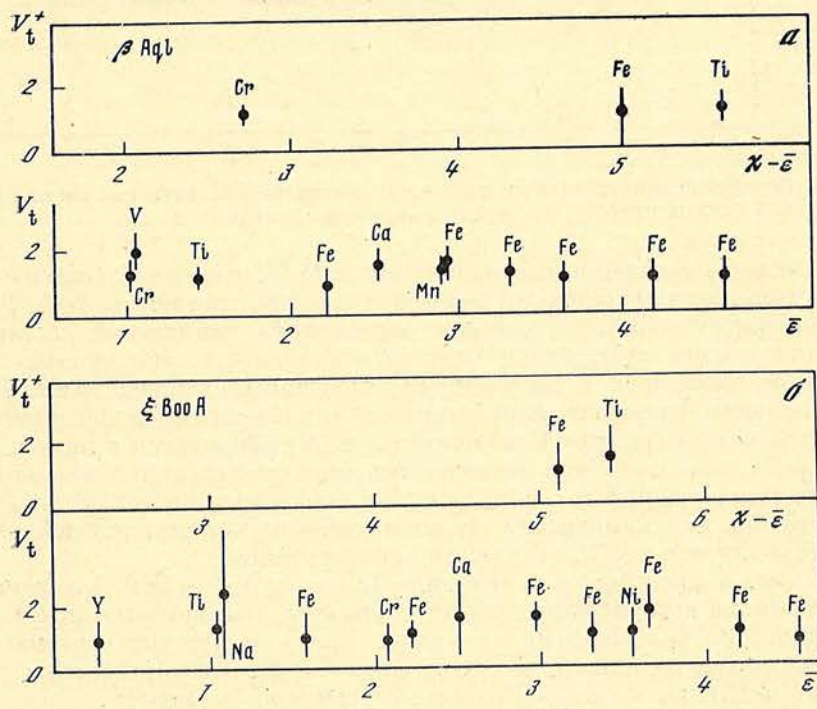


Рис. 3. Зависимость турбулентных скоростей от среднего потенциала возбуждения нижнего уровня линий элементов, наблюдающихся в неионизованном состоянии ( $V_t$ ), или от  $\chi - \bar{\epsilon}$  в случае линий элементов, наблюдающихся в ионизованном состоянии ( $V_t^+$ ), для звезд  $\beta$  Aql (a) и  $\xi$  Boo A (б)

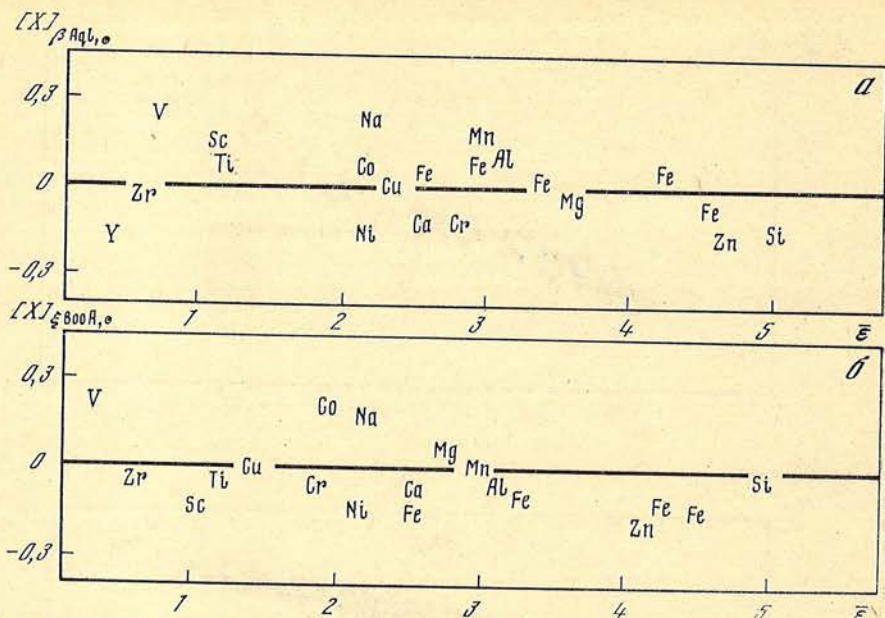


Рис. 4. Зависимость аномалий химического состава  $\beta$  Aql (а) и  $\xi$  Boo A (б) [X] относительно Солнца от потенциала возбуждения нижнего уровня наблюдаемых линий

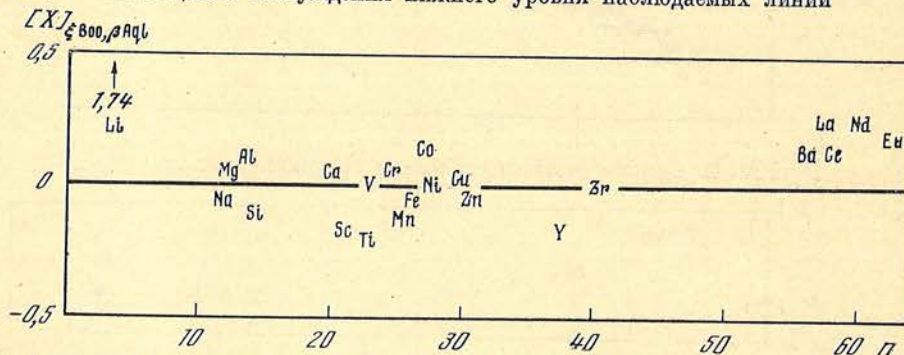


Рис. 5. Сравнение относительного химического состава [X] литиевой звезды  $\xi$  Boo A и нормальной звезды класса G  $\beta$  Aql ( $n$  — атомный номер)

В табл. 4 приведены содержания ионов  $\lg N$ , линии которых мы исследовали в атмосферах звезд  $\beta$  Aql и  $\xi$  Boo A (второй, третий столбец). В скобках указано число линий, по которым определялся химический состав. Чтобы получить полное содержание какого-либо элемента, мы учитывали число атомов, находящихся в состояниях, недоступных наблюдениям. Для этой цели мы воспользовались формулой Саха и найденными величинами  $\Theta$  и  $P_e$ . Окончательные содержания элементов  $\lg \epsilon(N)$  приводятся в четвертом и пятом столбцах табл. 4. Если наблюдались линии нейтральных атомов и ионов, то было взято среднее значение  $\lg \epsilon(N)$ , взвешенное по числу линий. В шестом столбце дан химический состав атмосферы Солнца, взятый из тех же источников, что и в [13], откуда эти значения взяты.

На рис. 4 представлена величина  $[X] = \lg N_{\odot} - \lg N_{зв}$  в зависимости от потенциала возбуждения для тех элементов, для которых содержание определялось по большему числу линий. Ввиду отсутствия систематического хода мы можем надеяться, что возможные ошибки в определении температуры не повлияют на относительные содержания элементов.

На рис. 5 представлено сравнение химического содержания атмосферы звезды сравнения  $\beta$  Aql и литиевой звезды  $\xi$  Boo A. Кроме избытка лития, который был найден Хербигом [14],  $\xi$  Boo A, по-видимому, имеет также избыток содержания редких земель, хотя ошибка определения содержания равна обнаруженному избытку. Чтобы выяснить, является ли этот избыток реальным, необходимо провести исследования более точным методом.



В заключение мы приносим глубокую благодарность И. С. Саванову за помощь в наблюдениях и предоставленную возможность пользоваться результатами по исследованию и редукции сил осцилляторов.

Декабрь 1979 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Боярчук М. Е.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 55, с. 127.
2. Herbig G. H.— *Astrophys. J.*, 1965, 141, p. 588.
3. Moore Ch. E. Revised multiplet table.— *Contrib. Princeton Univ. Observ.*, 1945, N 20.
4. Moore Ch. E., Minnaert M. G. J., Houtgast J.— *The Solar Spectrum 2935 Å to 8770 Å*. N. B. S. Monograph., 1966, N 61.
5. Wrubel M.— *Astrophys. J.*, 1949, 109, p. 66.
6. Bode G. Die kontinuierliche Absorption von Sternatmosphären in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Elementhäufigkeiten.— *Inst. Theoret. Phys. und Sternwarte Univ. Kiel*, 1965.
7. Vitenze E.— *Ztschr. Astroph.*, 1951, 28, S. 81.
8. Cayrel R., Jugaku J.— *Ann. Astrophys.*, 1963, 26, p. 495.
9. Аллен К. У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977. 272 с.
10. Aller M. F., Everett C. H. M.— *Astrophys. J.*, 1972, 172, p. 447.
11. Glebocki R.— *Acta Astronomica*, 1972, 22, p. 141.
12. Bajcar R.— *Contr. Astron. obs., Scalo Pleso*, 1969, 4, p. 63.
13. Боярчук А. А., Боярчук М. Е.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1981, 63, с. 66.
14. Herbig G. H., Wolff R. J.— *Ann. Astrophys.*, 1966, 29, p. 593.

УДК 523.941

### ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВРЕМЕННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ЛИНИИ $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$ (Cr I) В СПЕКТРЕ Ap-ЗВЕЗДЫ $\alpha^2 \text{ CVn}$

В. М. Кувшинов, С. И. Плачинда

С использованием фотоэлектрического сканера-магнитографа 2,6-м рефлектора КАО [5] получены контуры линии  $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$  (Cr I) для типичной Ap-звезды  $\alpha^2 \text{ CVn}$  для различных фаз периода осевого вращения и сверхгиганта  $\gamma \text{ Cyg}$  в качестве звезды сравнения. Спектральное разрешение составляет  $\Delta\lambda \approx 0,1 \text{ \AA}$ , а реальная ошибка одного измерения интенсивности в контуре линии  $\sigma_m = 2,5 \div 3,5\%$ .

Анализ наблюдательного материала показал как эффективность метода при получении точных контуров линий для ярких звезд около  $3^m$ , так и подтвердил результаты Пайпер [2] о концентрации хрома в четырех пятнах на поверхности звезды. Получены указания на возможную спектральную переменность звезды с характерным временем  $\Delta T$  порядка нескольких часов, не связанную с вращением звезды.

PHOTOELECTRIC STUDIES ON THE TIME VARIATIONS IN  $\lambda 4254.35 \text{ \AA}$  (Cr I) LINE IN THE SPECTRUM OF Ap-STAR  $\alpha^2 \text{ CVn}$ , by V. M. Kuvshinov and S. I. Plachinda.— The profiles of  $\lambda 4254.35 \text{ \AA}$  (Cr I) line of the typical Ap-star, as well as of the supergiant  $\gamma \text{ Cyg}$  taken as a comparison star were obtained using the photoelectric scanner of the 2.6-m reflector at the Crimean astrophysical observatory. Spectral resolution is  $0.1 \text{ \AA}$  and the real error of one measurement of intensity in the line profile is 2.5—3.5%.

The analysis of the observational data show the effectiveness of the described method while obtaining precise profiles of bright stars with approximately  $3^m$ , and confirms the results obtained by Pypier [2] on the distribution of Cr over four spots on the stellar surface. Some evidences for the possible spectral variation of the star with characteristic time in an order of several hours, being not correlated with star rotation have been obtained.

Одной из важных задач физики пекулярных Ap-звезд является вопрос о распределении на поверхности звезды химических элементов, содержание которых аномально. Разработанные к настоящему времени методы расчета распределения этих элементов основаны либо на анализе эквивалентных

ширин линий [1, 2], либо на анализе наблюдаемых профилей линий [3, 4]. В последнем случае корректность решения задачи зависит от точности используемых контуров линий, которая в случае фотографического метода не превышает, как правило,  $\pm 5\%$ . Более высокая точность контуров при сравнимом с фотографическим методом спектральном разрешении достигается при фотоэлектрической регистрации спектра.

Целью нашего исследования была разработка методики получения фотоэлектрических контуров линий с использованием двухканального сканера-магнитографа и анализа их точности. В качестве тестовых объектов были выбраны типичная Ар-звезда  $\alpha^2$  CVn и сверхгигант  $\gamma$  Cyg.

### 1. Аппаратура и методика наблюдений

Фотоэлектрические контуры для Ар-звезды  $\alpha^2$  CVn и сверхгиганта  $\gamma$  Cyg были получены на сканере-магнитографе 2,6-м рефлектора КАО [5]. Как отмечено в [5], интенсивность в спектре звезды измеряется в единицах  $I_\lambda/I_0 = (N_1 + N_2)/N_3$ , где  $(N_1 + N_2)$  — отсчет канала спектра, а  $N_3$  — отсчет канала сравнения, собирающего световой поток  $I_0$  с участка  $\Delta\lambda = 16 \text{ \AA}$ , находящегося на расстоянии приблизительно в  $300 \text{ \AA}$  от входной щели фотометра (фотоумножителя) канала спектра.

В целях уменьшения влияния дифференциальной атмосферной экстинкции и ошибок гидирования, сказывающихся при наличии атмосферной дисперсии в изображении звезды, конструкция фотометра канала сравнения была изменена. С помощью двух световолоконных жгутов, каждый из которых с одного конца развернут в виде прямоугольника размером  $2,5 \times 20 \text{ мм}$ , световой поток забирается рядом с входной щелью сканирующего фотометра с синей и красной стороны спектра. Другие концы световодов сведены в общий жгут, который в виде квадрата  $10 \times 10 \text{ мм}$  приклеен к катоду ФЭУ ЕМ1 6256 В. Так что в конечном итоге на катод ФЭУ проектируются четыре параллельных спектра. Плоскость прямоугольных концов световодов расположена вблизи фокуса камеры без использования линз Фабри.

Поскольку прямоугольные концы световодов оказались с дефектами, часть их пришлось закрыть. Поэтому длина спектрального участка, попадающего на световоды, составляет  $15 \text{ \AA}$  для световода с синей стороны спектра и  $27 \text{ \AA}$  — с красной. Расстояние между световодами может изменяться с помощью специального механизма, так же как и расстояние каждого световода от входной щели фотометра канала спектра. Например, при выполнении настоящей работы расстояние между центрами световодов составляло около  $103 \text{ \AA}$ , расстояние от щели фотометра до центра синего световода  $45 \text{ \AA}$  и до центра красного световода соответственно  $58 \text{ \AA}$ <sup>1</sup>.

Далее, конструкция световодов выполнена так, что при сканировании спектральной области, соответствующей расстоянию между оправами световодов ( $44 \text{ \AA}$  в нашем случае), последние остаются неподвижными. Это обеспечивает использование одного и того же спектрального участка в канале сравнения при регистрации контура линии.

Реальную фотометрическую точность, реализуемую с описываемым сканером-магнитографом, иллюстрируют рис. 1, а и 2, а, где приведены записи потоков  $I_\lambda/I_0$  в районе  $4254,35 \text{ \AA}$  для звезд  $\gamma$  Cyg и  $\alpha$  Lyr при неподвижном сканере. В случае  $\gamma$  Cyg среднеквадратическая ошибка интенсивности  $I_\lambda/I_0$  в данной точке контура  $\sigma_s$ , вычисленная на основе статистики фотонов, при времени накопления сигнала  $T_{\text{инт}} = 64^s$  составляет  $\pm 1,66\%$ , в то время как ошибка  $\sigma_m$ , вычисленная по внутренней сходимости величины  $I_\lambda/I_0$ , составляет  $\pm 2,43\%$ , т. е. отношение  $\sigma_m/\sigma_s = 1,46$ . В случае  $\alpha$  Lyr при времени накопления сигнала  $16^s$   $\sigma_s = \pm 1,12\%$ , а  $\sigma_m = \pm 1,83\%$ , т. е. отношение  $\sigma_m/\sigma_s = 1,63$ . Превышение приблизительно в 1,5 раза реальной ошибки измерений  $\sigma_m$  ошибки  $\sigma_s$ , вычисленной на основе статистики фотонов, есть, вероятно, эффект влияния атмосферной нестабильности изображений, качества гидирования звезды, а также индивидуальных свойств ФЭУ — их неидеальность.

<sup>1</sup> Эти размеры определялись чисто техническими соображениями.

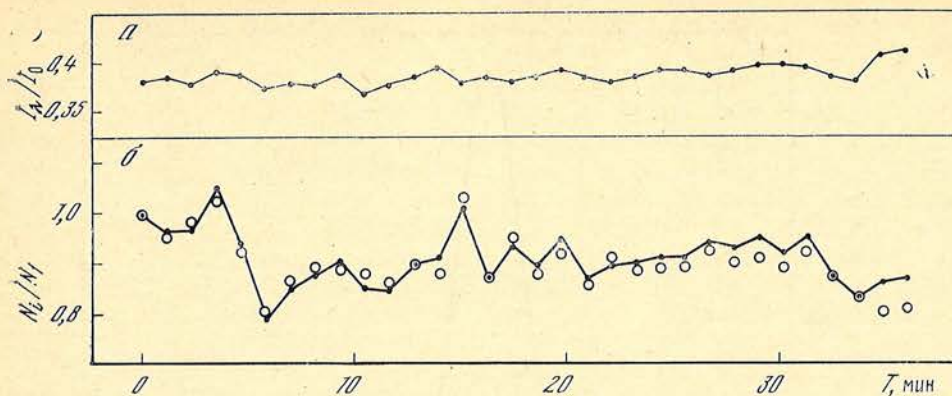


Рис. 1. Изменение со временем интенсивности  $I_{\lambda}/I_0$  в крыле линии  $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$  при неподвижном сканере (а) и нормированных потоков (б) в канале спектра (точки) и канале сравнения (кружки) для звезды  $\gamma \text{ Cyg}$

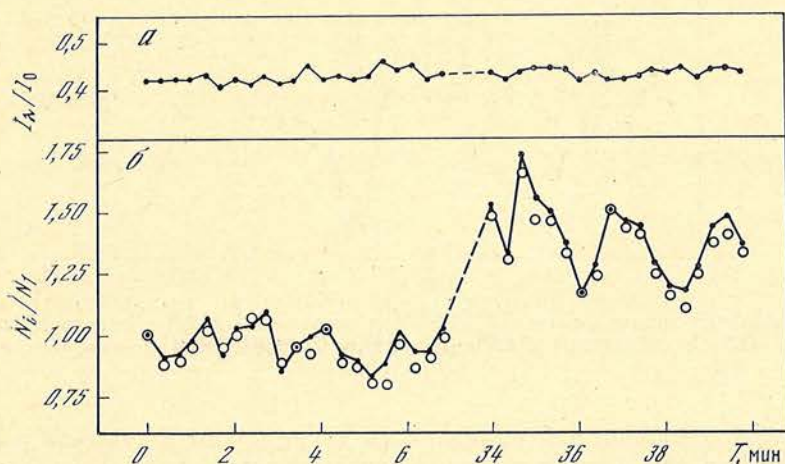


Рис. 2. То же для звезды  $\alpha \text{ Lyr}$

Рис. 1, б и 2, б, где приведены нормированные к первому отсчету ( $N_1 + N_2$ ) и ( $N_3$ ) значения потоков в обоих каналах, характеризуют синхронность их работы. Так, коэффициент корреляции равен 0,93 в случае  $\gamma \text{ Cyg}$  и 0,96 в случае  $\alpha \text{ Lyr}$ . Это свидетельствует о хорошей компенсации всех атмосферных эффектов, связанных с колебаниями прозрачности, дифференциальной экстинкцией и атмосферной дисперсией, что позволяет проводить регистрацию контуров линий с хорошей точностью в 2—3%.

Привязка контуров по длинам волн осуществлялась путем регистрации в спектре лампы с полым катодом (ЛПК) соответствующих линий. Например, при записи контуров линии  $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$  в спектре ЛПК записывалась либо эта же линия, либо линия  $\lambda 4258,32 \text{ \AA}$  (Fe I). Однако при использовании в качестве репера линии ЛПК  $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$  сканирование осуществляется в два приема: сначала записывается линия ЛПК, затем сканер возвращается в исходное положение, и после этого производится сканирование линии в спектре звезды. С целью исключения слоев в системе управления шаговым двигателем (ШД) возврат осуществляется к одному из двух конечных микровыключателей, ограничивающих область сканирования при данном положении дифракционной решетки. Как показали исследования, точность  $\sigma_{\lambda}$  привязки по длинам волн в этом случае составляет  $\pm 0,016 \text{ \AA}$ , или  $\pm 1,1 \text{ км/с}$ . Относительная же точность привязки внутри регистрируемой спектральной области определяется точностью фиксации ротора ШД и величиной люфтов и составляет около  $\pm 0,0027 \text{ \AA}$ , или  $\pm 0,19 \text{ км/с}$  [5].

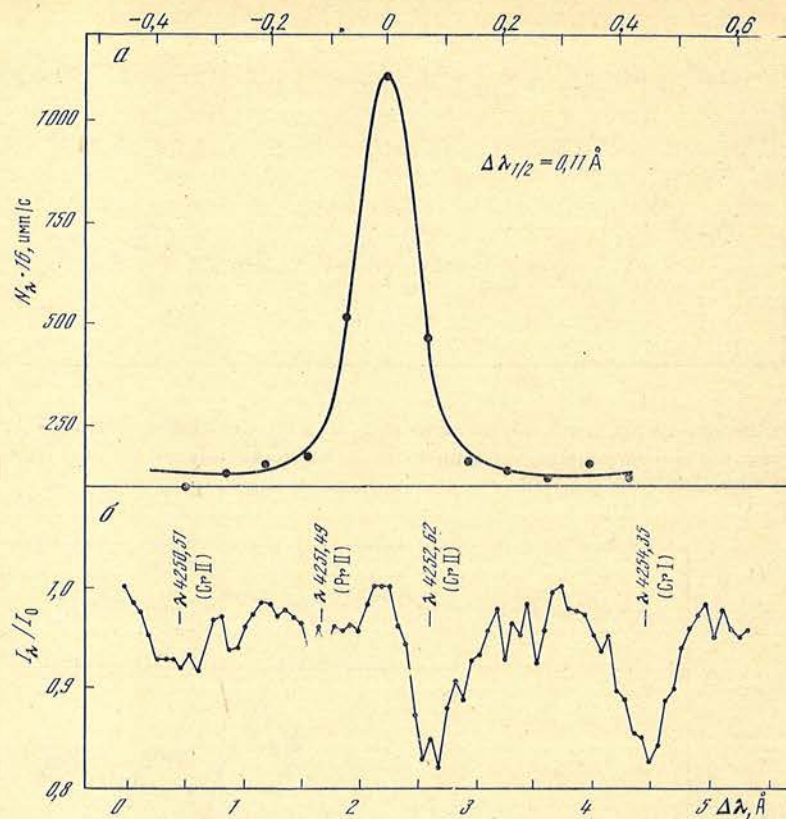


Рис. 3. Типичная запись линии  $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$  в спектре ЛПК (а) и спектральной области в районе  $\lambda 4254 \text{ \AA}$  для звезды  $\alpha^2 \text{ CVn}$  (б). J. D. = 2443681,359

При использовании для привязки по длине волны в качестве репера линии  $\lambda 4258,32 \text{ \AA}$  (Fe I) сканирование осуществляется в один прием, и точности абсолютной и относительной привязки в этом случае будут совпадать и равны  $\pm 0,0027 \text{ \AA}$ , или  $\pm 0,19 \text{ км/с}$ .

Важным моментом в процедуре записи контуров линий является правильный выбор входных щелей спектрографа и фотометра сканера и шага сканирования. С одной стороны, эти параметры определяются заданным спектральным разрешением, а с другой, они должны быть оптимальными с точки зрения требуемой фотометрической точности и времени регистрации. Выбрав разрешение  $\Delta\lambda \sim 0,1 \text{ \AA}$  для звезды  $\alpha^2 \text{ CVn}$ , где средняя полуширина контуров  $\Delta\lambda_{1/2}$  составляет согласно Бэбкоку [6] около  $0,36 \text{ \AA}$ , можно получить следующие параметры сканирования: входная щель спектрографа  $\Delta S_0 = 0,260 \text{ мм}$ , что при отношении фокусных расстояний коллиматора и камеры  $f_{\text{кол}}/f_{\text{рам}} = 3,364$  соответствует  $\Delta S_0' = 0,077 \text{ мм}$ , входная щель фотометра сканера  $\Delta S_1 = 0,08 \text{ мм}$ , и шаг сканирования  $H = 0,043 \text{ мм}$ .

При подобных параметрах сканирования для записи контура линии с прилегающими участками непрерывного спектра необходимо сделать 40—50 шагов, а для достижения статистической точности  $\sigma_{\text{ст}}$  около 1% для звезды  $3^m$  необходимо время накопления сигнала в одной точке порядка  $1^m$ , т. е. с учетом временных затрат на вывод информации (параллельно цифропечать и перфолента) общее время регистрации спектрального участка в  $2,8$ — $3,4 \text{ \AA}$  составляет около  $45$ — $60^m$ .

На рис. 3, а показан пример типичной записи линии  $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$  (Cr I) в спектре ЛПК, используемой в качестве репера для абсолютной привязки по длинам волн. Полная полуширина линии  $\Delta\lambda_{1/2} = 0,1 \text{ \AA}$  определяет фактическое спектральное разрешение. Рис. 3, б иллюстрирует типичную запись области линии  $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$  в спектре  $\alpha^2 \text{ CVn}$ .

## 2. Результаты наблюдений и их анализ

Прежде чем переходить к результатам наблюдений и их анализу, необходимо отметить, что Ар-звезда  $\alpha^2$  CVn была выбрана для данной задачи, поскольку является одной из наиболее изученных магнитных звезд, т. е. она может быть использована как своего рода тест для предлагаемой методики получения контуров и их анализа.

Наиболее полно пекулярные особенности  $\alpha^2$  CVn исследованы Пайпер [2], рассмотревшей поведение с периодом вращения лучевых скоростей и эквивалентных ширин линий пекулярных элементов. Согласно ее результатам все пекулярные элементы на звезде соответственно поведению их спектральных линий можно разделить на три группы. Первую группу образуют редкоземельные элементы Eu, Gd и Dy, которые расположены на поверхности в виде двух пятен с условной долготой 0 и  $250^\circ$  и широтой  $-25$  и  $+30^\circ$ .

Во вторую группу входят элементы железного пика Ti, V, Cr, Mn и Fe, показывающие концентрацию в четырех пятнах с долготой 65, 155, 205 и  $290^\circ$  и широтой  $+15$ ,  $-25$ ,  $-20$  и  $+5^\circ$  соответственно.

Третья группа включает Si, Ca и Mg, распределение которых на звезде также является неоднородным, но более детальная конкретизация затруднительна.

Перейдем теперь к полученным нами результатам. В период с января по август 1978 г. получено 23 записи спектральной области  $\Delta\lambda$  от 1,5 до 5,3 Å, содержащей линию  $\lambda 4254,35$  Å (Cr I). В табл. 1 приведены юлианская дата наблюдения, фаза  $\phi$  согласно эфемериде [7]

$$J. D. (Eu II \max) = 2419\ 869,720 + 5,46939 E, \quad (1)$$

интенсивности компонентов линии (V — синий, C — центральный, R — красный компонент) и лучевая скорость  $V_r^*$  компонентов относительно Солнца <sup>1</sup>.

Ошибка регистрации относительного светового потока на уровне непрерывного спектра, выполненной на основе статистики фотонов, как правило, составляла  $\sigma_{ст} \sim \pm 1\%$ . Однако в целях определения реальной ошибки измерений в ряде сканов была проведена регистрация интенсивности при неподвижном фотометре.

В следующих колонках приведены уровень интенсивности  $I_\lambda/I_0$ , количество точек  $n$  и среднеквадратическая ошибка одного измерения для этих сканов. Как видно из таблицы, величина ошибки колеблется от  $\pm 2,5$  до  $\pm 3,4\%$ . С учетом наблюдаемых глубин линии  $\lambda 4254,35$  Å эти ошибки практически будут соответствовать точности регистрации контуров. Кстати сказать, эти ошибки включают и возможную спектральную переменность звезды с характерным временем порядка нескольких часов, о чем будет сказано ниже. На рис. 4 представлены сглаженные на ЭВМ контуры линии  $\lambda 4254,35$  Å.

В целях контроля наблюдательных данных для  $\alpha^2$  CVn в те же ночи проводилась запись спектральной области  $\lambda 4254,35$  Å у сверхгиганта  $\gamma$  Sgr. Условия записи контуров были идентичными для обеих звезд. Всего было получено 26 контуров линии. В табл. 2 приведены данные по  $\gamma$  Sgr: юлианская дата, фаза согласно (1), центральная глубина  $I_c$ , лучевая скорость <sup>2</sup> и полуширина линии  $\Delta\lambda_{1/2}$ , а на рис. 5 представлены сами контуры линии.

Здесь необходимо сделать несколько замечаний об определении лучевых скоростей. Как уже было сказано выше, привязка по длинам волн осуществлялась путем регистрации в спектре ЛПК линий  $\lambda 4254,35$  Å или  $\lambda 4258,32$  Å. После учета соответствующих поправок за вращение Земли средняя лучевая скорость  $\gamma$  Sgr  $\bar{V}_r^*$ , приведенная к Солнцу, оказалась равной  $-2,00 \pm 0,36$  км/с, в то время как согласно каталогу Вилсона [8] она должна составлять  $-7,5$  км/с. Таким образом, между скоростью, найденной нами и приведенной в каталоге Вилсона, имеется систематическое раз-

<sup>1</sup> Лучевая скорость определялась для ядра компонентов.

<sup>2</sup> Лучевая скорость определялась для ядра линии.

Таблица 1

J.D.	Фаза	$I_{\lambda}/I_0$			$V_r^*$ , км/с			$I_{\lambda}/I_0$	n	$\sigma I_{\lambda}$ , %	Примечание
		V	C	R	V	C	R				
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
2443	0,87	0,93	—	0,78	-11,42	—	15,04				Блендирование линии
529,568	0,04	—	0,85	—	—	2,98	—				Блендирование линии
530,524	0,05	0,93	0,87	0,90	-16,47	-0,15	15,09				
530,578	0,32	0,89	—	0,80	-16,33	—	7,56				
537,525	0,61	—	0,84	—	—	7,13	—				
659,424	0,62	—	0,83	—	—	-0,03	—				
659,488	0,62	—	0,87	—	—	12,62	—				
681,359	0,18	—	0,89	—	—	6,89	—				Сильное блендирование линии
683,323	0,99	0,94	—	—	-9,18	—	—				
683,412	0,16	0,95	—	0,83	-18,12	—	1,33				
684,314	0,35	—	0,81	—	—	5,01	—	0,87	12	$\pm 2,53$	
685,334	0,36	—	0,83	—	—	9,51	—				
685,401	0,52	0,90	0,86	—	-21,32	7,85	—	0,86	15	$\pm 2,60$	Сильное блендирование линии
686,309	0,53	—	0,85	—	—	5,18	—				
686,358	0,54	—	0,87	—	—	3,73	—				
686,403	0,70	—	0,81	—	—	2,68	—				
687,284	0,72	—	0,80	—	—	5,93	—				
687,372	0,55	0,87	—	0,93	-2,13	—	22,83		9	$\pm 2,65$	
708,335	0,73	—	0,81	—	—	6,02	—		34	$\pm 3,15$	
709,329	0,11	—	0,78	—	—	-2,04	—		37	$\pm 2,60$	Блендирование линии
711,374	0,28	—	0,77	—	—	2,28	—				
712,344	0,39	—	0,77	—	—	6,11	—		11	$\pm 3,40$	Блендирование линии
740,273	0,42	—	0,84	—	—	-11,37	—				Сильное блендирование линии
744,271											

Таблица 2

J. D. 2443000+	Фаза	$I_c$	$V_r^*$ , км/с	$\Delta\lambda_{1/2}$ , Å	J. D. 2443000+	Фаза	$I_c$	$V_r^*$ , км/с	$\Delta\lambda_{1/2}$ , Å
681,488	0,64	0,23	-6,78	-0,49	707,484	0,40	0,24	-8,68	0,48
683,499	0,01	0,25	-8,88	0,50	708,457	0,58	0,24	-4,42	0,54
683,531	0,02	0,25	-9,99	0,52	708,530	0,59	0,25	-5,97	0,52
684,428	0,18	0,25	-6,26	0,53	709,465	0,76	0,26	-5,21	0,49
684,471	0,19	0,24	-6,98	0,50	709,519	0,77	0,25	-6,07	0,51
684,517	0,20	0,25	-6,06	0,50	711,506	0,13	0,23	-5,55	0,48
685,476	0,37	0,25	-6,36	0,48	712,454	0,30	0,22	-8,81	0,59
685,514	0,38	0,24	-7,57	0,52	739,417	0,23	0,22	-10,04	0,54
686,457	0,55	0,25	-5,62	0,50	739,480	0,25	0,22	-9,75	0,50
686,498	0,56	0,26	-8,01	0,49	740,438	0,42	0,27	-9,70	0,48
686,561	0,57	0,24	-7,14	0,52	741,367	0,59	0,25	-8,42	0,48
687,440	0,73	0,26	-6,32	0,50	741,440	0,60	0,21	-9,92	0,49
687,500	0,74	0,25	-7,39	0,48	744,463	0,16	0,25	-7,75	0,44
Среднее							$0,243 \pm$ $\pm 0,003$	$-7,44 \pm$ $\pm 0,33$	$0,503 \pm$ $\pm 0,006$

личие в 5,5 км/с. Одной из возможных причин этого факта может быть небольшая несоосность пучков от телескопа и ЛПК — достаточен угол в  $1''$ ,5.

Вследствие отмеченного различия в лучевые скорости как  $\alpha^2$  CVn, так и  $\gamma$  Sgr была введена поправка  $\Delta V_r = -5,5$  км/с, исправленные значения приведены в табл. 1 и 2. Как видно из табл. 2 и рис. 6, где показан ход с юлианской датой средних за ночь лучевых скоростей  $\langle V_r^* \rangle$  звезды, максимальная разность между индивидуальными значениями скорости  $\gamma$  Sgr для всего ряда составляет 4,85 км/с, в то время как различие между скоростями, найденными в одну ночь, лишь в одном случае составляет 2,4 км/с, а в среднем оно равно 1,0—1,5 км/с. Возможно, что причиной такого хода  $\langle V_r^* \rangle$  от ночи к ночи являются температурные изменения в спектрографе куде и самом телескопе.

Обратимся теперь к анализу контуров линий. Рис. 5 показывает, что в случае  $\gamma$  Sgr имеется хорошее согласие как контуров, записанных в одну ночь, так и контуров, полученных в разные ночи. Это доказывает, в частности, и сравнение центральных остаточных интенсивностей при среднем значении  $(I_c/I_0) = 0,243 \pm 0,003$ , по всему ряду максимальное различие глубин в течение ночи и от ночи к ночи составляет 0,04 и 0,05 соответственно.

Иная картина имеет место для  $\alpha^2$  CVn. Во-первых, как видно из рис. 4, контур имеет часто сложный характер (см., например,  $\varphi = 0,04; 0,05; 0,11$  и др.); во-вторых, наблюдается изменение формы контура, его полуширины и глубины от фазы к фазе и, в-третьих, контуры даже в близких фазах, когда они получены в течение одной ночи, могут также иметь неодинаковую форму (см., например,  $\varphi = 0,04 \div 0,05; 0,52 \div 0,53 \div 0,54; 0,98 \div 0,99$ ). Последнее обстоятельство, по-видимому, свидетельствует о наличии спектральной переменности, не связанной с вращением звезды. Дело в том, что изменению фазы  $\Delta\varphi$  на 0,01 соответствует изменение площади видимой полусферы звезды на 1%, и только лишь при изменении концентраций элемента на этой площади приблизительно в 100 раз можно получить такой же эффект, как и от всей видимой полусферы.

Сложный характер контура обусловлен как появлением бленд, не относящихся к линии  $\lambda 4254,35$  Å, поскольку они лежат за пределами допустимой вращением звезды  $V \sin i = 22,8$  км/с области<sup>1</sup>, так и компонентов, находящихся внутри этой области и принадлежащих, вероятно, самой линии  $\lambda 4254,35$  Å. В тех случаях, где это было возможно, для этих компонентов были

<sup>1</sup> Вертикальные линии на рис. 4.

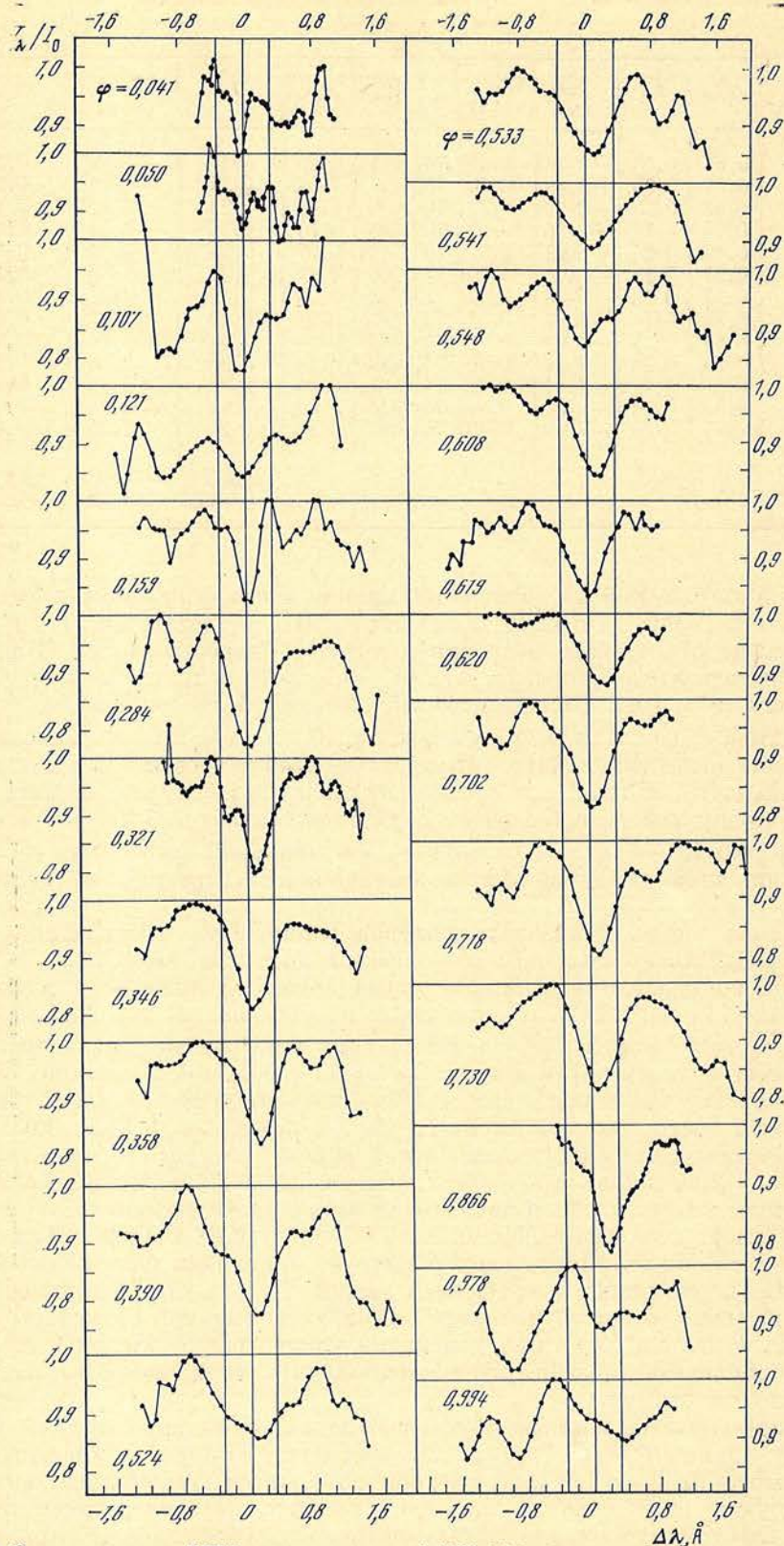


Рис. 4. Сглаженные на ЭВМ контуры линии  $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$  (Sr I) для звезды  $\alpha^2 \text{ CVn}$  в зависимости от фазы периода вращения

Рис. 5. Контуры линии  $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$  (Sr I) без сглаживания на ЭВМ для сверхгиганта  $\gamma \text{ Cyg}$

Фаза вычислена согласно эфемериде для звезды  $\alpha^2 \text{ CVn}$

→



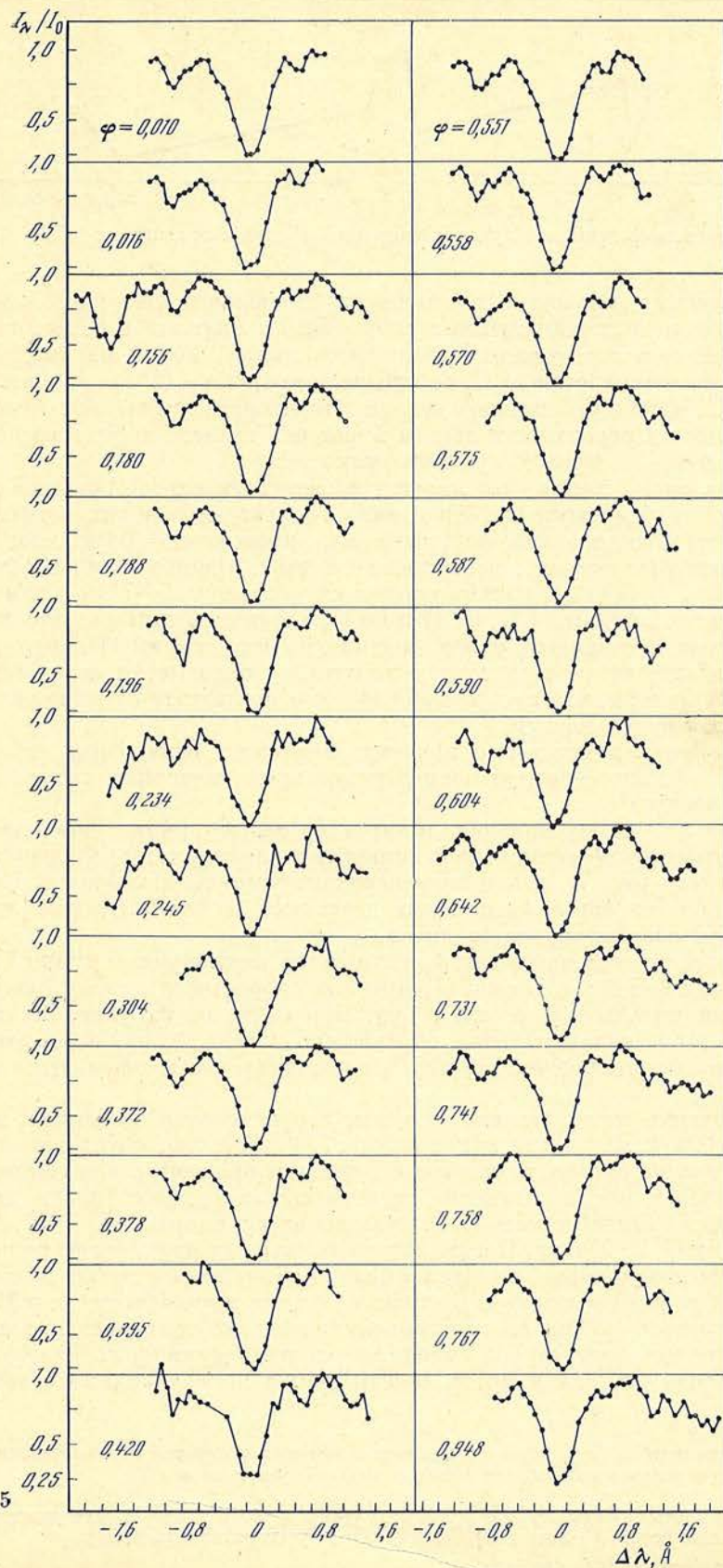


Рис. 5

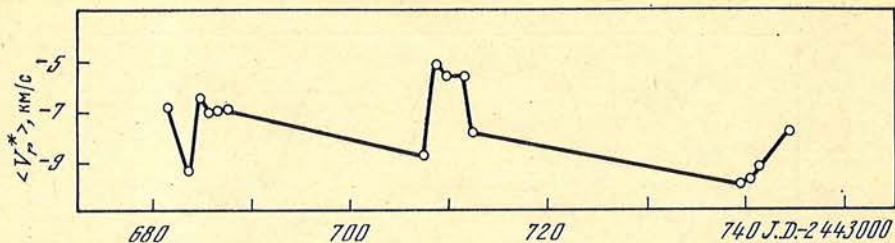


Рис. 6. Изменение со временем лучевых скоростей  $V_r$  для сверхгиганта  $\gamma$  Cyg

найлены лучевая скорость и остаточная интенсивность. На рис. 7 показан ход с периодом вращения лучевых скоростей ( $a$ , кружки) и остаточных интенсивностей соответствующих компонентов линии. Точки на рис. 7,  $a$  — средние лучевые скорости  $\alpha^2$  CVn, измеренные Пайпер [2] по линиям Ti II, Cr II и Fe II. Как было отмечено в начале данного раздела, эти элементы сконцентрированы на поверхности звезды в четырех пятнах, каждое из которых дает свою ветвь на кривой лучевых скоростей.

Итак, из рис. 7 видно, что имеется удовлетворительное согласие между скоростями, полученными Пайпер и нами. Только лишь в тех случаях, где линия сильно блендирована, как, например, в фазах  $\phi = 0,04; 0,05; 0,12$  и  $0,52$ , имеется расхождение, достигающее 6 км/с. Однако здесь необходимо заметить, что, во-первых, расхождение в скоростях до 5—7 км/с для одних и тех же фаз по линиям Ti II, Cr II и Fe II, которые использовались для построения модели, является обычным согласно измерениям Пайпер, и, во-вторых, согласно ее же результатам линии Cr I показывают столь большой разброс в скоростях, что автор вынужден был отказаться от их использования для построения модели.

Таким образом, поведение лучевых скоростей, измеренных по линии Cr I  $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$ , подтверждает концентрацию хрома в четырех пятнах на поверхности звезды.

К такому же выводу приводит и характер переменности с периодом вращения остаточных интенсивностей компонентов линии, которые образуют четыре ветви (см. рис. 7), как и эквивалентные ширины измеренных Пайпер. Максимальной глубины компоненты достигают в фазы нулевой лучевой скорости для соответствующего пятна.

Реальность приведенных здесь результатов подтверждает и рис. 8, где показан ход с фазой  $\phi$  согласно (1) лучевых скоростей и остаточных интенсивностей линии  $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$  для  $\gamma$  Cyg. Как видно из рисунка, нет каких-либо систематических изменений ни лучевых скоростей, ни интенсивностей линии, и амплитуда значений  $V_r^*$  и  $I_c/I_0$  в несколько раз меньше, чем в случае  $\alpha^2$  CVn.

В заключение этого раздела отметим, что некоторая дисперсия наблюдаемых глубин компонентов линии на рис. 7,  $b$ , вероятно, обусловлена переменностью линий разных элементов с периодом вращения. Как было отмечено в разделе 1, канал сравнения сканера-магнитографа собирает световой поток с участка длиной около  $40 \text{ \AA}$ , куда попадают линии Cr I, Cr II, Mn II, Fe I, Fe II, Sr II, Zr II и др. Поскольку эти элементы распределены на поверхности звезды неодинаково, эквивалентные ширины линий имеют различную зависимость от фазы вращения. Воспользовавшись результатами Г. и М. Бербидж [9], которые подробно исследовали поведение эквивалентных ширин линий различных элементов с фазой, мы оценили суммарный вклад линий атомов и ионов Cr, Mn и др. в спектральную полосу канала сравнения.

Рис. 7. Зависимость от фазы периода вращения лучевых скоростей ( $a$ ) и остаточных интенсивностей ( $b$ ) компонентов линии  $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$  (Cr I) у звезды  $\alpha^2$  CVn

Рис. 8. Зависимость от фазы периода вращения лучевых скоростей ( $a$ ) и центральных остаточных интенсивностей ( $b$ ) линии  $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$  (Cr I) у сверхгиганта  $\gamma$  Cyg

Фаза вычислена согласно эфемериде для  $\alpha^2$  CVn

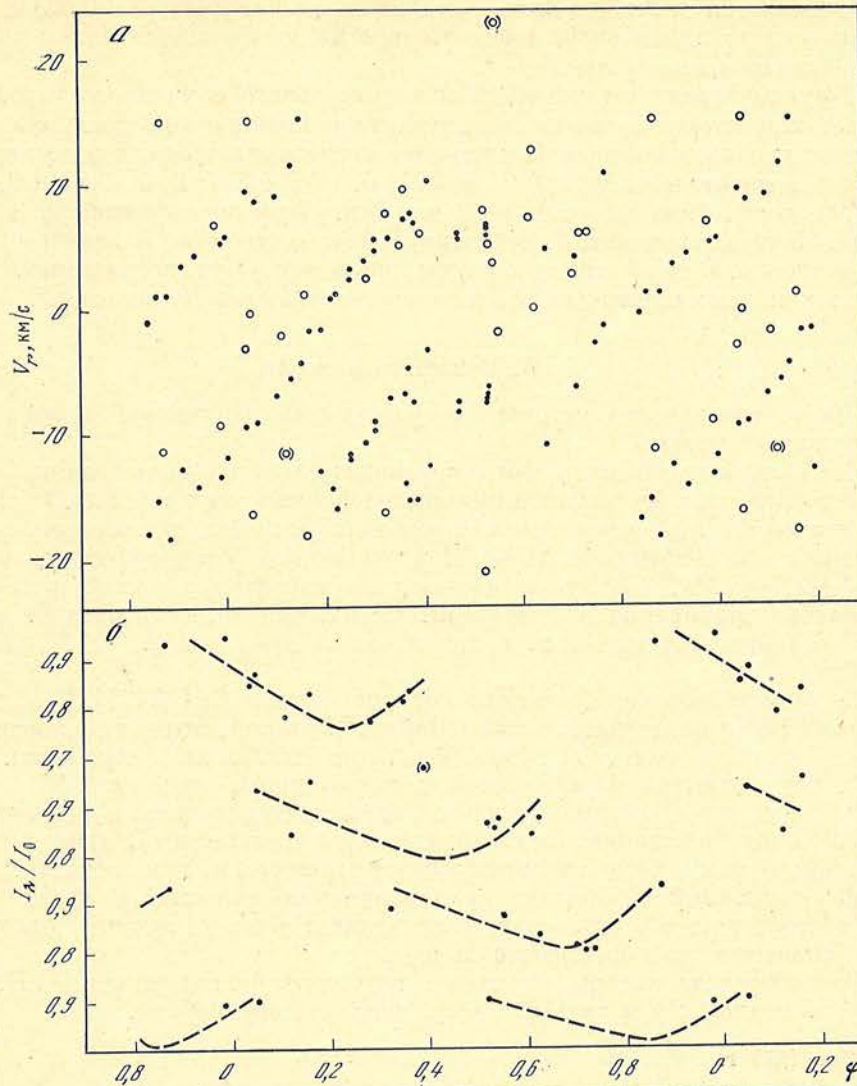


Рис. 7

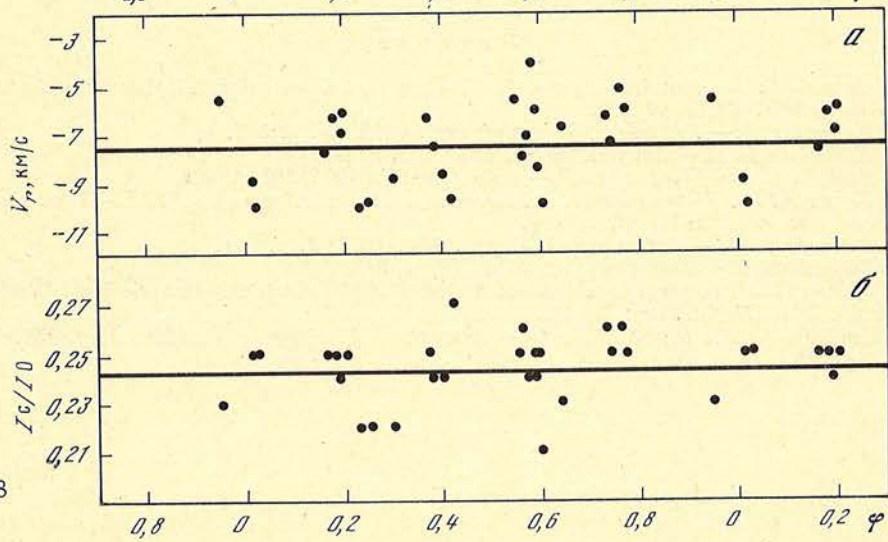


Рис. 8

Он изменяется от 2,8% в фазе  $\varphi = 0,23$  до 5,8% в фазе  $\varphi = 0,06$ , т. е. изменение вклада линий в 3% действительно может быть источником дисперсии глубин компонентов линии.

Другим вероятным источником значительного случайного разброса лучевых скоростей и глубин компонентов линии является спектральная переменность с характерным временем порядка нескольких часов. В этом отношении весьма показательны фазы 0,04 и 0,05; 0,107 и 0,121; 0,52, 0,53 и 0,54; 0,98 и 0,99, когда было получено по 2 или 3 контура последовательно в течение ночи. Как видно из рис. 4, несмотря на общее сходство, различие их весьма существенно. В то же время контуры линии для  $\gamma$  Cyg, полученные в течение ночи, как упоминалось выше, хорошо согласуются между собой.

### 3. Основные выводы

На основе анализа методики и результатов наблюдений можно сделать следующие выводы.

1. Предлагаемый нами фотоэлектрический метод регистрации контуров линий является эффективным при исследовании ярких звезд до  $3^m$ , поскольку позволяет при допустимых временных затратах реализовать хорошее спектральное разрешение  $\Delta\lambda \sim 0,1 \text{ \AA}$  и высокую фотометрическую точность  $\sigma \sim \pm 2,5-3,5\%$ . Последнее достигнуто благодаря хорошей компенсации эффектов гидирования и атмосферы. Метод, однако, не позволяет выявить спектральную переменность с характерным временем  $\Delta T < 1^h$  для звезд слабее  $3^m$ .

2. Анализ фотоэлектрических контуров линии Cr I  $\lambda 4254,35 \text{ \AA}$  для Ар-звезды  $\alpha^2$  CVn подтвердил выводы Пайпер [2] о концентрации элементов железного пика, в частности хрома, в четырех пятнах на поверхности.

3. Спектральная переменность с характерным временем  $\Delta T$  порядка нескольких часов, которая является вероятным источником различия контуров линии, записанных последовательно в течение ночи, приводит к значительному замыванию «истинной» формы контура и, как следствие, увеличивает случайный разброс на кривой лучевых скоростей и глубин линий. Это обстоятельство в свою очередь затрудняет решение задачи о распределении элементов на поверхности звезды.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А. Б. Северному за поддержку и полезное обсуждение данной работы.

Декабрь 1979 г.

### Л и т е р а т у р а

1. Deutsch A. J.— In: IAU Symp. N 6/Ed. by B. Lehnert, North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1958, p. 209.
2. Pyper D. M.— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1969, 18, p. 347.
3. Khokhlova V. L.— Astron. Nachr., 1976, 257, S. 203.
4. Falk A. E. and Wehlau W. H.— Astrophys. J., 1974, 192, p. 409.
5. Букач А. Б., Границкий Л. В., Комиссаров В. Н., Кувшинов В. М.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 57, с. 209.
6. Babcock H. W.— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1958, 3, p. 141.
7. Farnsworth G.— Astrophys. J., 1932, 76, p. 313.
8. Wilson R. E. General Catalogue of Stellar Radial Velocities. Carnegie inst. Washington, Publ. 601, Washington: D. C., 1953.
9. Burbidge G. R., Burbidge E. M.— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1955, 1, p. 431.

## О БЫСТРОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ СПЕКТРА МАГНИТНОЙ ЗВЕЗДЫ 53 Cam

Н. С. Полосухина, К. К. Чуваев, В. П. Маланушенко

Проведено предварительное исследование быстрой переменности спектра магнитной звезды 53 Cam (A2, 6<sup>m</sup>, 3). Период вращения  $P = 8^d,02$ , магнитное поле  $H_{\text{эф}} = \pm 5000$  Гс. На спектрограммах, полученных на 6-м телескопе в апреле 1977 г., были обнаружены значительные изменения в спектре этой звезды, особенно в линиях K Ca II, Sr II, Si II, Eu II. На основе спектрального материала 53 Cam (таблица), полученного с 2,6-м телескопом, была сделана попытка обнаружения переменности спектра звезды в течение ночи. Выделены наиболее переменные детали («активные»), соответствующие указанным выше линиям. Уровень быстрой переменности («активности»), по-видимому, меняется не только с фазой (в фазах кроссовера возможен более высокий уровень), но также от цикла к циклу. Из анализа данных об эквивалентных ширинах линии по наблюдениям 24/25.I 1978 г. K Ca II был найден период изменений  $P = 21^m,0$ .

ON THE RAPID VARIATIONS IN THE SPECTRUM OF MAGNETIC STAR 53 Cam, by N. S. Polosukhina, K. K. Chuvaev, V. P. Malanushenko.— The paper is dedicated to the preliminary results in the study of rapid variations in the spectrum of magnetic star 53 Cam (A2, 6<sup>m</sup>.3). Spectrograms obtained on 6-m telescope in April 1977 show strong peculiar changes in K Ca II, Sr II, Eu II and Si II lines. Using spectral data of 53 Cam (Table), obtained on 2.6-m telescope with grating spectrograph we have been making an attempt to trace the variations in the spectrum during one night. The most active variable details in the spectrum, frequencies, corresponding to the above mentioned lines have been isolated. The range of rapid variation or activity is obviously changing not only with the phase (in crossovers the range is high) but from cycle to cycle as well. The period of variations  $P = 21^m.0$  has been established, using the data analysis of the equivalent widths in K Ca II lines, observed in January 24—25. I 1978.

Изменения блеска и спектра магнитных звезд, связанные с их вращением вокруг своей оси или центра масс (в случае двойных систем), хорошо известны. Однако наблюдатели сталкиваются и с такими проявлениями переменности, когда характерное время изменений существенно меньше периода вращения звезды. Переменность такого типа будем называть быстрой. К настоящему времени выполнено значительное количество исследований, посвященных поискам быстрой переменности блеска магнитных звезд [1—9]. Сведений о быстрой переменности спектра значительно меньше [10—15]. Результаты указанных работ в значительной степени противоречивы, за исключением данных о звездах 21 Com и HD 224801, для которых согласие результатов, полученных разными авторами, хорошее [1, 16—18]. Критическое рассмотрение работ, посвященных поискам такого типа изменений в излучении магнитных звезд, показало, что разнородной в результатах обусловлен малочисленностью наблюдений (как правило, они не охватывают полного цикла вращения звезды), недостаточно высоким временным разрешением и различной точностью наблюдений.

Из сказанного следует, что всестороннее исследование быстрой переменности звезд является актуальной задачей, решение которой может дать важные сведения для понимания природы магнитно-переменных звезд.

Далее приводятся предварительные результаты поиска быстрой переменности спектра звезды 53 Cam.

53 Cam (A2p, Cr, Eu, Sr,  $m_V = 6^m,03$ ,  $P = 8^d,027$ ) — одна из типичных магнитных звезд, для которой получены довольно продолжительные ряды наблюдений магнитного поля [19—21], хорошо известны изменения блеска [17, 19, 20, 22—27] и имеются указания на очень сильные (в 3—4 раза) изменения эквивалентной ширины линии K Ca II [22].

Спектральные наблюдения звезды были начаты в КАО в 1975 г. на 2,6-м телескопе (ЭТШ) с помощью спектрографа, оснащенного ЭОПом (тип УМ-92).

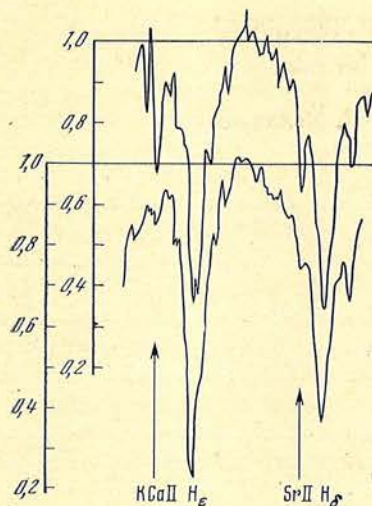


Рис. 1. Две последовательно полученные 16/17.I 1978 г. на ЗТШ спектрограммы, нормированные к континууму

Стрелками отмечены положения линий К Са II и Sr II  $\lambda 4077,7 \text{ \AA}$  (фаза 0,42)

от 3 до 10 мин. К сожалению, погодные условия не позволили провести хотя бы одну серию наблюдений в течение нескольких часов непрерывно. Тем не менее полученные спектрограммы показали очень сильную переменность от ночи к ночи линий Sr II, Eu II, Si II и особенно К Са II — вплоть до почти полного исчезновения ее 8/9.IV 1977 г. (рис. 2). Кроме того, на них видно изменение структуры в области линии К Са II от ночи к ночи, а возможно, и в течение ночи (рис. 3). Спектрограммы БТА были использованы также для отождествления деталей. Запись одной из них в одинаковом масштабе по  $\lambda$ , что и для спектров ЗТШ, приведена на рис. 4.

По причинам, указанным выше, мы начали обработку именно со спектрограмм области  $\lambda 3850\text{--}4420 \text{ \AA}$ . Сведения о наблюдательном материале, использованном для обработки, приведены в таблице.

Дата	Фаза	Продолжительность наблюдений $t$ , мин	Число спектров	Телескоп, дисперсия, $\text{\AA}/\text{мм}$
18/19. II 1975 г.	0,03	8	6	ЗТШ 47,4
20/21. XII 1975 г.	0,02	10	9	43,7
18/19. I 1976 г.	0,64	25	20	43,7
22/23. XI 1977 г.	0,60	11	13	49,7
23/24. XII 1977 г.	0,45	59	44	49,3
24/25. I 1978 г.	0,44	107	47	50,0
				БТА
05/06. IV 1977 г.	0,82	46	4	8,9
06/07. IV 1977 г.	0,94	68	5	8,9
08/09. IV 1977 г.	0,19	36	2	8,9

Цель изучения спектрограмм 53 Сам состояла в следующем: 1) выделение участков спектра, показывающих переменность в течение ночи; 2) оценка степени быстрой переменности в различные фазы периода вращения звезды; 3) выявление возможной периодичности изменения отдельных деталей спектра звезды; исследование изменений эквивалентной ширины линии К Са II в течение ночи, а также в различные фазы периода вращения звезды.

Наблюдения проводились в области  $\lambda 3850\text{--}6800 \text{ \AA}$ , при дисперсии  $44 \text{ \AA}/\text{мм}$  и ширине щели  $1'',5$ , спектральное разрешение  $\sim 3 \text{ \AA}$ . Время экспозиции колебалось в зависимости от области спектра и составляло от 30 с до 2 мин. Спектральный интервал на одном снимке не превышал  $600 \text{ \AA}$ . Всего было получено более 600 спектрограмм.

Предварительный просмотр наблюдательного материала показал, что наиболее определенные признаки изменений отдельных деталей спектра обнаруживаются в области  $\lambda 3850\text{--}4420 \text{ \AA}$ . На рис. 1 приведены две спектрограммы, полученные с интервалом  $\sim 2$  мин, на которых отчетливо видны изменения линий К Са II и Sr II  $\lambda 4077,7 \text{ \AA}$ .

Кроме спектрограмм ЗТШ, в нашем распоряжении было 11 спектрограмм, полученных на 6-м телескопе (БТА) в период с 5 по 9.IV 1977 г. без использования ЭОПа. Снимки в области от  $H_\delta$  до  $H_\gamma$  получены с дисперсией  $8,9 \text{ \AA}/\text{мм}$ , спектральным разрешением  $0,1 \text{ \AA}$  и временем экспозиций

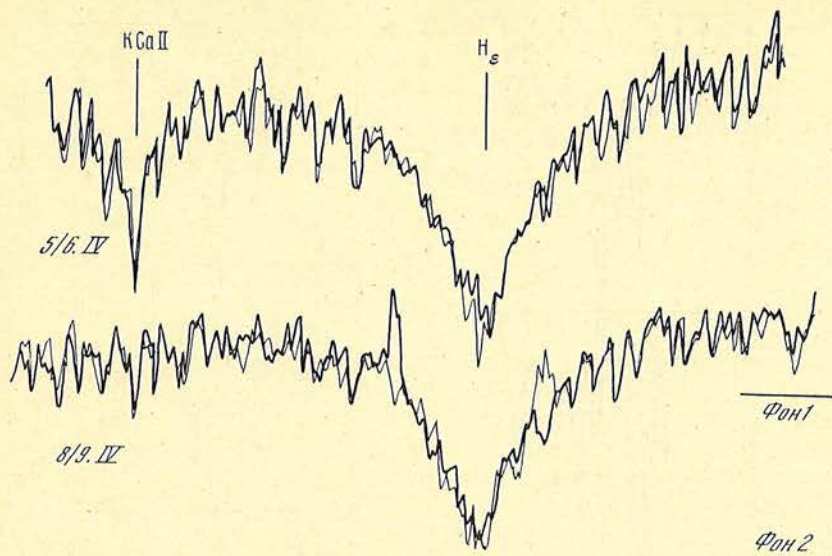


Рис. 2. Запись в почернениях спектрограмм БТА в области К Ca II и H $\epsilon$  линий 5/6 и 8/9.IV 1977 г.

Для каждой даты совмещены две регистрограммы; горизонтальные линии справа указывают уровень фона

Для решения поставленных задач использовалась следующая методика обработки наблюдательного материала. Сначала проводилась запись спектрограмм в почернениях на ленту. Измерения регистрограмм выполнялись вручную с помощью миллиметровой палетки с шагом 1 мм (1,5—2 Å на спектрограмме). В качестве опорной точки для совмещения регистрограмм при осреднении принимался центр тяжести линии H $\gamma$ . При этом совмещение ядер линий H $\delta$ , H $\epsilon$  и K Ca II на разных регистрограммах контролировалось и было не хуже 1 мм. Результаты измерений обрабатывались на ЭВМ ЕС-1020. Переведенные в интенсивности и нормированные к континууму спектры усреднялись, и вычислялась дисперсия одного измерения в каждой точке спектра  $\sigma_n^2$ . Выделение переменных участков или точек спектра («активных» точек) производилось путем сравнения дисперсий  $\sigma_n$  и  $\sigma_t$  по критерию Фишера [28]; здесь  $\sigma_t$  — ожидаемая дисперсия одного измерения. В предположении, что ошибки измерений обусловлены только шумами фотоэмульсии,  $\sigma_t$  определялась на основании зависимости между величинами квадратичных ошибок одного измерения и плотностями почернения, полученных из измерения калибровочных шкалок. «Активными» считались точки спектра, для которых  $\sigma_n^2$  было больше  $\sigma_t^2$  с достоверностью 99%.

Обсуждения влияния шумов ЭОПа, ошибок в проведении непрерывного спектра и неточного совмещения спектров по  $\lambda$  на величину наблюдаемой дисперсии приведено в Приложении.

Осредненные спектры для отдельных ночей, а также величины  $\sigma_n$  и  $\sigma_t$  для каждой точки осредненных спектров приводятся на рис. 5.

На основании проведенной обработки наблюдательного материала можно сделать следующие выводы:

1. Как видно из рис. 5, средние за ночь спектры в близких фазах периода (0,02 и 0<sup>P</sup>,03; 0,44 и 0<sup>P</sup>,45; 0,60 и 0<sup>P</sup>,64) хорошо согласуются между собой. Особо следует отметить ночи, соответствующие фазам 0<sup>P</sup>,44 и 0<sup>P</sup>,45, в которых получено самое большое число спектрограмм. Для них средние спектры по виду практически совпадают, что свидетельствует о том, что обработка не вносила в результаты систематических ошибок.

2. Наиболее «активными» оказались детали, соответствующие линиям K Ca II, Sr II, а также линиям водорода. Обращают на себя внимание случаи различного характера переменности у разных водородных линий. Аналогичный результат был получен ранее [9, 10, 15].

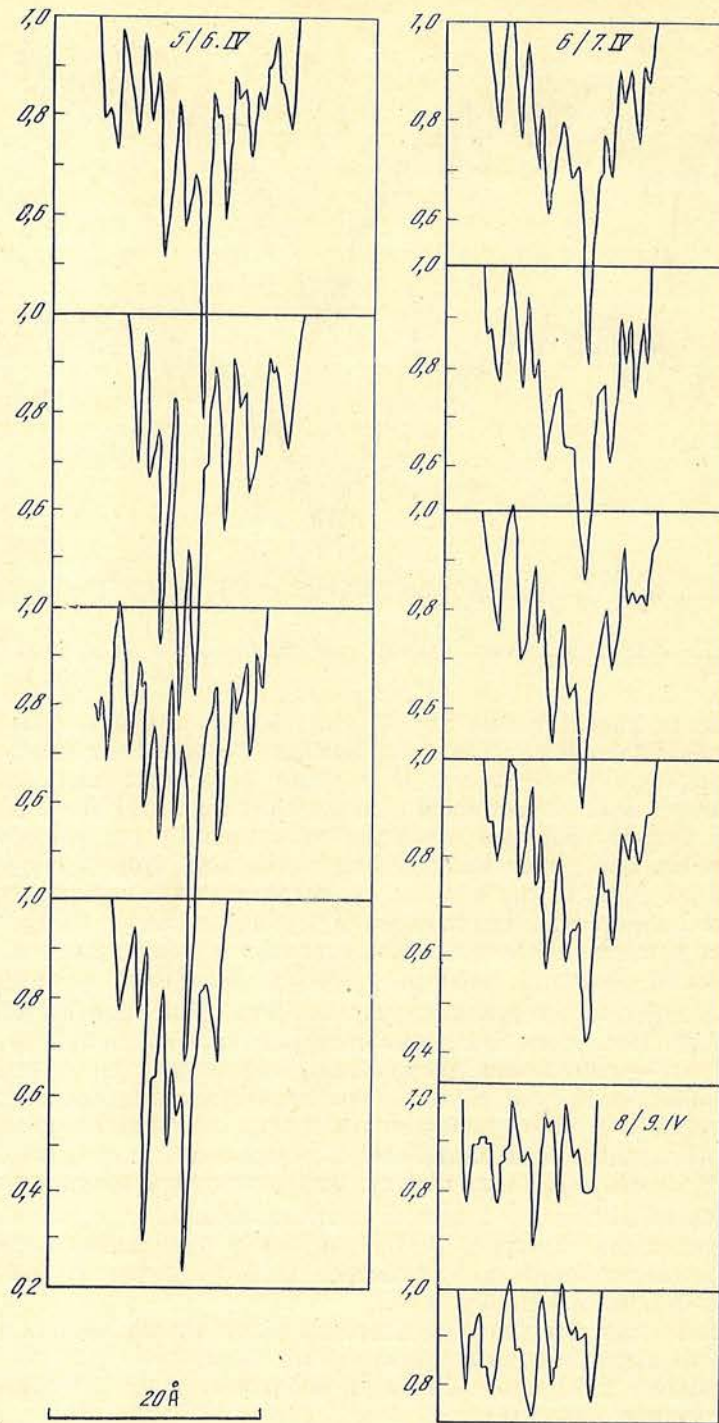


Рис. 3. Запись спектрограммы 53 Ca II БТА в интенсивностях в области линий К Ca II в апреле 1977 г.

3. Если найденные «активные» точки характеризуют реальную переменность интенсивности излучения в спектре, то целесообразно иметь численную характеристику степени «активности» звезды. За такую характеристику можно принять, например, величину  $\bar{\sigma}_0 = [1/N_0 \sum_1^{N_0} (\sigma_{H_i}^2 - \sigma_{T_i}^2)]^{1/2}$ , где  $N_0$  — число «активных» точек в рассматриваемом среднем спектре. Изменение параметра  $\bar{\sigma}_0$  с фазой периода вращения звезды показано на рис. 6. Конечно,



полученная зависимость степени переменности спектра от фазы является предварительной из-за ограниченности наблюдательного материала, используемого в данной работе. Тем не менее рис. 5 и 6 показывают, что в фазах кроссовера 0,02; 0,03; 0,60 и  $0^P,64$ , когда области экстремальных значений напряженности эффективного магнитного поля находятся на краях диска звезды, спектр имеет более высокий уровень быстрой переменности, чем в фазах 0,44 и  $0^P,45$ , когда магнитный полюс находится почти в центре видимой полусферы звезды.

4. Изменение сложной структуры бленды в области линии К Ca II по спектрограммам БТА (рис. 2 и 3), по-видимому, характерно для магнитных звезд и отмечалось ранее у 73 Dra [29].

5. Из анализа данных об эквивалентных ширинах линии К Ca II на 24/25.I 1978 г. на периодичность был найден период изменений  $P \approx 21$  мин с достоверностью 99%. Программа поиска периодичности составлена на основе метода Юркевича [30], а достоверность найденного периода оценивалась по методике, предложенной в [31]. Результаты приведены на рис. 7. Эквивалентные ширины других деталей спектра (Sr II, ядра линий водорода) также как будто показывают периодические изменения, но их анализ по всем датам наблюдений еще не закончен и будет опубликован позднее.

Приведенные выше результаты показывают, что спектральные исследования быстрой переменности с использованием ЭОПа и примененная методика обработки и анализа наблюдательного материала себя оправдали. Вместе с уже имеющимися в литературе данными эти результаты не оставляют сомнений в реальности быстрых спектральных изменений. Однако уже сейчас ясно, что это явление сложное и требует для изучения длительных рядов комплексных наблюдений.

Полученные здесь первые свидетельства быстрой переменности спектра 53 Cam являются началом большой кооперативной работы по исследованию быстрых спектральных изменений Ar-звезд.

Авторы искренне благодарны академику А. Б. Северному и члену-корреспонденту АН СССР А. А. Боярчуку за очень полезные обсуждения и ценные замечания к данной работе.

### Приложение

1. Вычисленная при усреднении спектров дисперсия  $\sigma_n^2$  (при отсутствии реальной переменности спектра звезды в данной точке) является суммой дисперсий, определяемых шумами фотоэмульсии  $\sigma_{эм}^2$ , шумами ЭОПа  $\sigma_{эоп}^2$  «шумами», возникающими из-за ошибок в проведении континуума  $\sigma_{cont}^2$  и «шумами», возникающими из-за неточного совмещения спектров по длинам волн  $\sigma_{см}^2$ . Очевидно, что

$$\sigma_n^2 = \sigma_{эм}^2 + \sigma_{эоп}^2 + \sigma_{cont}^2 + \sigma_{см}^2, \quad \text{а } \sigma_{эм}^2 = \sigma_T^2 < \sigma_n^2.$$

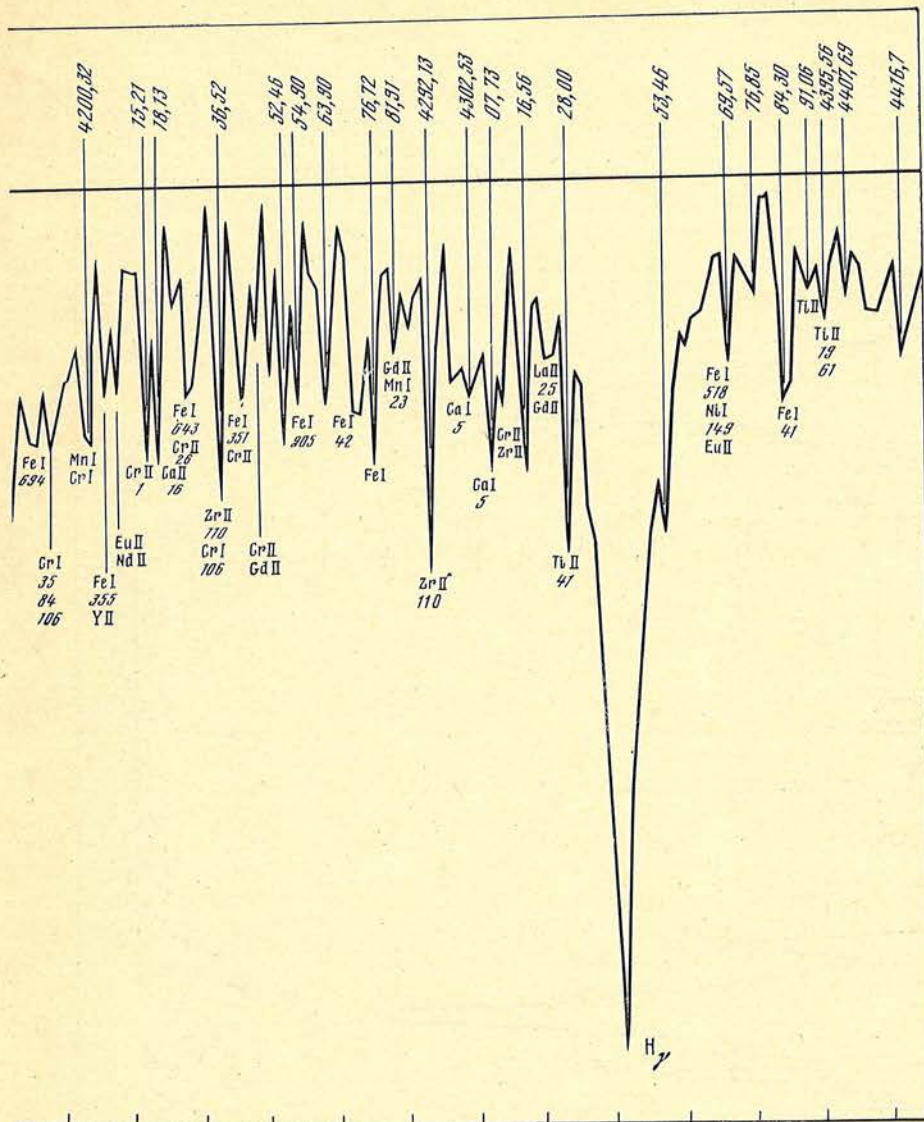
На дисперсограммах это неравенство выполняется не всегда (рис. 5). В некоторые ночи величины  $\sigma_T$  систематически несколько больше, чем  $\sigma_n$ . Это свидетельствует о том, что значения  $\sigma_T$  в эти ночи были завышены из-за неоднородностей на фотографиях фотометрических шкалок на величину, равную или, возможно, превышающую вклад остальных составляющих. Судя по наиболее уверенным оценкам  $\sigma_T$  (24/25.I 1978 г.) вклад  $\sigma_{эоп}$ ,  $\sigma_{cont}$ ,  $\sigma_{см}$  в наблюдаемую дисперсию  $\sigma_n$  действительно невелик. По этой причине в качестве ожидаемой дисперсии и были приняты величины  $\sigma_{эм} \equiv \sigma_T$ .

2. Специального рассмотрения требуют ошибки, вносимые неточным совмещением спектров по  $\lambda$ . Эти ошибки в общем случае могут привести к появлению ложных «активных» точек в глубоких линиях с большим градиентом интенсивностей.

Проведем численную оценку ошибки, возникающей из-за взаимного смещения спектров для водородных линий.

Рассмотрим наиболее неблагоприятный случай, когда  $N/2$  усредняемых спектров смещено относительно остальных  $N/2$  спектров на 1 мм. Для упро-





бок в совмещении спектров по  $\lambda$ , необходим сдвиг на 2—5 мм, в то время как при измерениях максимально возможным был сдвиг  $\sim 1$  мм.

Из приведенного анализа ошибок, которые не принимались во внимание при обработке, следует, что они не могут существенно изменить полученные результаты. Основным и наиболее существенным источником ошибок остаются шумы фотоэмульсии, влияние которых и рассмотрено.

Декабрь 1979 г.

Рис. 5. Результаты обработки спектров 53 Cam на ЭВМ

Вверху — средневзвешенный спектр звезды за ночь; внизу — дисперсограммы — зависимости дисперсий от  $\lambda$  ( $\sigma_T$  — сплошная линия,  $\sigma_H$  — точки, точками в кружках отмечены «активные» точки спектра). По оси абсцисс отложены номера  $n$  точек, в которых проводились измерения,  $N$  — число осредняемых спектров; а — 20/21.XII 1975 г.,  $\varphi = 0^P, 02$ ,  $N = 9$ ; б — 18/19.II 1975 г.,  $\varphi = 0^P, 03$ ;  $N = 6$ ; в — 24/25.I 1978 г.,  $\varphi = 0^P, 44$ ,  $N = 47$ ; г — 23/24.XII 1977 г.,  $\varphi = 0^P, 45$ ,  $N = 44$ ; д — 22/23.XI 1977 г.,  $\varphi = 0^P, 60$ ,  $N = 13$ ; е — 18/19.I 1976 г.,  $\varphi = 0^P, 64$ ,  $N = 20$

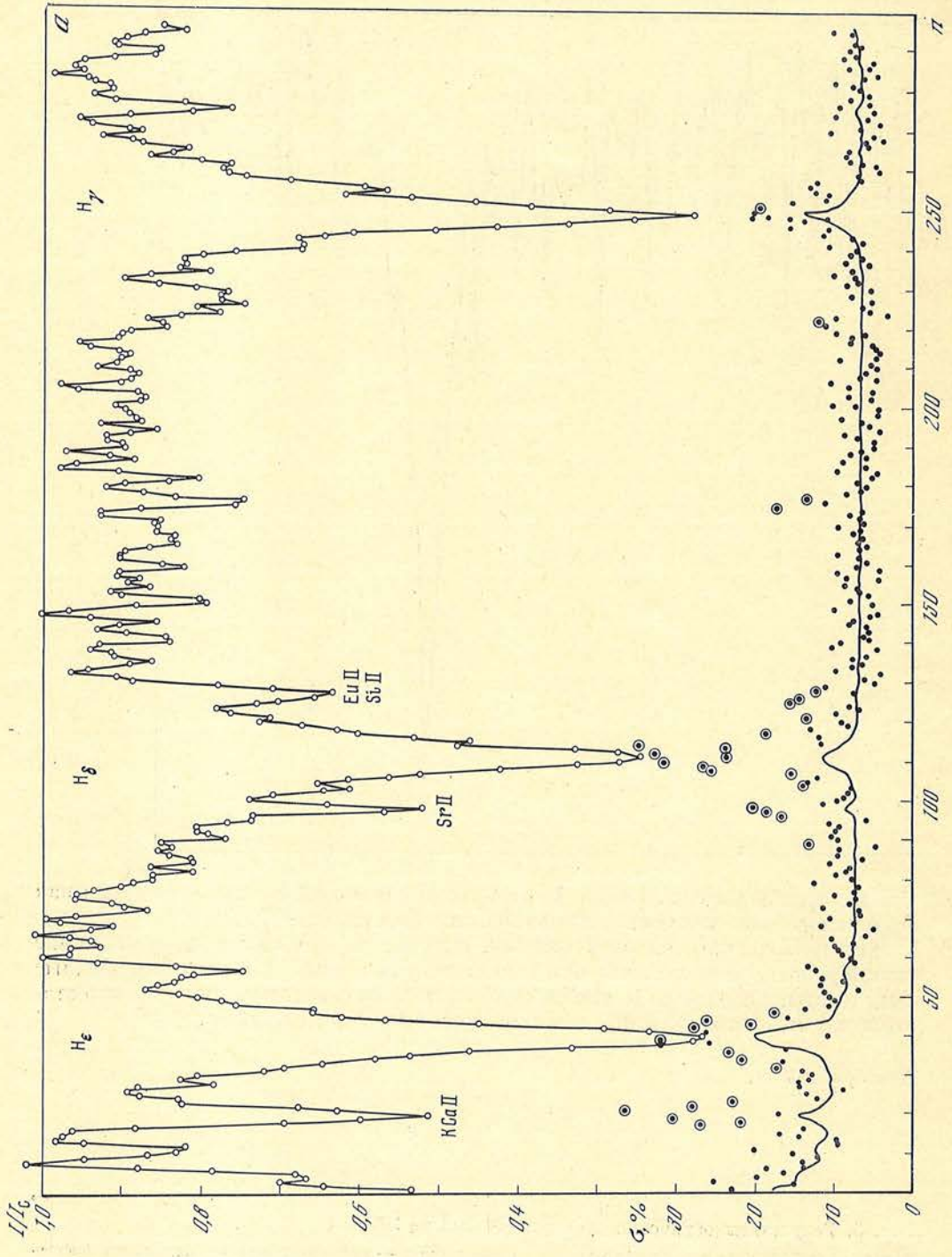
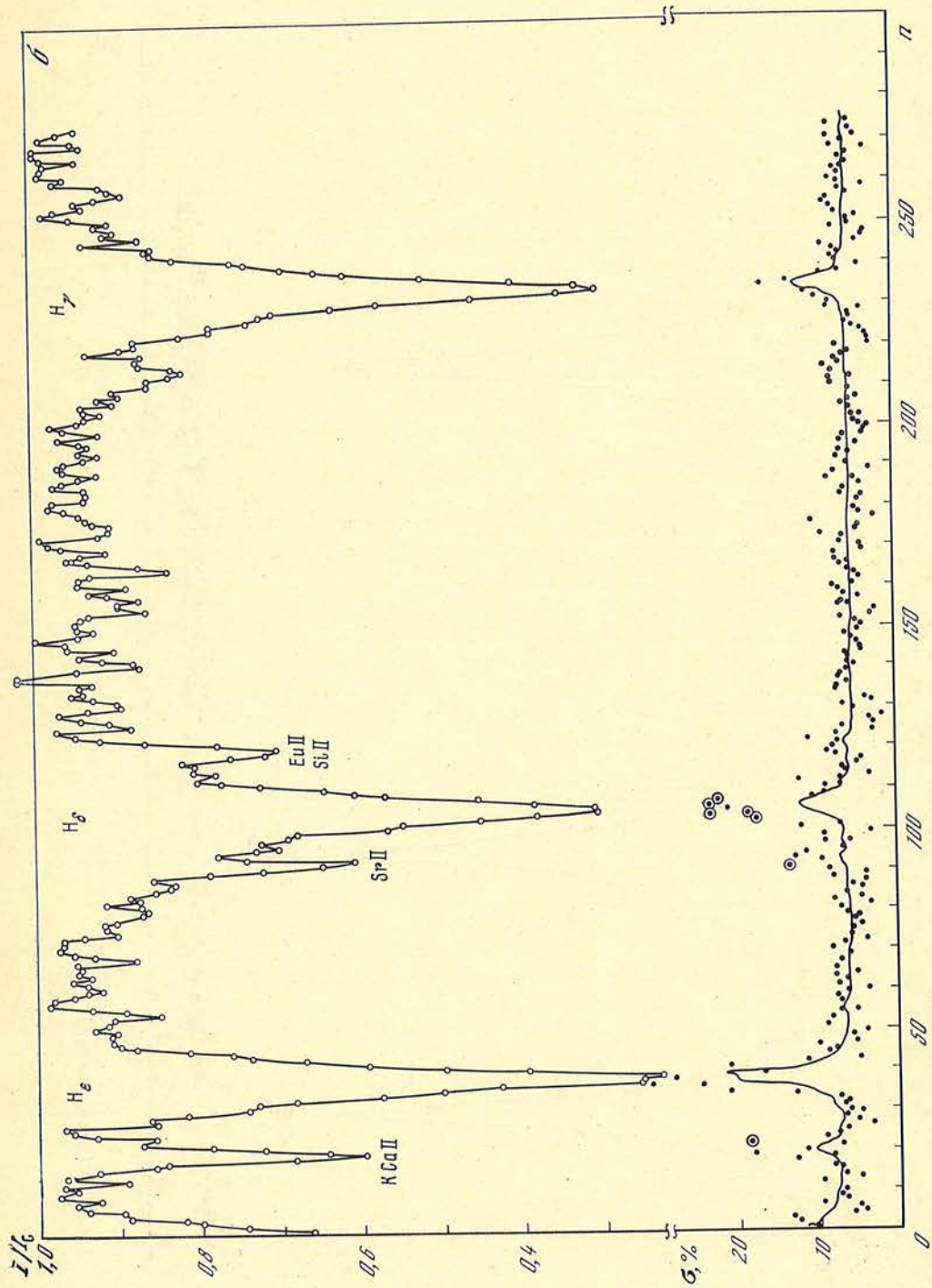


FIG. 5



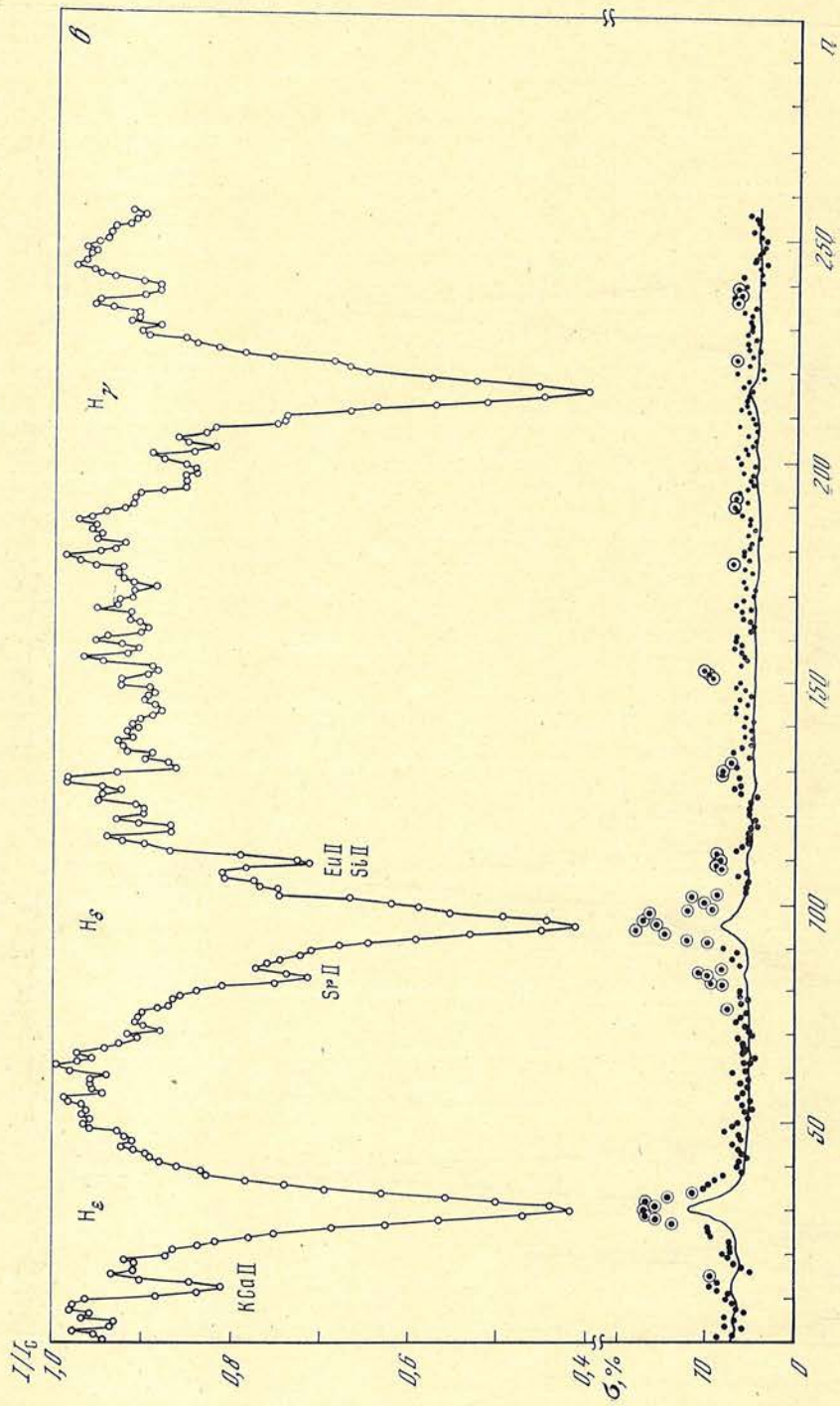
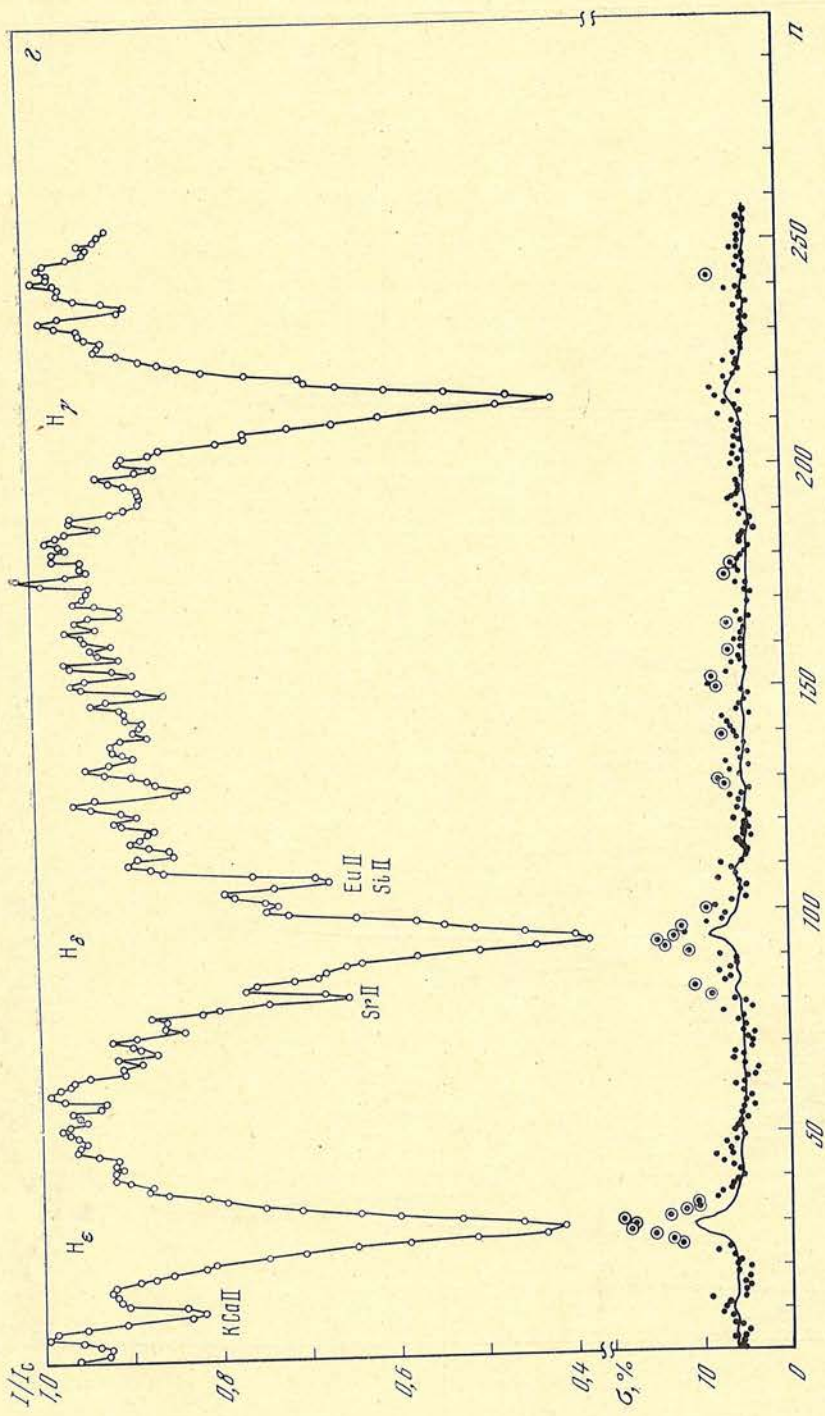


Рис. 5 (продолжение)



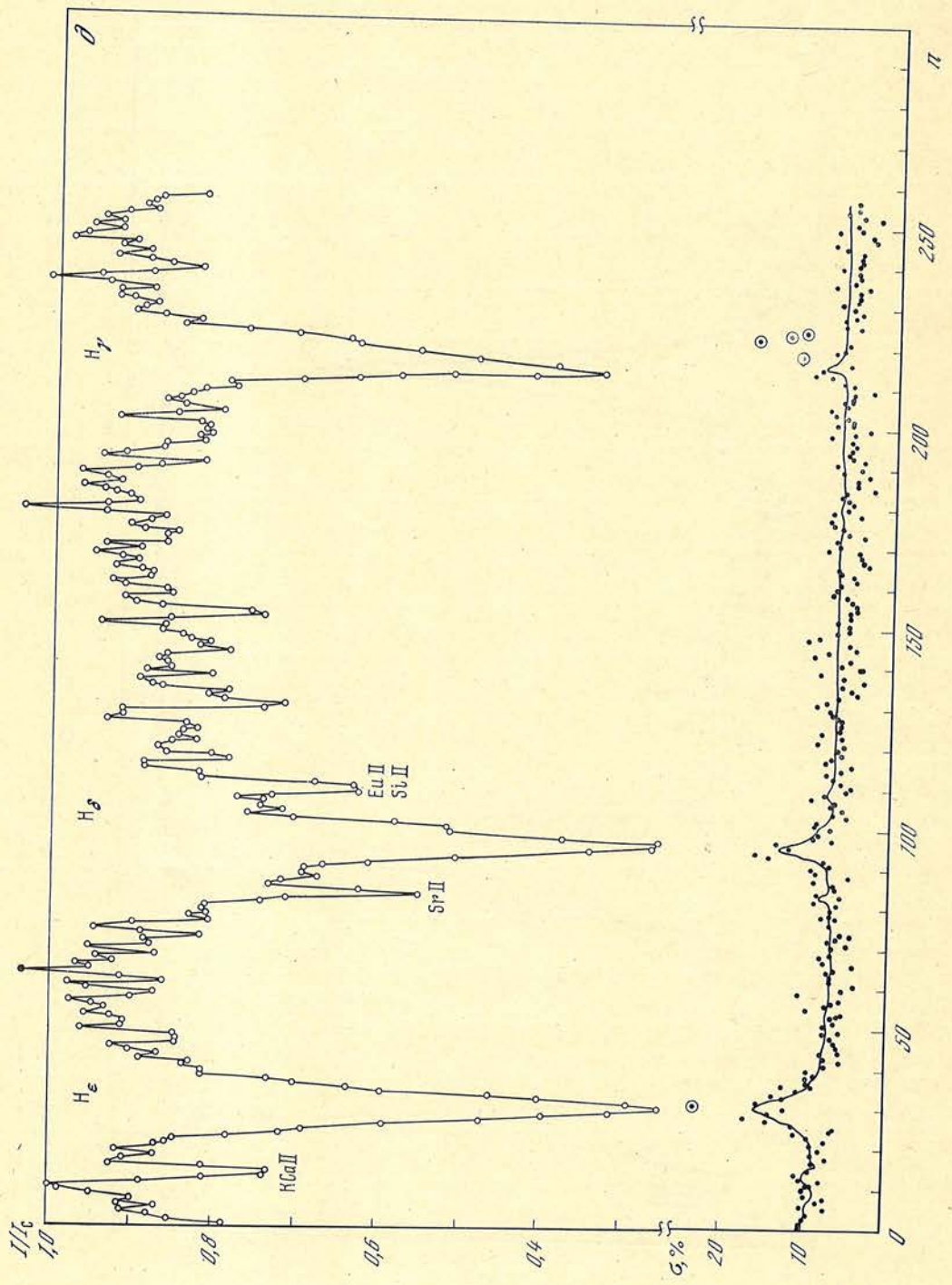
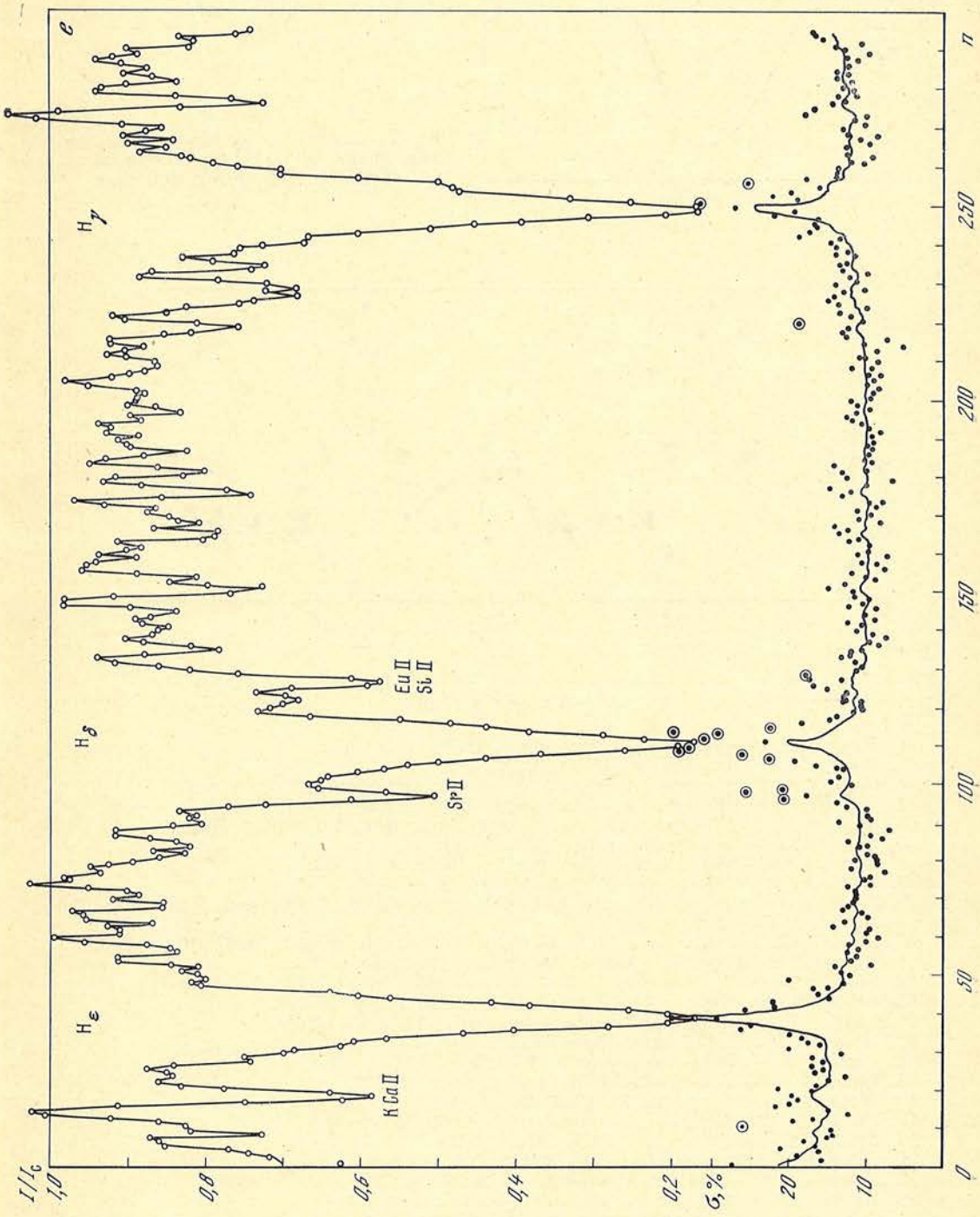


Рис. 5  
(продолжение)





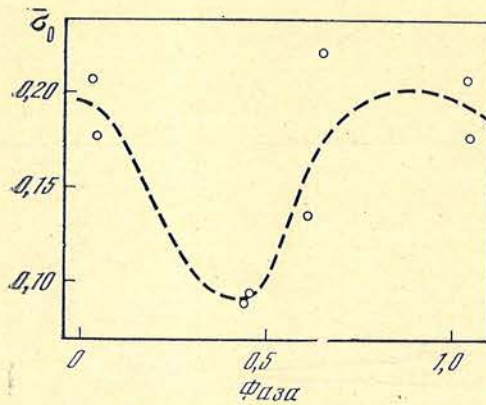
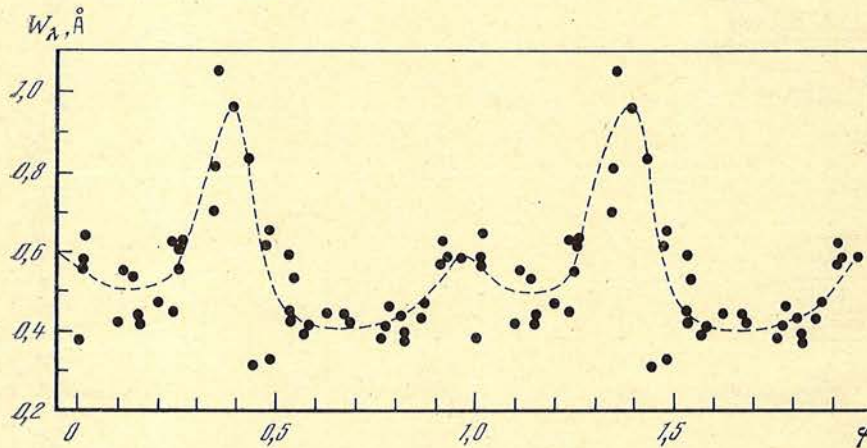


Рис. 6. Изменение параметра  $\sigma_0$  с фазой периода вращения звезды

Рис. 7. Изменение эквивалентной ширины линии К Са II в течение ночи 24/25. I 1978 г. с периодом 20,92 мин



#### Л и т е р а т у р а

1. Bahner K., Mawridis L.— Z. Astrophys., 1957, 41, S. 254.
2. Breger M.— Astrophys. J., 1974, 192, p. 71.
3. Castelli F., Farragiana R., Hvala S.— Astron. Astrophys., 1974, 46, p. 99.
4. Gulliver A. J., Winzer I. E.— Astrophys. J., 1973, 183, p. 701.
5. Maitzen H. M., Moffat A. F. J.— Astron. Astrophys., 1972, 16, p. 385.
6. Rakos K. D.— Lowell Obs. Bull., 1963, N 121, p. 91.
7. Rakos K. D.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1968, 80, p. 563.
8. Rakos K. D.— Sterne und Weltraum, 1971, N 1, S. 9.
9. Wood H. J.— In: The magnetic and related stars/Ed. R. C. Cameron. Mono Bohe, Baltimore, 1967. 485 p.
10. Bonsack W. K., Markowitz A. H.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1967, 79, p. 235.
11. Honeyentt R. K.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1966, 78, p. 153.
12. Polosuchina N. S., Chuvaev K. K.— Nature, 1974, 251, p. 693.
13. Preston G. W., Stepien K.— Astrophys. J., 1968, 151, p. 577.
14. Stepien K., Romaniuk M.— Acta Astronomica, 1973, 23, p. 257.
15. Wood H. J.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1964, 76, p. 158.
16. Percy I. R.— Astron. Astrophys., 1973, 22, p. 381.
17. Rakos K. D.— Lowell Obs. Bull., 1962, N 117, p. 227.
18. Wood H. J.— Astrophys. J., 1968, 152, p. 117.
19. Preston G. W., Stepien K.— Astrophys. J., 1968, 151, p. 583.
20. Scholz G.— Astron. Nachr., 1971, 292, S. 279.
21. Scholz G.— Astron. Nachr., 1978, 299, S. 305.
22. Farragiana R.— Astron. Astrophys., 1973, 22, p. 265.
23. Huchra J.— Astrophys. J., 1972, 174, p. 435.
24. Jarzebowski T.— Acta Astronomica, 1960, 10, p. 31.
25. Ledoux P., Renson P.— Ann. Astron. Astrophys., 1966, 4, p. 293.
26. Schöneich W., Hilderbrandt G.— Astron. Nachr., 1976, 297, S. 31.
27. Stepien K.— Postępy Astronomii, 1969, 17, p. 23.
28. Пустыльник Е. И. Статистические методы анализа и обработки наблюдений. М.: Наука, 1968. 288 с.
29. Sadakane.— Contrib. Dept. Astron. Univ. Kyoto, 1969, N 50, p. 93.
30. Jurkevich J.— Astrophys. Space Sci., 1971, 13, p. 154.
31. Баско М. М. Переменные звезды. Приложение, 1976, 2, № 11, с. 337.

## ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА ЗВЕЗДЫ HD 29697

П. Ф. Чугайнов

По фотоэлектрическим наблюдениям в 1977—1978 гг. обнаружена переменность HD 29697 — звезды спектрального типа K3 V с эмиссионными линиями H и K Ca II. Звездные величины изменялись в пределах 7,95—8<sup>m</sup>,07 в V, 9,03—9<sup>m</sup>,18 в B, 9,96—10<sup>m</sup>,14 в U с возможным периодом 1,3290 сут. 25.III 1977 г. наблюдалось уменьшение блеска до V = 8<sup>m</sup>,33, B = 9<sup>m</sup>,37, U = 10<sup>m</sup>,32, во время которого изменения были быстрее, чем в другие ночи. Звезда, возможно, относится к типу BY Dra.

LIGHT VARIATIONS OF THE STAR HD 29697, by P. F. Chugainov.— The variability is discovered from photoelectric observations of the star HD 29697 of the spectral type K3 V with Ca II emission lines H and K. The magnitudes varied in ranges 7.95—8<sup>m</sup>.07 in V, 9.03—9<sup>m</sup>.18 in B, 9.96—10<sup>m</sup>.14 in U with a possible period of 1<sup>d</sup>.3290. On 25.III.1977 the brightness decrease was observed up to V = 8<sup>m</sup>.33, B = 9<sup>m</sup>.37, U = 10<sup>m</sup>.32 during which the variations were faster than in the other nights. The star probably belong to the BY Dra type.

HD 29697 — одиночная карликовая звезда типа K3 V с яркими линиями H и K в спектре [1], не известная в литературе как переменная спектрально или фотометрически. Можно считать установленным, что у некоторых других карликовых звезд типов G — K — M с эмиссией H и K в спектре имеются квазипериодические изменения блеска с продолжительностью одного цикла порядка 1—10 сут; в ряде случаев у них были обнаружены также поярчания (вспышки) с продолжительностью от нескольких минут до одного часа [2, 3]. В настоящее время таких звезд известно более 10. Наибольшее количество информации собрано для BY Dra, спектрально-двойной типа K6 V; по характеру изменений BY Dra, как полагают, типична для указанной группы звезд [3]. Изменения блеска HD 29697 исследованы нами по фотоэлектрическим наблюдениям, выполненным в Крымской астрофизической обсерватории в 1977—1978 гг. В результате были обнаружены необычные фотометрические особенности, вероятно дополняющие то, что уже известно о звездах типа BY Dra.

## 1. Фотоэлектрические наблюдения

Наблюдения были получены с фотоэлектрическим фотометром, установленным на 64-см менисковом телескопе, в полосах U, B, V. Редукция к системе U, B, V осуществлялась по наблюдениям стандартных звезд. Опорной звездой при измерениях блеска и цвета HD 29697 служила звезда HD 29860, постоянство которой контролировалось сравнением ее со стандартными звездами. Среднеквадратичные ошибки одного измерения HD 29697 не превышали  $\pm 0^m,010$  в B и V и  $\pm 0^m,015$  в U. Результаты приведены в табл. 1, 2.

## 2. Обсуждение результатов

Нами обнаружены изменения блеска HD 29697, которые в большинстве случаев заметны только от одной ночи к другой и заключены в пределах приблизительно 7,95—8<sup>m</sup>,07 в V, 9,03—9<sup>m</sup>,18 в B и 9,96—10<sup>m</sup>,14 в U. Кроме того, в одну из ночей наблюдалось ослабление звезды до V = 8<sup>m</sup>,33, B = 9<sup>m</sup>,37, U = 10<sup>m</sup>,32, отличавшееся тем, что блеск изменялся значительно быстрее, чем в другие ночи.

Сходство HD 29697 с переменными типа BY Dra может быть определено, во-первых, по наличию периодичности в изменениях ее блеска и, во-вторых, по отношению амплитуд показателя цвета и блеска  $\Delta(B - V)/\Delta V$ . У переменных типа BY Dra отношение  $\Delta(B - V)/\Delta V$  заключено в пределах от 0,1 до 0,2 [4, 5].

Таблица 1

J.D. 2443000 +	V	B - V	U - B	J.D. 2443000 +	V	B - V	U - B
148,2312	7 <sup>m</sup> ,971	1 <sup>m</sup> ,090	—	454,3439	7 <sup>m</sup> 983	—	—
150,2373	8,056	1,104	—	459,3331	7,990	1 <sup>m</sup> ,098	—
160,2375	7,944	1,092	—	459,3893	7,997	1,097	1 <sup>m</sup> ,936
161,2348	8,007	1,098	—	459,4435	8,000	—	—
168,1791	7,956	1,082	—	459,4692	8,000	—	—
183,2452	7,991	1,071	—	460,4261	8,036	1,108	0,931
189,2322	8,026	1,090	0 <sup>m</sup> ,932	460,4810	8,041	1,102	0,911
191,2515	7,983	1,090	0,914	461,2713	8,061	1,111	0,955
194,1830	8,043	1,107	—	461,3116	8,064	1,117	0,967
196,2120	7,960	1,077	0,940	461,3234	8,074	1,111	0,929
212,1943	7,972	1,092	0,899	461,3338	8,058	1,114	0,950
213,2206	8,026	1,101	0,942	461,3456	8,073	1,106	0,957
214,2004	8,030	1,052	—	461,3928	8,075	1,110	—
216,2002	7,988	1,091	0,934	461,4011	8,085	1,083	0,935
220,2131	7,975	1,106	0,926	461,4234	8,044	1,127	—
225,2098	8,022	1,094	0,955	463,2505	7,988	1,099	0,943
229,2087	8,036	1,077	0,921	470,4533	7,994	1,081	—
230,2079	7,989	1,068	0,920	478,2182	7,985	1,085	0,946
231,2321	7,985	1,087	—	478,2745	7,996	1,083	0,920
232,2017	7,998	1,064	—	482,2467	7,997	1,079	0,930
232,2217	7,996	1,071	—	484,3390	8,048	1,114	0,935
232,2342	7,995	—	—	485,2251	8,065	1,093	0,953
242,2201	7,975	—	—	485,2724	8,052	1,108	0,944
406,3904	8,029	1,097	0,956	485,3161	8,048	1,110	0,926
407,3974	7,961	1,067	0,933	485,3342	8,054	1,099	0,949
408,4024	8,036	1,073	0,949	489,2131	8,075	1,090	0,926
409,4865	8,043	1,098	0,957	489,2611	8,061	1,096	0,908
415,3829	7,956	1,099	0,919	490,2118	8,000	1,097	0,924
416,4045	8,017	1,098	0,883	490,2708	8,006	1,108	0,922
417,4629	8,052	1,104	0,925	496,2026	8,033	1,116	0,950
418,3964	8,012	1,120	0,895	496,2554	8,060	1,103	0,949
420,3764	8,034	1,104	—	501,4978	8,075	—	—
422,3891	8,028	1,070	0,950	506,1676	8,010	1,112	0,917
423,3843	7,977	1,085	0,946	506,2100	8,009	1,100	0,927
424,3635	8,035	1,098	0,974	519,1898	8,022	—	—
426,4310	8,019	1,077	0,952	519,2870	8,000	—	—
427,3950	7,977	1,092	0,954	519,3280	8,009	1,104	0,940
435,3122	7,963	1,081	0,948	525,1909	8,033	1,091	0,930
438,3214	8,016	1,089	0,935	525,2374	8,029	1,092	0,930
439,3034	7,968	1,099	0,986	527,1727	8,027	1,083	0,919
439,3291	7,968	1,092	0,946	536,1865	8,042	1,088	—
439,3555	7,969	1,105	0,926	537,2642	8,011	1,096	0,945
439,3742	7,973	1,090	0,953	545,2080	8,024	—	—
439,4173	7,984	1,091	0,926	558,1782	8,017	1,112	—
439,4583	7,998	1,077	0,922	561,1855	8,009	1,105	0,939
439,5006	7,983	1,091	0,918	561,2362	8,011	1,116	0,945
439,5354	7,996	1,092	—	562,1910	8,027	1,094	—
440,3092	8,022	1,097	0,961	564,1950	8,011	—	—
449,3020	8,067	1,103	0,971	572,2344	8,007	1,093	0,942
450,3062	7,984	1,098	0,942	574,2120	8,039	1,101	0,934
452,3118	8,026	1,114	—	583,2062	8,071	1,107	0,915
454,2953	7,987	1,084	0,953				

Используя метод Юркевича [6], мы провели по нашим наблюдениям поиск периодичности в изменениях блеска HD 29697. Вычисления были выполнены на ЭВМ ЕС-1020. Наиболее вероятным оказалось значение периода 1,3290 сут, но оно определено неуверенно, так как периодичность выражена довольно слабо. Кривая блеска, полученная с этим значением периода (рис. 1), очень необычная, с двумя неравными максимумами и минимумами. Подобная форма кривой не наблюдалась ранее у переменных типа BY Dra, но хорошо известно, что в их кривых блеска могут происходить сильные изменения амплитуды и среднего значения блеска. Вероятно, именно такие изменения происходили у HD 29697 во время наших наблюдений. Как видно из рис. 1, на кривой блеска HD 29697 разброс точек при фиксированных значениях

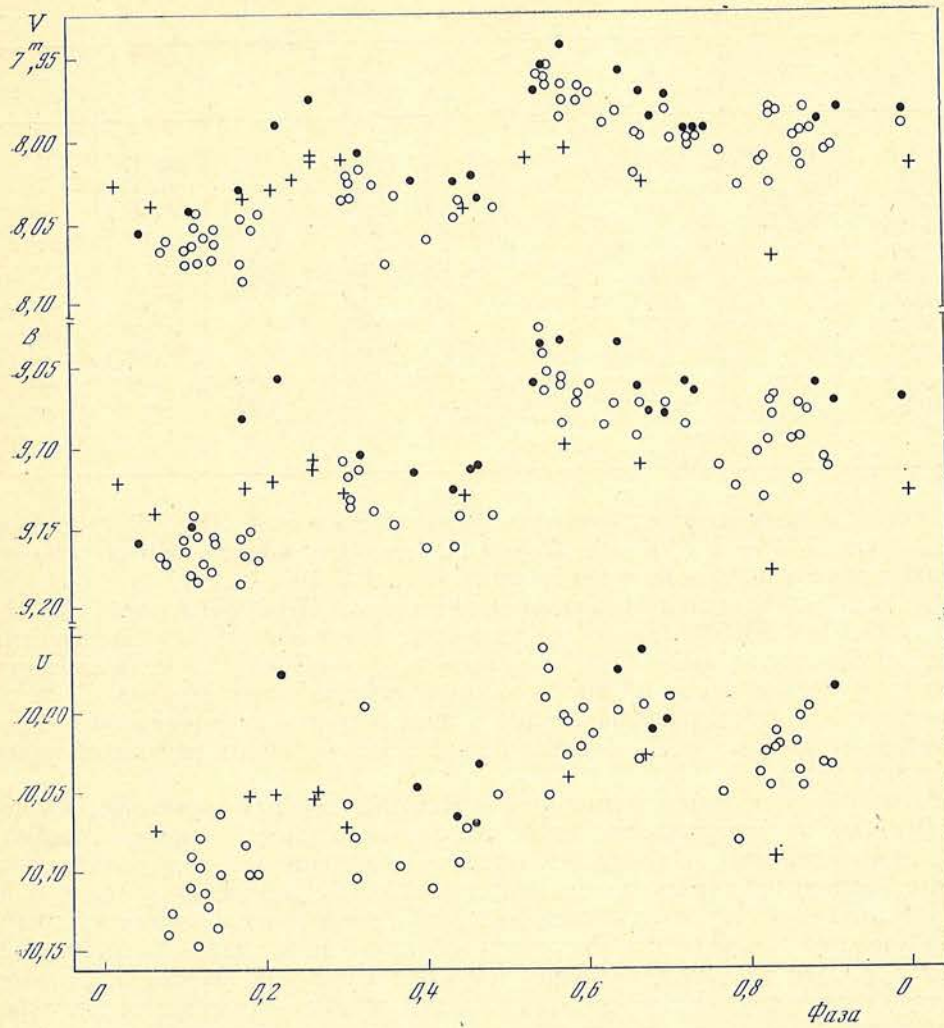
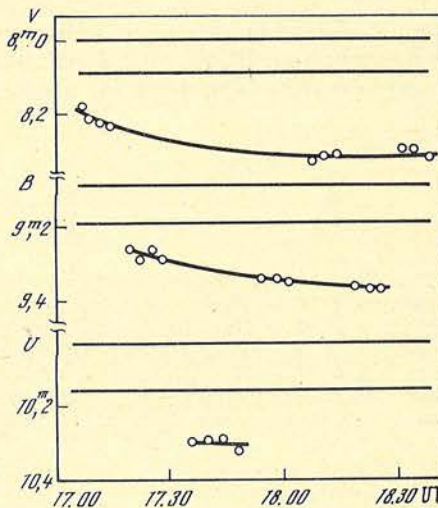


Рис. 1. Кривая блеска HD 29697

Темные кружки — интервал J. D. 2443148—242, светлые кружки — J. D. 2443406—519, крестики — J. D. 2443525—583

Рис. 2. Изменения блеска HD 29697 в ночь 25/26.III 1977 г.

Отдельно для величин  $U$ ,  $B$ ,  $V$  верхней чертой отмечено значение блеска, соответствующее данной фазе, а нижней чертой — самое низкое значение блеска, наблюдавшееся в другие ночи



фазы достигает  $0^m,1$ , причем можно заметить некоторую систематичность в смещении точек от начала к концу наблюдений. Отметим также довольно плохую сходимость кривой (рис. 1) вблизи нулевой фазы (выбранной произвольно); по-видимому, она вызвана разбросом и тем, что в интервале фаз от  $0,906$  до  $0,063$  в фильтрах  $B$ ,  $V$  было получено только пять наблюдений, а в фильтре  $U$  ни одного наблюдения.

Таблица 2

J.D. 2443228 +	V	B	U	J.D. 2443228 +	V	B	U
,2110	8 <sup>m</sup> ,180	—	—	,2443	—	9,340	—
,2124	8,212	—	—	,2471	—	9,336	—
,2145	8,228	—	—	,2492	—	9,351	—
,2159	8,236	—	—	,2534	8,331	—	—
,2200	—	9 <sup>m</sup> ,260	—	,2555	8,326	—	—
,2221	—	9,284	—	,2575	8,314	—	—
,2242	—	9,260	—	,2610	—	9,356	—
,2263	—	9,281	—	,2638	—	9,370	—
,2311	—	—	10 <sup>m</sup> ,288	,2659	—	9,366	—
,2339	—	—	10,295	,2700	8,303	—	—
,2367	—	—	10,293	,2714	8,304	—	—
,2395	—	—	10,325	,2749	8,322	—	—

Способом наименьших квадратов было найдено для HD 29697 среднее отношение  $\Delta(B - V)/\Delta V = 0,16 \pm 0,04$ , которое хорошо согласуется с наблюдаемым отношением у переменных типа BY Dra.

На рис. 2 представлены результаты наблюдений HD 29697 в ночь 25/26.III 1977 г. (J. D. 2443228). Как видно из рис. 2, блеск звезды был значительно ниже, чем в другие ночи, и заметно изменялся в течение 1,5 ч. Ослабление блеска составляло около 0<sup>m</sup>,2 и было почти одинаковым в полосах U, B, V. Возможно, что это ослабление сходно с теми, которые неоднократно наблюдались у звезды RZ Psc [7]. У звезд типа BY Dra подобных изменений ранее не наблюдалось.

Таким образом, по изменениям цвета HD 29697 может быть отнесена к типу BY Dra, но по изменениям блеска эта звезда является несколько необычной, по крайней мере за время, охваченное наблюдениями. Полученные нами данные, вероятно, показывают, что нестационарные процессы у звезд типа BY Dra, или вообще у звезд с эмиссией H и K, являются сложными и их изучение должно проводиться с учетом обнаруженных нами особенностей HD 29697. Необходимо дальнейшее изучение изменений блеска этих звезд от одной ночи к другой и за продолжительные промежутки времени в течение одной ночи. Кроме того, представляет интерес, что квазипериодические изменения обнаружены еще у одной одиночной карликовой звезды с эмиссией H и K в спектре. EQ Vir и YZ CMi — переменные типа BY Dra, как известно, также являются одиночными звездами.

Декабрь 1979 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Gliese W.— Veroff. Astron. Rechen-Inst. Heidelberg, 1973, N 22.
2. Чугайнов П. Ф.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 48, с. 3.
3. Чугайнов П. Ф.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, с. 3.
4. Чугайнов П. Ф.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 54, с. 89.
5. Чугайнов П. Ф.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, с. 94.
6. Jurkevich I.— Astrophys. Space Sci., 1971, 13, p. 154.
7. Зайцева Г. Р. Письма в Астрон. ж., 1978, 4, с. 283.

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ПОЛЯРА AN UMa

Ю. С. Ефимов, Н. М. Шаховской

Приводятся результаты наблюдений блеска и линейной поляризации излучения AN UMa, выполненных в 1977—1978 гг. Определены угол наклона оси вращения звезды к лучу зрения и угол между магнитной осью и осью вращения. Вариации степени поляризации излучения звезды в максимуме блеска (изменения амплитуды пика поляризации) могут быть вызваны изменениями вклада неполяризованного излучения в общее излучение звезды. Уточнены эфемеридные элементы кривой блеска и поляризации.

POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF POLAR AN UMa, by Yu. S. Efimov and N. M. Shakhovskoy.—Polarimetric observations were made of the short-period variable AN UMa and phased using the revised ephemeris of the authors for 1977—1978. The inclination of rotation axis measured with respect to the line of sight and the angle between magnetic axis and the axis of rotation are derived. The observed variations of the peak linear polarization appear to be caused by the variations of non-polarized light.

Переменность излучения AN UMa была открыта Хоффмейстером [1] в 1963 г. Звезда была отнесена к типу пульсирующих переменных. Через некоторое время были обнаружены ее быстрые и неправильные колебания блеска с амплитудой до  $0^m,2$  [2], накладывающиеся на медленные (годовые) изменения блеска от  $14$  до  $17^m$  [2, 3]. Шугаров [4] и Мамфорд [5] нашли, что звезда является короткопериодической затменной с периодом 1,9 ч. Двойственность звезды была подтверждена наблюдениями Тапия [6], обнаружившим, что период изменения лучевых скоростей совпадает с фотометрическим периодом. Спектральные наблюдения Тапия [6], Бонда и Тифта [7] и Гринштейна и др. [8] показали наличие в спектре звезды эмиссий водорода и гелия, характерных для новоподобных звезд. Кшеминский и Серковский предприняли в 1977 г. поиск объектов типа AM Her (поляров) среди новоподобных звезд и нашли, что излучение AN UMa имеет сильную круговую и линейную поляризацию, меняющуюся с тем же периодом [9, 10], что и блеск. Таким образом, оказалось, что AN UMa является звездой типа AM Her. Это позволяло ожидать, что AN UMa, подобно AM Her, должна быть источником рентгеновского излучения, что и было недавно обнаружено [11]. Однако, кроме сходства, AN UMa имеет существенные отличия от AM Her: непрерывный спектр ее намного более плоский, чем у AM Her, ядра эмиссионных линий более резкие [8], круговая поляризация меняется в пределах от  $-10\%$  до  $-35\%$ , указывая на более сильное, чем у AM Her, магнитное поле [10]. Кроме того, круговая поляризация в отличие от AM Her не меняет знака. К сожалению, звезда может долго быть в состоянии пониженного блеска [12], что сильно затрудняет ее наблюдения. Поляризационные наблюдения Кшеминского и Серковского [10] и Даунса и Урбанской [13], а также фотометрические наблюдения упомянутых авторов и Мамфорда [14] пока еще недостаточны для более полного изучения звезды и проверки пригодности в данном случае типовой модели этих объектов [15]. С целью получить дополнительные данные о звезде в мае 1977 г. в Крымской астрофизической обсерватории были начаты поляризационные и фотометрические наблюдения AN UMa. О предварительных результатах наблюдений этой звезды, выполненных в 1977 г., сообщалось Н. М. Шаховским [16]. Ниже приводятся полные результаты всех наших наблюдений AN UMa, выполненных в 1977—1978 гг.

## 1. Наблюдения

Все наблюдения проводились на одноканальном фотоэлектрическом поляриметре, установленном в касегреновском фокусе 2,6-м телескопа ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории. Анализатором служил поляроид, вращающийся с частотой 33 об/с. Поляриметр работает в режиме счета фотонов. Полное описание аппаратуры и методики наблюдений дано в работе

HJD	$E \pm f$	$n_*$ , имп/с	$\Delta m$	$q$ , %	$u$ , %	$\sigma_{op}$ , %
-----	-----------	---------------	------------	---------	---------	-------------------

14. V 1977 г. J. D. 2443278

0,3492	1085,369	326	4 <sup>m</sup> ,267	1,871	1,178	0,855
0,3523	,409	290	4,388	0,594	3,367	0,948
0,3584	,485	325	4,255	-1,487	1,230	0,866
0,3618	,527	340	4,200	0,891	0,458	0,831
0,3678	,602	349	4,136	1,502	1,005	0,813
0,3710	,643	329	4,161	0,208	1,690	0,850
0,3776	,725	344	4,025	1,325	0,687	0,824
0,3814	,773	271	4,236	2,128	1,047	1,006
0,3880	,857	260	4,183	1,932	2,192	1,056
0,3013	,898	256	4,144	3,421	5,034	1,077
0,3972	,972	228	4,167	1,900	11,236	1,199
0,4004	1086,012	217	4,162	-0,749	7,640	1,252
0,4106	,140	216	4,216	-1,304	3,544	1,263
0,4141	,184	206	4,326	0,286	3,026	1,321
0,4201	,259	186	4,525	1,807	1,582	1,435
0,4234	,300	198	4,505	-1,403	2,552	1,350
0,4309	,394	252	4,317	-0,736	-0,279	1,081
0,4340	,433	252	4,338	-0,221	1,228	1,072
0,4400	,509	212	4,562	-0,186	0,013	1,234
0,4432	,548	216	4,560	1,376	1,425	1,216

18. V 1977 г. J. D. 2443282

0,3141	1135,084	456	3,944	-1,855	3,941	0,677
0,3173	,124	461	3,927	-0,819	3,334	0,671
0,3232	,198	371	4,158	-0,371	0,017	0,792
0,3264	1135,238	333	4,271	-0,437	1,630	0,870
0,3326	,316	297	4,390	0,305	0,642	0,962
0,3358	,356	317	4,314	-1,231	-1,320	0,914
0,3419	,432	335	4,247	-0,245	-0,139	0,877
0,3451	,473	188	4,358	-1,598	0,346	0,955
0,3504	,539	357	4,167	-0,163	0,754	0,872
0,3551	,598	433	3,948	0,222	1,402	0,714
0,3581	,636	488	3,812	1,456	0,716	0,653
0,3664	,740	377	4,078	-1,207	1,661	0,803
0,3694	,778	406	3,993	2,419	-0,169	0,761
0,3751	,848	427	3,925	2,336	2,926	0,734
0,3781	,887	480	3,787	1,469	2,067	0,673
0,3838	,958	520	3,682	0,637	8,678	0,636
0,3867	,995	477	3,768	-1,735	9,641	0,786
0,3921	1136,062	513	3,673	-3,208	4,902	0,644
0,3956	,106	467	3,771	-2,088	4,134	0,695
0,4011	,175	413	3,893	-1,443	2,309	0,772
0,4044	,216	401	3,920	-0,167	0,359	0,795
0,4094	,279	374	3,977	-1,123	0,702	0,846
0,4123	,315	324	4,115	-1,460	2,569	0,954
0,4181	,388	375	3,925	0,954	1,060	0,848
0,4211	,426	350	3,983	1,252	-0,857	0,894
0,4270	,500	353	3,941	1,496	0,913	0,881
0,4304	,542	371	3,862	1,725	0,317	0,833

10. III 1978 г. J.D. 2443578

0,4330	4847,024	267	3,995	-3,243	10,013	1,010
0,4367	,071	271	3,967	-5,980	6,777	0,995
0,4419	,135	308	3,808	-2,285	3,151	0,894
0,4453	,178	280	3,898	-0,974	2,723	0,964
0,4515	,256	216	4,169	0,517	0,477	1,186
0,4549	,299	200	4,251	-1,659	-0,740	1,269
0,4596	,358	178	4,382	1,914	0,492	1,405
0,4629	,399	181	4,363	-1,016	0,818	1,385
0,4719	,511	172	4,383	-0,576	1,549	1,449
0,4753	,554	167	4,397	-0,570	3,869	1,485
0,4803	,617	184	4,255	-0,222	3,963	1,365
0,4837	,659	161	4,379	-1,936	4,828	1,573
0,4994	,857	155	4,607	2,499	2,787	1,630
0,5027	,898	158	4,583	2,142	1,357	1,629
0,5076	,960	185	4,401	1,093	9,773	1,401



HJD	$E + f$	$n_g$ , имп/с	$\Delta m$	$q$ , %	$u$ , %	$\sigma_{op}$ , %
10. III 1978 г. J. D. 2443578						
0,5107	,998	178	4,438	0,861	8,802	1,452
0,5165	4848,071	306	3,847	-3,292	7,712	0,922
0,5198	,112	285	3,926	-1,550	3,937	0,978
0,5249	,176	273	3,983	-1,480	0,718	1,021
0,5279	,214	276	3,964	0,016	1,155	1,007
0,5353	,306	195	4,317	2,186	-2,110	1,350
0,5390	,353	158	4,522	3,288	-0,019	1,639
0,5446	,423	139	4,624	1,646	2,632	1,851
0,5477	,462	108	4,871	-0,061	1,485	2,308
1. IV 1978 г. J. D. 2443600						
0,3438	5122,756	275	4,294	2,183	1,564	0,997
0,3488	,819	265	4,350	1,585	2,505	1,025
0,3548	,894	320	4,160	1,236	3,963	0,884
0,3596	,955	375	4,004	2,463	6,163	0,777
0,3652	5123,025	344	4,092	-0,723	9,092	0,828
0,3702	,087	299	4,220	-1,698	6,363	0,926
0,3783	,189	272	4,301	-1,533	2,575	1,004
0,3830	,248	265	4,325	2,166	-0,100	1,028
0,3888	,321	258	4,356	1,676	-0,784	1,051
0,3939	,384	227	4,498	0,261	1,424	1,169
0,4003	,465	225	4,403	3,697	0,408	1,176
0,4053	,528	216	(4,230)	1,207	3,599	1,223
0,4167	,670	201	(4,142)	-0,358	0,526	1,335
0,4219	,735	179	(4,205)	-1,393	-2,164	1,482
0,4329	,874	236	(4,090)	1,800	0,775	1,151
0,4377	,934	300	3,943	1,665	5,225	0,942
0,4440	5124,012	309	3,995	0,958	8,692	0,923
0,4492	,078	318	4,001	-2,054	5,851	0,907
0,4562	,165	219	4,349	-4,543	1,327	1,250
0,4615	,232	214	4,292	-2,414	-1,714	1,284
4. V 1978 г. J. D. 2443633						
0,3750	5536,925	192	4,400	0,700	4,370	1,480
0,3800	,986	157	4,607	-4,431	6,972	1,777
0,3871	5537,075	220	4,204	-3,131	4,709	1,319
0,3917	,133	136	4,367	-4,362	1,642	1,553
0,3982	,214	237	4,081	-1,021	-1,830	1,249
0,4040	,288	184	4,387	-0,865	0,388	1,566
0,4116	,383	147	4,597	-1,483	0,748	1,935
0,4165	,444	137	4,594	0,548	1,388	2,071
0,4254	,556	183	4,289	(2,436)	4,388	1,635
0,4301	,615	272	3,697	1,715	1,213	1,157
0,4383	,718	153	4,390	(4,927)	-1,556	1,900
5. V 1978 г. J. D. 2443634						
0,2961	5548,473	220	4,598	-0,535	4,494	1,236
0,3005	,528	255	4,432	-0,505	2,205	1,093
0,3067	,606	271	4,360	0,942	-0,023	1,038
0,3112	,663	249	4,447	1,506	-0,013	1,115
0,3175	,742	338	4,112	0,085	-0,112	0,864
0,3222	,801	273	4,342	0,161	-0,136	1,030
0,3282	,876	255	4,414	0,032	2,528	1,094
0,3329	,935	332	4,122	0,861	7,226	0,881
0,3390	5549,011	254	4,404	-2,653	11,987	1,095
0,3439	,072	345	4,066	-3,674	6,819	0,851
0,3499	,147	361	4,018	-1,576	1,351	0,820
0,3545	,206	348	4,062	-1,306	0,821	0,844
0,3616	,294	388	4,267	-3,069	3,374	0,986
0,3662	,353	224	4,522	-3,431	2,422	1,214
0,3722	,428	232	4,477	-2,511	2,015	1,187
0,3770	,488	251	4,386	-1,278	0,682	1,115
0,3835	,570	276	4,262	1,540	-0,370	1,038
0,3880	,626	267	4,276	1,300	-0,224	1,071
0,3944	,706	235	4,399	-2,102	0,818	1,197

HJD	$F + f$	$n_*$ , имп/с	$\Delta m$	$q$ , %	$u$ , %	$\sigma_{op}$ , %
5. V 1978 г. J. D. 2443634						
0,3994	5549,769	220	4,470	0,710	1,468	1,276
0,4069	,863	261	4,284	0,925	6,316	1,111
0,4118	,924	285	4,186	0,174	7,384	1,036
0,4172	,991	279	4,202	-1,820	12,611	1,065
0,4218	5550,049	265	4,243	-5,154	10,211	1,122
0,4280	,127	284	4,154	-5,333	3,604	1,075
0,4326	,184	285	4,138	-1,793	3,390	1,068

[17] и в ссылках в ней. Для увеличения точности наблюдения проводились без использования светофильтров. Продолжительность одного измерения составляла 62 с. Наблюдения проводились сериями по четыре измерения в серии, чередуемыми с измерениями фона неба и звезды сравнения вблизи измеряемой звезды. Инструментальная поляризация определялась и учитывалась по наблюдениям стандартных звезд из разных списков. Исправление за межзвездную поляризацию не производилось, так как наблюдаемая поляризация намного превышает возможную межзвездную поляризацию в окрестностях звезды. Моменты наблюдений фиксировались с точностью не хуже 0,2 мин. Для повышения статистической точности измерений из наблюдений в каждой серии вычислялись средние значения блеска, количества поляризованного света и параметров поляризации. Результирующее разрешение по времени составляло примерно 4 мин, что при периоде 1,9 ч соответствовало усреднению по фазовому интервалу 0,035. Результаты наших наблюдений за все даты суммированы в таблице. В столбцах таблицы последовательно указаны: средний гелиоцентрический момент наблюдений в серии HJD в долях юлианского дня; номер цикла  $E$  от начальной эпохи и фаза  $f$ , вычисленная по исправленным эфемеридным элементам (см. ниже); средняя в серии скорость счета импульсов при наблюдении звезды  $n_*$ ; яркость объекта  $\Delta m$  по отношению к яркости звезды сравнения; нормированные параметры Стокса  $q = p \cos 2\theta$  и  $u = p \sin 2\theta$ , где  $p$  — степень поляризации света звезды, а  $\theta$  — позиционный угол плоскости поляризации в экваториальной системе; среднеквадратичная ошибка измерения степени поляризации  $\sigma_{op}$ , вычисленная по статистике накопленных за серию импульсов согласно [18]. Двоеточием отмечены наблюдения, полученные при неустойчивой прозрачности.

## 2. Обсуждение

Сравнение наблюдаемых моментов максимумов поляризации с вычисленными на основе эфемеридных элементов по [10, 13] показало необходимость их корректировки. Для этого были использованы как моменты максимумов поляризации, определенные по нашим наблюдениям, так и моменты, приведенные в статье Кшеминьского и Серковского [10]. Исправление проводилось по методу наименьших квадратов, после чего полученные разности  $O-C$  (наблюденный момент минус вычисленный по эфемериде) были сравнены с аналогичными величинами при использовании элементов из [10] и [13]. Оказалось, что полученные после коррекции элементы намного лучше представляют все наблюдаемые моменты максимумов поляризации, чем исходные. Поэтому фазы, приведенные в таблице, вычислялись по исправленным элементам:

$$HJD = 2443191,7875 + 0^d,07975322E.$$

**Фотометрия.** На рис. 1 показан ход яркости звезды в зависимости от фазы в отдельные ночи. Точками нанесены средние значения блеска в отдельных сериях, расположенные по фазам в порядке наблюдений. Из сравнения соответствующих данных видно, что форма и величина максимума блеска в различных циклах различны: максимумы могут быть как достаточно резкими и большими, с амплитудой до  $1^m$  (10.III 1978 г.), так и размытыми и сравнительно мелкими, с амплитудой порядка  $0^m,5$  (14.V 1977 г., 1.IV и 5.V 1978 г.). Блеск звезды относительно звезды сравнения колеблется в пределах от 3,7

Рис. 1. Изменения яркости  $\Delta m$  AN UMa по отношению к звезде сравнения со временем в различные ночи. По оси абсцисс указана фаза  $f$  в долях периода, отсчитываемая от момента максимума линейной поляризации. 1 — наблюдения 14.V 1977 г., 2 — 18.V 1977 г., 3 — 10.III 1978 г., 4 — 1.IV 1978 г., 5 — 4.V 1978 г., 6 — 5.V 1978 г. Вертикальной черточкой обозначена типичная среднеквадратичная ошибка наблюдений

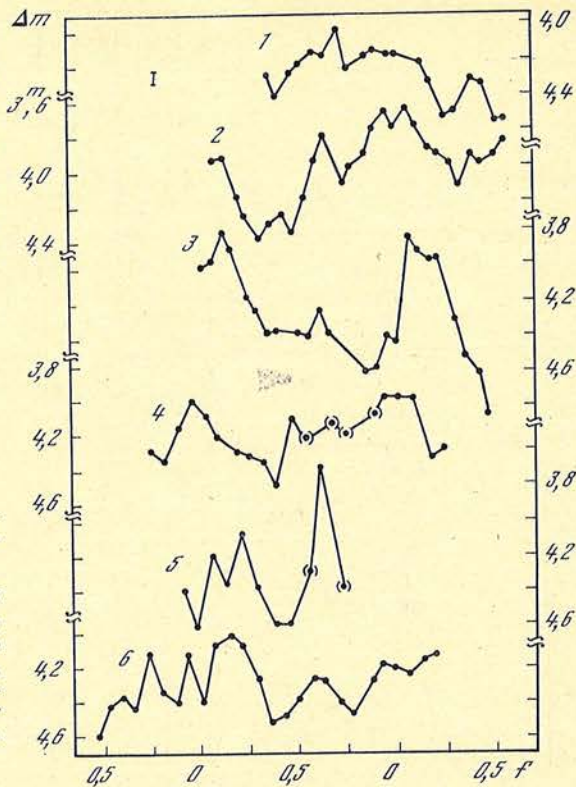
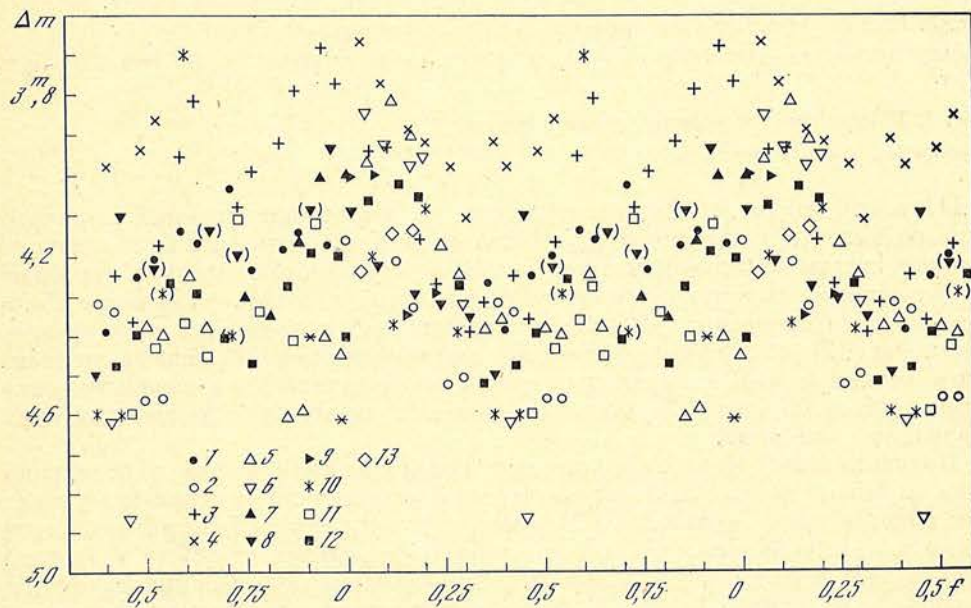


Рис. 2. Изменения блеска  $\Delta m$  в зависимости от фазы по всем наблюдениям

Разными значками обозначены наблюдения в разных циклах: 1 и 2 — 14.V 1977 г., циклы 1085 и 1086; 3 и 4 — 18.V 1977 г., циклы 1135 и 1136; 5 и 6 — 10.III 1978 г., циклы 4847 и 4848; 7, 8 и 9 — 1.IV 1978 г., циклы 5122—5124; 10 — 4.V 1978 г., циклы 5535 и 5536; 11, 12 и 13 — 5.V 1978 г., циклы 5548—5550



до  $4^m,6$ , причем с уменьшением яркости амплитуда максимума уменьшается, а сам максимум становится более размытым. Аналогичное явление было отмечено Мамфордом [14]. Величины максимального и минимального блеска также непостоянны, причем амплитуда флюктуаций максимума блеска (около  $0^m,5$ ) более чем вдвое превышает аналогичную величину для минимума. Кроме этих колебаний, наблюдаются и более быстрые флюктуации блеска меньшей амплитуды ( $0^m,2$ ), хорошо видные, например, на кривой блеска за 5.V 1978 г.

В некоторых случаях наблюдалось смещение максимума блеска на  $0,1$  периода относительно фазы максимума линейной поляризации (например,

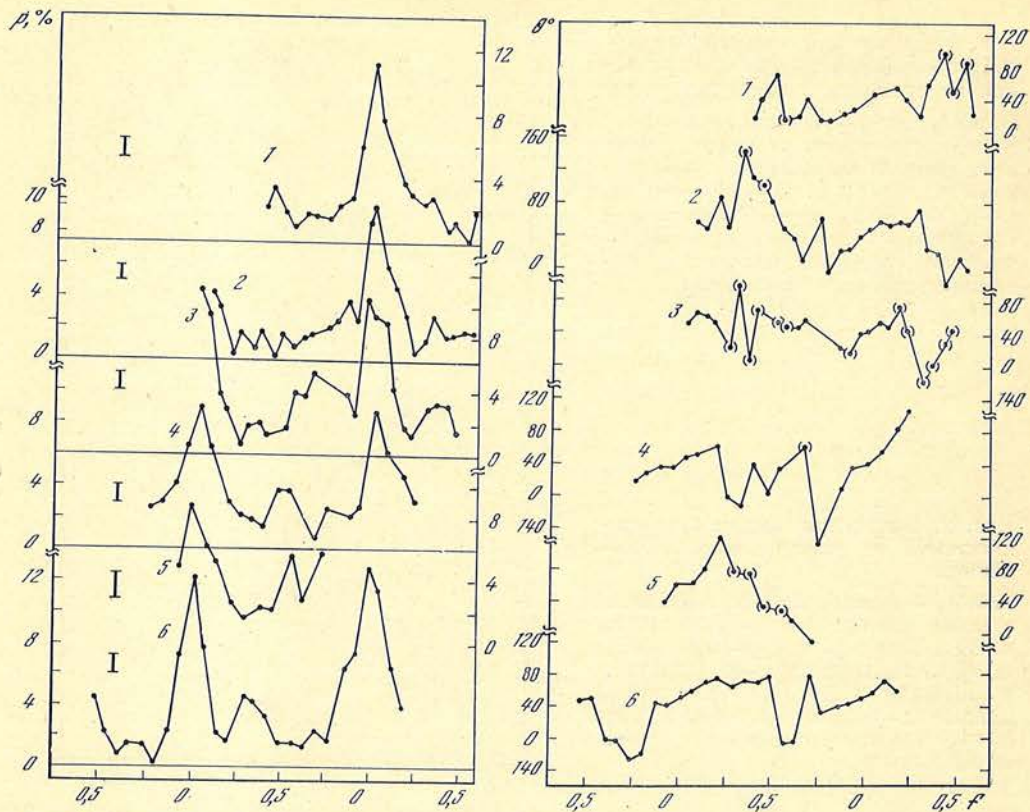


Рис. 3. Изменения степени поляризации  $p$  с фазой  $f$  в отдельные ночи

1 — 14.V 1977 г., 2 — 18.V 1977 г., 3 — 10.III 1978 г., 4 — 1.IV 1978 г., 5 — 4.V 1978 г., 6 — 5.V 1978 г.

Рис. 4. Изменения позиционных углов  $\theta$  с фазой  $f$

Обозначения те же, что и на рис. 3

10.III и 5.V 1978 г.). Однако, несмотря на достаточно сложный характер кривых блеска, на них имеются устойчивые детали, указывающие на падение яркости звезды в фазовом интервале 0,3—0,4 (главный минимум) и у фазы 0,8 (вторичный минимум), что согласуется с результатами наблюдений Кшеминьского и Серковского [10]. Сопоставление всех полученных нами кривых блеска (рис. 2) указывает на отсутствие симметрии кривой блеска (в среднем) относительно фазы 0,5: первичный минимум обнаруживается довольно четко и приходится на фазу 0,4, рост блеска к максимуму происходит в среднем медленнее, чем спад.

**Поляриметрия.** Изменение степени поляризации с фазой в отдельные ночи показано на рис. 3. Построение рис. 3 аналогично построению рис. 1. Как видно из рис. 3, для AN UMa характерно существование резких пиков поляризации, величина которых колеблется в пределах от 8% (4.V 1978 г.) до 12% (5.V 1978 г.), тогда как между ними степень поляризации находится в основном на уровне 1—2%. В 1978 г. зарегистрировано появление вторичных максимумов поляризации, достигавших уровня 4—5%. Подобные и даже большие по величине «всплески» поляризации наблюдались также Кшеминьским и Серковским [10] и Даунсом и Урбанской [13]. Главный максимум поляризации занимает по основанию интервал фаз шириной около 0,5 периода, начинаясь где-то у фазы 0,8 и заканчиваясь вблизи фазы 0,3. Положение и ширина вторичных максимумов непостоянны, но чаще всего они появлялись в районе фаз 0,3, 0,5 и 0,7. Ширина вторичных максимумов около 0,2 периода.

Изменение позиционных углов с фазой в отдельные ночи показано на рис. 4. Разнообразие форм зависимостей  $\theta$  от  $f$  связано в значительной мере

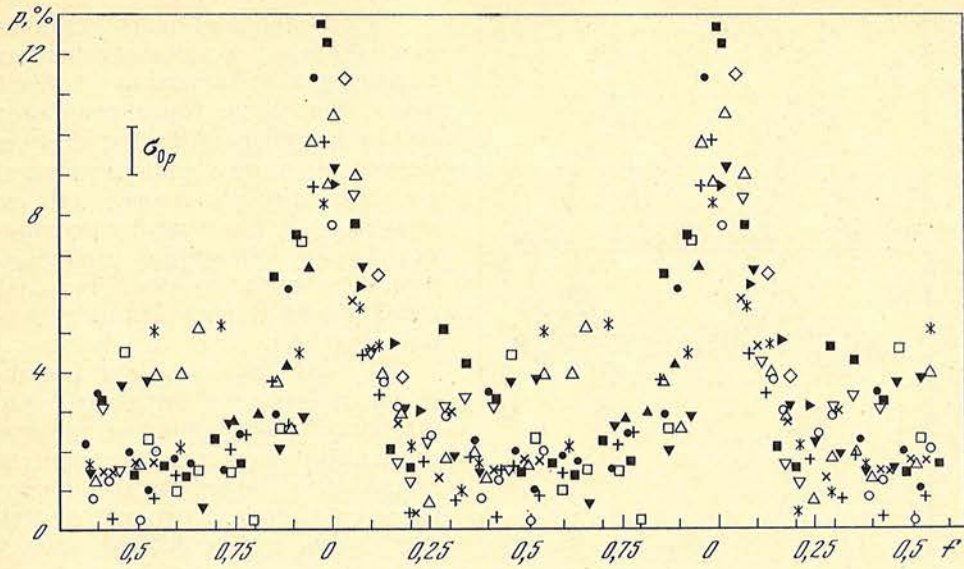


Рис. 5. Изменение степени поляризации  $p$  AN UMa за все ночи наших наблюдений  
Обозначения те же, что и на рис. 2

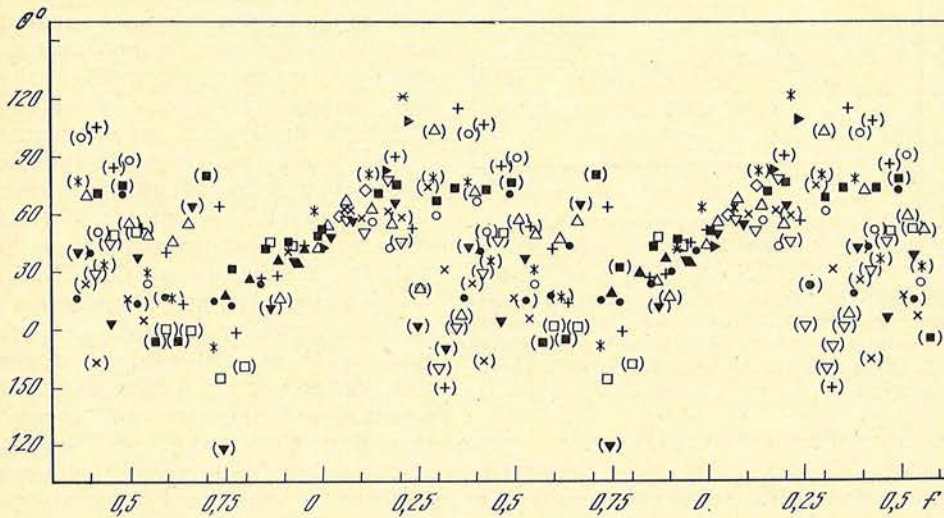


Рис. 6. Изменение позиционных углов  $\theta$  плоскости поляризации AN UMa с фазой за все ночи наших наблюдений

Обозначения те же, что и на рис. 2

с неточностью определения позиционных углов при падении поляризации до уровня ошибки ее измерения. Влияние ошибок измерений наименьшее в области главного максимума поляризации, где позиционный угол изменялся практически монотонно. Общее представление о характере изменений степени и угла плоскости поляризации с фазой в период наших наблюдений дают рис. 5 и 6, где разными значками показаны результаты наблюдений в разных циклах. Как видно из рисунков, наибольшее рассеяние параметров поляризации наблюдалось на фазах вне пика поляризации. На рис. 5 оно вызвано появлением вторичных максимумов поляризации. Изменение позиционного угла с фазой (рис. 6) характеризуется его монотонным ростом в области главного максимума поляризации с минимальным рассеянием углов и общим волнообразным видом зависимости позиционного угла от фазы, деформированным в области квадратур. Хотя точность определения углов в этих фазах невелика, но систематический ход углов, особенно вблизи фазы 0,3, указывает на его неслучайный характер.

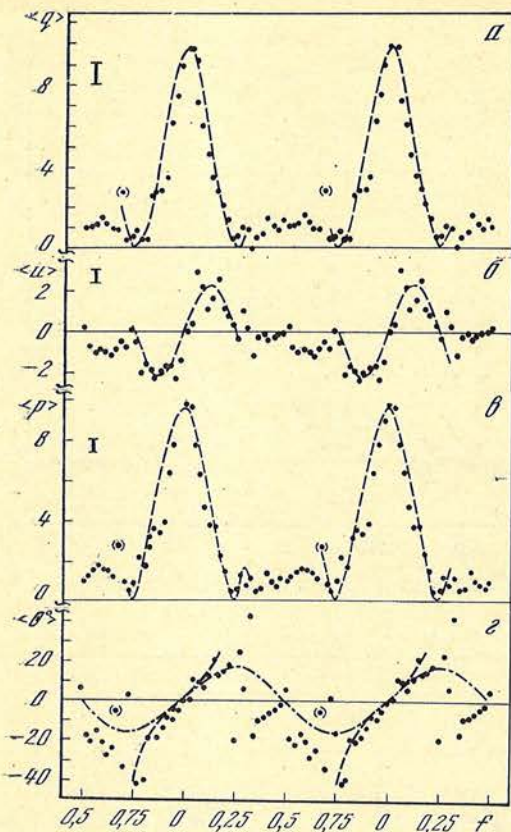


Рис. 7. Изменение усредненных по датам параметров  $\langle q \rangle = p \cos 2(\theta - \theta_0)$  (а);  $\langle u \rangle = p \sin 2(\theta - \theta_0)$  (б);  $\langle p \rangle$  (в) и  $\langle \theta \rangle$  (г) с фазой. Вертикальной черточкой обозначена типичная среднеквадратичная ошибка. Штриховыми линиями показан ход параметров с фазой, рассчитанный по формулам (1), (2). Штрихпунктирной кривой показан ход  $q$  (3), рассчитанный по формуле (3) при  $i = 35^\circ$  и  $\gamma = 10^\circ$

чего не наблюдается. Напротив, существенной особенностью этой звезды, отличающей ее от AM Нег, является сохранение знака круговой поляризации, изменение ее в противофазе с линейной и единственность максимума линейной поляризации за период. Это с несомненностью указывает на то, что при вращении звезды магнитный полюс, дающий поляризованное излучение, всегда находится на видимой полусфере звезды. В этом случае экстремумы линейной поляризации достигаются, когда магнитная ось находится в плоскости, проходящей через луч зрения и ось вращения звезды. Поэтому поворот на угол  $\theta_0$  означает, что отсчет позиционных углов ведется от направления проекции оси вращения на картинную плоскость.

Усреднение параметров  $q$  и  $u$  проводилось по фазовым интервалам шириной 0,05 периода. Использовался метод скользящего сглаживания со сдвигом на половину фазового интервала. Результаты этой процедуры показаны на рис. 7. В скобки взяты точки, имеющие пониженный вес. На рис. 7, в видно, что главный максимум поляризации имеет практически симметричную форму. Средний уровень поляризации вне максимума составляет примерно 1% с небольшим подъемом (вторичный максимум) в области фаз от 0,5 до 0,7. На рис. 7, а и б видно, что изменения обоих параметров поляризации  $q$  и  $u$  наиболее резко выражены в пределах ширины пика поляризации.

Изменения параметра  $u$  в этой области фаз имеют синусоидальный вид, который в области фаз 0,35—0,5 сменяется сравнительно плавным ходом. В области фаз 0,52—0,72 (вторичный максимум поляризации) параметр  $u$  держится на уровне  $-1\%$ . Существование этого вторичного максимума по-

Для выявления более устойчивых закономерностей в изменениях параметров поляризации с фазой было проведено усреднение всех наших наблюдений по параметрам Стокса с учетом точности их измерений и сделан поворот осей на угол  $\theta_0 = 48^\circ,9$ , равный позиционному углу максимума поляризации. Величина этого угла совпадает с найденной Кшеминьским и Сергеевым [10].

По существующим моделям поляров линейная и круговая поляризация их излучения возникают при аккреции вещества вторичного компонента на магнитный полюс белого карлика, входящего в систему. При этом плоскость линейной поляризации практически перпендикулярна направлению магнитного поля [19]. Если магнитная ось не совпадает с осью вращения звезды, а последняя наклонена к лучу зрения на некоторый угол, то при вращении звезды возможны два случая: 1) один из магнитных полюсов заходит в невидимую полусферу, и в это время появляется полюс другой полярности (если он есть); 2) магнитный полюс не заходит в невидимую полусферу.

В первом случае следовало бы ожидать, что круговая поляризация будет менять знак, а линейная поляризация будет достигать максимума дважды за период,

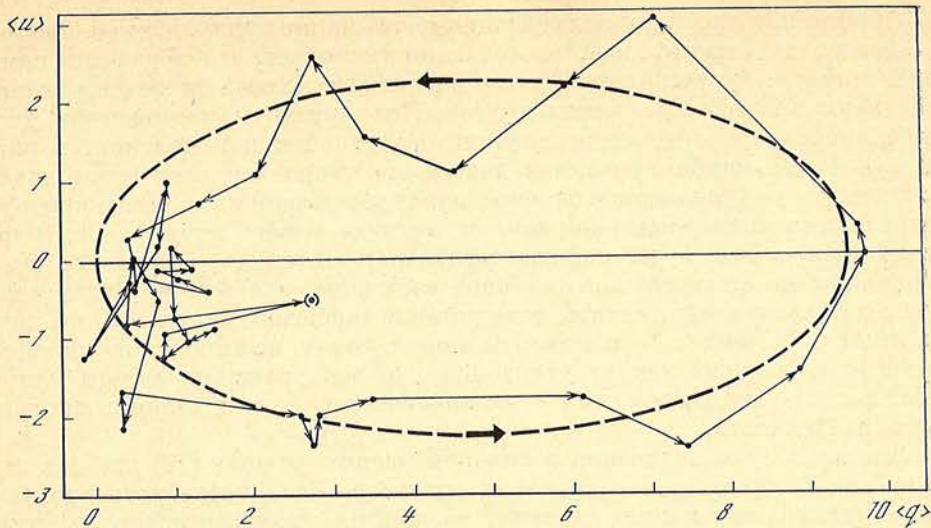
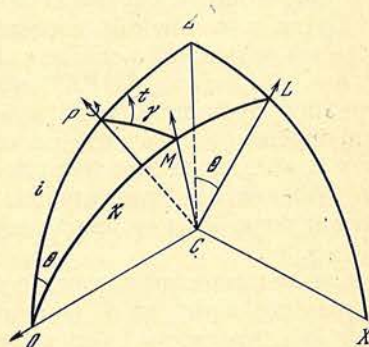


Рис. 8. Векторная диаграмма усредненных параметров  $\langle q \rangle, \langle u \rangle$   
Штриховой линией показан ход кривой согласно формулам (1), (2)

Рис. 9. Относительное расположение луча зрения  $OC$ , оси вращения звезды  $CP$  и магнитной оси  $CM$  в произвольный момент времени  
 $C$  — центр звезды,  $X, C, Z$  — картинная плоскость,  $O$  — точка пересечения луча зрения  $OC$  с поверхностью звезды



ляризации было обнаружено Кшенинским и Серковским [10]. Плавный рост позиционного угла наблюдался в области пика поляризации и в фазовом интервале 0,35—0,5. Вблизи квадратур позиционный угол менялся нерегулярным образом, указывая на наличие особенностей вблизи этих фаз.

Перечисленные особенности поведения параметров поляризации: четность и нечетность соответственно параметров  $q$  и  $u$  как функций фазы в области пика поляризации и скачки позиционного угла в области квадратур — характерны для затменных двойных звезд. Это наводит на мысль, что в данном случае важную роль могут играть эффекты затмения или аналогичные им, например выход луча зрения из диаграммы направленности поляризованного излучения при вращении звезды. На диаграмме  $\{q, u\}$  (рис. 8) вектор поляризации описывает вытянутую вдоль оси  $q$  фигуру, которая может быть аппроксимирована эллипсом с отношением полуосей примерно 1 : 2 и направлением обхода против часовой стрелки. Направление обхода эллипса указывает на направление вращения звезды.

Отношение полуосей эллипса можно определить из анализа зависимостей  $q(f)$ ,  $u(f)$  и  $\theta(f)$  (рис. 7, а, б, в). Форма этих зависимостей описывается в пределах пика поляризации выражениями вида

$$q(f) = q_0 (1 + \cos 4\pi f), \quad u(f) = u_0 \sin 4\pi f, \quad (1)$$

где коэффициенты  $q_0$  и  $u_0$ , определенные по рис. 7, а и б, равны:  $q_0 = 4,8 \pm \pm 0,28\%$ ,  $u_0 = 2,25 \pm 0,17\%$ . Нетрудно показать, что уравнения (1) описывают эллипс с полуосями  $a = q_0$  и  $b = u_0$ , а изменение позиционного угла  $\theta$  плоскости поляризации со временем  $t$  дается выражением

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{b}{a} \operatorname{tg} t, \quad (2)$$

где  $t = 2\pi f$ .

Исчезновение линейной поляризации почти на половину периода при возрастании по модулю круговой поляризации указывает, что общая диаграмма направленности излучения из области магнитного полюса является комбинацией «карандашной» диаграммы круговой поляризации и «ножевой» диаграммы линейной поляризации, перпендикулярной к направлению магнитной оси. Такая комбинированная диаграмма направленности будет давать пик линейной поляризации и одновременное уменьшение величины круговой поляризации при максимальном наклоне магнитной оси к лучу зрения. В другом крайнем случае будет наблюдаться обратная картина: круговая поляризация достигнет своей максимальной величины, а линейная будет минимальна или вовсе отсутствовать, если ширина «ножевой» диаграммы не слишком велика. Очевидно, что моменты появления и исчезновения линейной поляризации зависят как от углов наклона оси вращения звезды к лучу зрения  $i$  и угла магнитной оси с осью вращения  $\gamma$ , так и от ширины диаграммы направленности.

Согласно теории излучения в сильном магнитном поле [19] ширина этой диаграммы не превышает нескольких градусов. Если пренебречь влиянием ширины диаграммы направленности, то простые геометрические соображения позволяют сделать оценки углов наклона  $i$  и  $\gamma$ .

Пусть луч зрения пересекает поверхность звезды в точке  $O$  (рис. 9). Поворот магнитного полюса  $M$  вокруг полюса вращения  $P$  будем задавать углом  $t = 2\pi f = \angle MPZ$ , отсчитываемым от плоскости  $OCZ$ , проходящей через луч зрения  $OC$  и ось вращения  $PC$ . Наклон  $i$  оси вращения к лучу зрения определяется в этой плоскости дугой большого круга  $OP$ . Примем, что угол  $t = 0$ , когда линейная поляризация максимальна, т. е. когда магнитная ось  $MC$  максимально удалена от луча зрения. Обозначим угол между магнитной осью и осью вращения  $\gamma = \angle PM$ , наклон магнитной оси к лучу зрения  $\chi$ .

Так как плоскость линейной поляризации перпендикулярна направлению магнитного поля, то ее позиционный угол  $\theta$  равен, очевидно, позиционному углу  $ZOL$  проекции  $CL$  направления магнитной оси  $CM$  на картинную плоскость  $X CZ$ . В свою очередь этот угол равен углу  $POM$  при вершине  $O$  сферического треугольника  $POM$  и может быть из него найден по формулам сферической тригонометрии. Действительно, из треугольника  $POM$  имеем

$$\sin\theta \sin\chi = \sin\gamma \sin t, \quad \cos\theta \sin\chi = \cos\gamma \sin i + \cos i \sin\gamma \cos t,$$

откуда

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sin t}{\operatorname{ctg} \gamma \sin i + \cos i \cos t}. \quad (3)$$

Таким образом, ход позиционных углов с фазой  $\theta$  ( $f$ ) описывается двумя формулами: формулой (2), коэффициенты в которой получаются непосредственно из наблюдений, и формулой (3), дающей зависимость  $\theta$  ( $f$ ) для различных углов наклона осей  $i$  и  $\gamma$ .

Углы наклонов  $i$  и  $\gamma$  могут быть найдены из сравнения хода позиционных углов с фазой, даваемого формулами (2) и (3). Для этого лучше всего подходит область фаз с минимальным рассеянием позиционных углов плоскости поляризации, т. е. в области пика линейной поляризации. Приравнявая производные от углов  $\theta$ , определяемых формулами (2) и (3), получим

$$\frac{d\theta}{df} = \pi \frac{b}{a} \frac{1 + \operatorname{tg}^2 t}{1 + \left(\frac{b}{a} \operatorname{tg} t\right)^2} = 2\pi \frac{\operatorname{ctg} \gamma \sin i + \cos i}{(\operatorname{ctg} \gamma \sin i + \cos i \cos t)^2 + \sin^2 t}, \quad (4)$$

откуда для фазы максимума линейной поляризации ( $t = 0$ )

$$\frac{d\theta}{df}(t=0) = \pi \frac{b}{a} = 2\pi \frac{1}{\operatorname{ctg} \gamma \sin i + \cos i}, \quad (5)$$

$$\text{т. е. } \sin(i + \gamma) = 2 \frac{a}{b} \sin \gamma. \quad (6)$$

Из уравнения (4) можно найти положение фаз  $f_0$ , при которых могут наблюдаться экстремумы позиционного угла плоскости поляризации. Прирав-



нивая производную  $d\theta/df$  нулю, получим связь между точками экстремумов и углами наклона осей

$$\cos t_0 = -\operatorname{tg} \gamma \operatorname{ctg} i. \quad (7)$$

Величина экстремального позиционного угла  $\theta_0$  может быть найдена из уравнения (3) при подстановке в него фаз экстремумов, найденных по условию (7):

$$\operatorname{tg} \theta_0 = \frac{\sin \gamma}{\sqrt{\sin(i+\gamma) \sin(i-\gamma)}}. \quad (8)$$

Хотя положение точек экстремумов на рис. 7, *г* определяется неуверенно из-за больших ошибок измерения углов при малых величинах поляризации, все же видно, что они находятся в области фаз около 0,25—0,30 и 0,70—0,75, а величины позиционных углов в этой области в среднем находятся на уровне 20°. Поэтому, задавая величину  $\theta_0$  и зная отношение полуосей аппроксимирующего эллипса, из уравнений (6) и (8) можно определить углы  $i$  и  $\gamma$ , а также положение моментов  $f_0$ .

Из уравнения (6) видно, что должно выполняться условие

$$2 \frac{a}{b} \sin \gamma \leq 1,$$

из которого следует ограничение для углов  $\gamma$ :

$$\sin \gamma \leq \frac{1}{2} b/a,$$

т. е. при отношении  $b/a \approx 0,5$  наклон магнитной оси к оси вращения не превышает 14°. Так как выше было показано, что мы наблюдаем у AN UMa все время один и тот же магнитный полюс, то это означает, что наклон магнитной оси к лучу зрения не превышает 90° (полюс не заходит в невидимую полусферу), т. е. наклон оси вращения к лучу зрения не более 76°. После несложных преобразований в формуле (8) можно получить систему уравнений для определения углов  $i$  и  $\gamma$ :

$$\sin i \operatorname{ctg} \gamma + \cos i = 2 \frac{a}{b}, \quad \sin i \operatorname{ctg} \gamma - \cos i = \frac{1}{2} \frac{b/a}{\operatorname{tg}^2 \theta_0}, \quad (9)$$

откуда находим

$$\cos i = a/b - \frac{1}{4} \frac{b/a}{\operatorname{tg}^2 \theta_0}, \quad \sin i \operatorname{ctg} \gamma = a/b + \frac{1}{4} \frac{b/a}{\operatorname{tg}^2 \theta_0}. \quad (10)$$

Для существования решения нужно, чтобы выполнялись условия

$$|\cos i| \leq 1, \quad |\sin(i-\gamma)| = \frac{1}{2} b/a \frac{\sin \gamma}{\operatorname{tg}^2 \theta_0} \leq 1,$$

из которых следует, что позиционный угол  $\theta_0$  должен удовлетворять условию

$$\frac{1}{2} b/a \leq \operatorname{tg} \theta_0 \leq \frac{1}{2} b/a \sqrt{\frac{1}{1-b/a}}.$$

При отношении полуосей  $b/a \approx 0,5$  максимальное значение позиционного угла плоскости поляризации  $\theta$  должно быть в интервале  $14^\circ \leq \theta \leq 19^\circ$ . Принимая  $\theta = 18^\circ$  и отношение полуосей  $b/a = 0,5$ , из уравнений (7) и (10) находим:  $i = 35^\circ$ ,  $\gamma = 10^\circ$ ,  $f_0 = 0,29$ , а величина градиента в области максимума поляризации, рассчитанная по формуле (5) с использованием полученных значений углов  $i$  и  $\gamma$ , равна  $\sim 90^\circ/\text{период}$ , что близко к оценке этой величины непосредственно по графику на рис. 7, *г* и к оценке  $d\theta/df = 100^\circ/\text{период}$ , полученной Кшеминьским и Серковским [10].

Ход позиционных углов с фазой, рассчитанной по формуле (3) с определенными выше значениями геометрических параметров модели  $i$  и  $\gamma$ , показан штрихпунктирной линией на рис. 7, *г*.

Как видно из рис. 8, зависимости (2) и (3) достаточно хорошо представляют наблюдаемый ход позиционных углов с фазой в пределах главного максимума поляризации и хуже в области квадратур. Отклонение наблюдаемого

хода  $\theta$  от теоретической зависимости может быть связано как с неточностью определения позиционных углов в этих фазах, так и с отличием реальной конфигурации магнитного поля звезды от идеализированной осесимметричной модели. Другой возможной причиной может быть наличие постоянной (около 1%) поляризации, присутствующей в излучении звезды на всех фазах и, вероятно, не связанной с магнитным полем.

Найденные параметры геометрической модели поляра AN UMa описывают его усредненные по большому промежутку времени характеристики. Вместе с тем наблюдения указывают на большой разброс величин максимума поляризации, а также на вариации позиционного угла проекции оси вращения на картинную плоскость.

Одна из возможных причин наблюдаемых вариаций величины максимума поляризации — это изменения вклада неполяризованного излучения звезды в общее излучение. Оценка показала, что вариации интенсивности неполяризованного потока на величину порядка  $0^m,5$  обеспечивают наблюдаемые вариации степени поляризации. Другая возможная причина — прецессия оси вращения звезды. Она может привести к переменности величины пика поляризации и связанного с ним максимума блеска, смещению его по фазе, а также создать наблюдаемые в отдельные ночи вариации ориентации плоскости поляризации во время максимума. Для исследования этого вопроса нужны дополнительные наблюдения.

В поведении этой звезды еще много неясного. Так, требуют объяснения «блуждающие» по фазе вторичные максимумы поляризации и стабильный вторичный максимум поляризации небольшой амплитуды на фазах 0,6—0,7, несимметричность хода кривой зависимости позиционного угла от фазы, изломы на фазах 0,1 и 0,9 на кривых  $q(f)$  и  $p(f)$ , непонятны причины продолжительных ослаблений блеска и т. д.

Таким образом, в результате поляризационных наблюдений звезды найдены наклон оси ее вращения к лучу зрения, угол между магнитной осью и осью вращения, направление вращения и позиционный угол проекции оси вращения на картинную плоскость. Найдено, что при вращении звезды виден только один магнитный полюс, а вариации степени поляризации в максимуме могут быть вызваны вариациями потока неполяризованного излучения или возможной прецессией оси вращения звезды.

В заключение авторы благодарят сотрудников отдела физики звезд Н. Н. Петрову и В. Т. Жоголеву за большую помощь в подготовке иллюстраций.

Декабрь 1979 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Hoffmeister C.— Astron. Nachr., 1963, 287, S. 169.
2. Meinunger L., Wenzel W.— Veroff. Sternwarte Sonneberg, 1968, 7, S. 389.
3. Meinunger L.— Inform. Bull. Var. Stars, 1976, N 1168.
4. Шугаров С. Ю.— Астрон. цирк., 1975, № 887.
5. Mumford G. S.— Inform. Bull. Var. Stars, 1976, N 1133.
6. Tapia S.— Circ. IAU, 1977, N 3049.
7. Bond H. E., Tifft W. G.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1974, 86, p. 981.
8. Greenstein J. L., Arp H. C., Shectman S.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1977, 89, p. 741.
9. Krzeminski W., Serkowski K.— Circ. IAU, 1977, N 3039.
10. Krzeminski W., Serkowski K.— Astrophys. J., 1977, 216, L. 45.
11. Hearn D. R., Marshall F. J.— Astrophys. J., 1979, 232, L 21.
12. Liebert J., Bond H. E., Grauer A. D.— Circ. IAU, 1979, N 3335.
13. Downes R. A., Urbanski J. L.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1978, 90, p. 458.
14. Mumford G. S.— Sky and Telescope, 1977, 54, p. 194.
15. Kruszevski A.— Nonstationary Evolution of Close Binaries/Second Symp. of the Problem Commission Physics and Evolution of Stars/Ed. A. N. Zytkov. Warsaw, 1978, p. 55.
16. Шаговской Н. М.— Науч. информ. Астрон. Совета АН СССР, 1978, № 45, с. 87.
17. Ефимов Ю. С., Наружная Н. В., Шаговской Н. М.— Астрон. ж., 1977, 54, с. 494.
18. Шаговской Н. М., Ефимов Ю. С.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 54, с. 99.
19. Долгинов А. З., Гнедин Ю. Н., Силантьев Н. А. Распространение и поляризация излучения в космической среде. М.: Наука, 1979.

## ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОСТИ БЛЕСКА НОВОЙ ЛЕБЕДЯ 1975 (V1500 Cyg) В КОНТИНУУМЕ

Е. П. Павленко, В. В. Прокофьева

В сентябре 1977 г. в КАО было получено около 3800 телевизионных снимков области Новой Лебедя 1975. Общее время наблюдений составило 36,5 ч. Средняя кривая блеска, построенная с периодом  $P = 0^d,2760$ , асимметрична. Восходящие ветви различны с достоверной вероятностью 0,95. Индивидуальные кривые блеска показывают сильные изменения излучения звезды по временной шкале, от нескольких минут до нескольких суток. Обнаружена зависимость величины этих изменений от фазы кривой блеска звезды. Модель тесной двойной системы с полуразделенными компонентами и наклоном плоскости орбиты к лучу зрения  $60^\circ$  удовлетворяет найденной фазовой зависимости флюктуаций блеска звезды. Отмечены отдельные быстрые выбросы материи, время между которыми существенно больше длительности периода обращения двойной системы. Особенности индивидуальных кривых блеска можно объяснить суммарным действием переменной яркости пятна на главном компоненте или на диске около него и изменением экранировки компонентов материей, неравномерно рассеянной в пространстве около двойной системы.

THE PHOTOMETRICAL RESEARCH ON SHORT PERIODICITY OF NOVA CYGNI 1975 (V1500 Cyg) BRIGHTNESS VARIABILITY IN CONTINUUM, by E. P. Pavlenko and V. V. Prokofieva.— About 3800 TV pictures of Nova Cyg 1975 with patrol time of about 36.5 hours were obtained in September 1977 at the Crimean Astrophysical Observatory. The mean light curve was constructed with  $P = 0^d,2760$ . The difference of rising branches is confident with probability 0.95. Individual light curves show strong brightness fluctuations ranging from minutes to days. The phase dependence of brightness fluctuations has been found with reliability 0.99: maximal fluctuations are at a primary maximum and minimal ones are at a secondary maximum of a light curve. The model of close binary system (half-separated components) with inclination of  $60^\circ$  satisfy this dependence. The presence of marked rapid outbursts from the second component is being suspected. Time interval between the moments of outbursts has been considerably exceeding the orbital period of the star. The features of individual light curves might be explained by common effect of the brightness variation of a spot on the primary component and by the screening the components with the ununiformly scattered envelope.

Фотометрические исследования блеска V1500 Cyg (Новая Лебедя 1975) проводились многими наблюдателями [1—8]. Сильная нестационарность излучения звезды затрудняет исследования закономерности короткопериодических изменений ее блеска. До сих пор остается открытым такой важный вопрос, как величина периода. Высказывалось мнение о том, что период не трехчасовой, а удвоенный, шестичасовой [2, 6—8]. Однако такое утверждение требует доказательства. С этой целью в 1977 г. в КАО были получены большие ряды телевизионных снимков области переменной.

### 1. Наблюдения и их обработка

V1500 Cyg наблюдалась в течение 6 ночей с 12 по 21.IX 1977 г. с помощью высокочувствительной телевизионной системы, установленной на полуметровом телескопе [9]. В передающей камере использовалась трубка ЛИ-217, охлаждаемая во время наблюдений до  $0^\circ$  С. Фотографирование изображения звездного поля производилось на фотопленку КН-2.

Выделение излучения звезды в континууме осуществлялось путем применения комбинации светофильтров ОС-11, СЗС-21 и ПС-7, которые давали кривую реакции приемника света с полушириной  $\Delta\lambda = 550 \text{ \AA}$  и эффективной длиной волны  $\lambda_{\text{эф}} = 5600 \text{ \AA}$ , вычисленными для источника излучения спектрального типа G2. Фотометрическая калибровка телевизионных снимков осуществлялась с помощью специального теста, дающего на входном фотока-

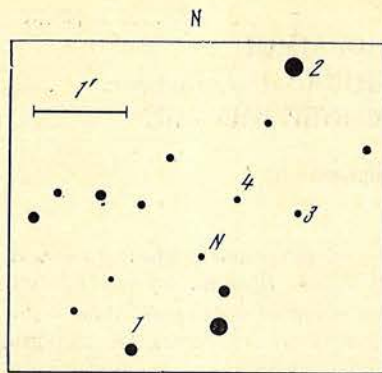


Рис. 1. Карта окрестностей V1500 Cyg

ченных в течение каждой ночи наблюдений, и временные разрешения в эти ночи приведены в первых пяти столбцах таблицы.

Сводка наблюдений V1500 Cyg

Дата, 1977 г., сентябрь	Время наблюдений		Количество снимков	Временное разрешение, мин	Моменты минимумов J. D. 2443400+
	начало	конец			
12—13	18 <sup>h</sup> 46 <sup>m</sup>	20 <sup>h</sup> 24 <sup>m</sup>	150	1	—
	22 18	23 20		0,4	—
13—14	18 33	23 53	450	0,6	—
18—19	18 26	1 50	1020	0,4	5,3993
					5,5395
19—20	19 03	2 15	910	0,4	6,5104
20—21	17 40	1 33	913	0,4	7,3506
21—22	18 25	0 58	515	0,6	8,2993
					8,4395

Блеск переменной и двух звезд поля (1, 2) оценивался на каждом телевизионном снимке относительно изображений звезд теста. В качестве звезды сравнения и контрольной были выбраны соседние с переменной звезды 3 и 4 (см. рис. 1), имеющие в использованной нами спектральной области блеск, близкий блеску исследуемой звезды.

Анализ ошибок измерений разностей блеска двух звезд проводился по разностям блеска звезд 3 и 4, которые определялись на всех снимках. Среднеквадратичная ошибка одного измерения разности блеска двух звезд в среднем оказалась равной  $0^m,11$ .

## 2. Результаты

Длинные ряды наблюдений позволили найти моменты нескольких минимумов  $T_{\odot}$  переменной. Результаты приведены в последнем столбце таблицы. Точность определения момента минимума около минуты. Моменты максимумов нами не определялись, так как сильная нестабильность кривой блеска, по нашему мнению, не позволяет это сделать достаточно надежно.

Кривые блеска V1500 Cyg были построены нами для всех ночей наблюдений. Одна из наиболее характерных кривых приведена на рис. 2. Каждая точка представляет результат усреднения разности блеска переменной и звезды сравнения 3 по соседним 10 снимкам. Кривая блеска показывает наличие быстрых изменений блеска переменной (фликкеринг). Аналогичные изменения блеска прослеживаются и на других индивидуальных кривых.

Сравнение кривых блеска, полученных в разные ночи, показало сильные изменения их формы от цикла к циклу. Для иллюстрации этого эффекта дан-

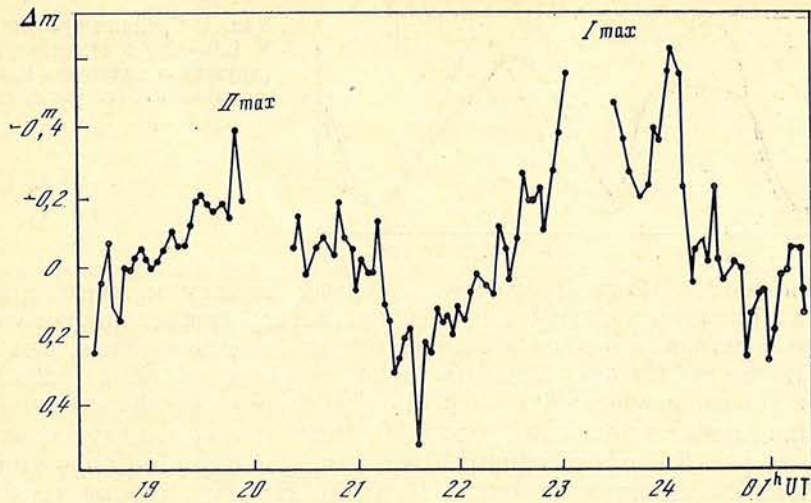


Рис. 2. Одна из кривых блеска V1500 Cyg, полученная 18—19.IX 1977 г.

По оси абсцисс отложено время наблюдений (UT), по оси ординат — разность блеска переменной и звезды сравнения  $z$ . Сверху над максимумами указано, к какому из максимумов средней кривой блеска (см. рис. 4) относятся данные наблюдений

ные наблюдения были усреднены по 30—40 значений и нанесены на рис. 3. При построении кривых использовались элементы

$$T = 2443405,3972 + 0,2760E.$$

Разными значками на рис. 3 показаны кривые, полученные в разные ночи. Обращает на себя внимание факт, что колебания блеска звезды во вторичном максимуме меньше, чем в других фазах.

Средняя кривая блеска переменной, построенная по всем наблюдениям с 12 по 21.IX, дана кружками и сплошной кривой на рис. 4. Там же штриховой линией показана средняя кривая этой же звезды, полученная по наблюдениям 1976 г. [10]. Учет изменений периода звезды за время между наблюдениями проводился нами по формуле, предложенной Ю. С. Ефимовым:

$$P = P_0 + (\alpha_0 + \beta t^\gamma)t,$$

где  $t = T - T_0$ ,  $P_0 = 0^d,141058$ ,  $T_0 = 2442665,57163$ ,  $\alpha_0$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  — константы. Моменты минимумов для наблюдений, проведенных через год, совпали достаточно хорошо. Сравнение средних кривых показывает, что обе они харак-

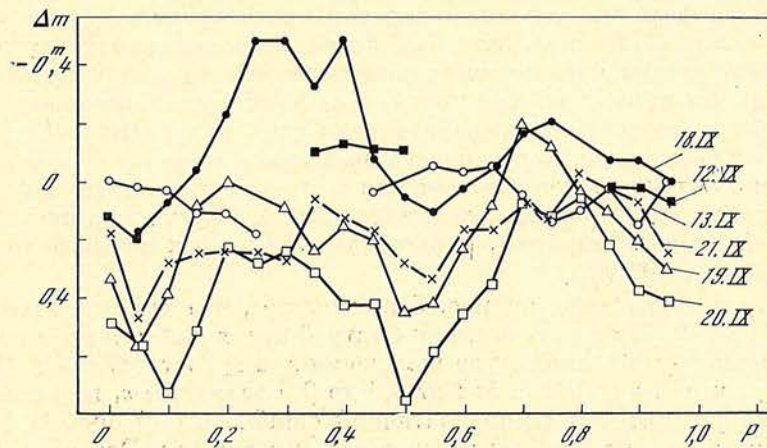


Рис. 3. Кривые блеска V1500 Cyg, полученные в сентябре 1977 г. и построенные при значении периода звезды 6 ч 38 мин

По оси абсцисс отложена фаза периода, по оси ординат — разность блеска переменной и звезды сравнения  $z$

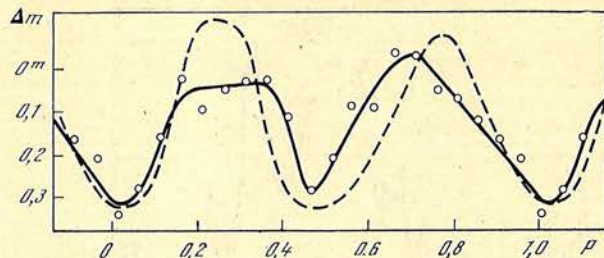


Рис. 4. Средняя кривая блеска V 1500 Cyg в сентябре 1977 г. (кружки и сплошная кривая) и в июле 1976 г. (штриховая)

теризуются явной асимметричностью: первый максимум имеет плоскую вершину и крутые восходящую и нисходящую ветви; вершина вторичного максимума более острая, а подъем и падение блеска более медленные, чем в первичном максимуме. Следует отметить также, что моменты обоих минимумов на кривых хорошо совпадают, и в обоих случаях имеет место положение вторичного минимума на фазе 0,45, а не 0,50. Подчеркнем, что каждая из приведенных на рис. 3 средних кривых блеска определялась по короткому интервалу времени наблюдений (около 10 дней). Поэтому кривые характеризуют поведение излучения звезды лишь в отдельные периоды времени.

### 3. Изменения кривой блеска и 6-часовой период V1500 Cyg

Период обращения двойной системы V1500 Cyg согласно высказанному ранее предположению [12] и нашим данным составляет не 3,3, а 6,6 ч. Приведем количественные оценки достоверности такого утверждения.

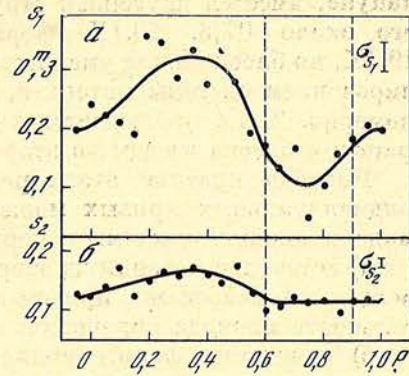
Известная из многих других фотометрических исследований и подтвержденная нашими наблюдениями сильная переменность блеска звезды происходит как за малые промежутки времени (характерное время несколько минут), так и за время, превосходящее период обращения двойной системы (характерное время порядка суток). Большое число телевизионных снимков позволило нам провести статистический анализ этой переменности. При описании рис. 3 мы указывали, что сравнение кривых блеска, полученных в течение разных ночей, позволяет заподозрить наличие зависимости величины изменений кривой блеска звезды от ее фазы. Для количественной оценки этого эффекта мы разбили весь период изменения блеска звезды на 20 фазовых интервалов по 0,05 периода и внутри каждого из них вычислили среднеквадратичное отклонение  $s_1$  значений блеска на средней за ночь кривой от среднего блеска звезды, полученного по всем кривым блеска для данного фазового интервала. Результаты вычислений представлены на рис. 5, а. Средняя ошибка определения среднеквадратичных отклонений  $\sigma_{s_1}$  составила  $\pm 0^m,05$ . На графике она указана в верхнем правом углу.

Анализ быстрой переменности был проведен по индивидуальным измерениям блеска звезды, сделанным на каждом телевизионном снимке. На всех индивидуальных кривых внутри каждого из упомянутых выше фазовых интервалов были вычислены среднеквадратичные отклонения  $s_2$  отдельных измерений от среднего значения блеска звезды в этих фазовых интервалах в данную ночь. Затем полученные значения  $s_2$  были усреднены внутри каждого фазового интервала по всем ночам наблюдений. Результаты представлены на рис. 5, б. Среднеквадратичная ошибка приведенных на графике данных  $s_2$  составила  $\sigma_{s_2} = 0^m,010$ .

Рассмотрение графиков на рис. 5 показывает, что имеется зависимость  $s_1$  и  $s_2$  от фазы. В обоих случаях, как быстрой переменности (минуты), так и более медленной (дни), амплитуда изменения  $s_1$  и  $s_2$  составляет  $5\sigma$ . Интересно отметить, что в интервале фаз от 0,6 до 0,9 величины  $s_1$  и  $s_2$  становятся практически равными среднеквадратичной ошибке одной оценки разности блеска двух звезд по одному телевизионному снимку. Это означает, что в данном интервале фаз флуктуации блеска переменной звезды становятся меньше ошибок наших измерений. Укажем также, что найденная нами зависимость изменений кривой блеска V1500 Cyg от ее фазы подтверждает правильность выбранного нами значения периода обращения системы 6,6 ч.

Рис. 5. Величины среднеквадратичных угловых разностей блеска от их среднего значения, вычисленные по средним за каждую ночь кривым блеска (а), индивидуальным измерениям на каждом снимке (б), в зависимости от фазы короткопериодических изменений блеска Новой

Кривая а иллюстрирует изменения блеска звезды от цикла к циклу в зависимости от фазы, кривая б показывает фазовую зависимость быстрых изменений блеска звезды внутри цикла



Другим аргументом в пользу правильности этого периода является форма средней кривой блеска за весь период наших наблюдений с 12 по 21.IX. Для доказательства этого предположим, что период вдвое меньше и кривая блеска имеет один максимум. Тогда кривая рис. 4 в фазах 0,5—1,0 должна повторять кривую в фазах 0,0—0,5. Сравнение блеска звезды в соответствующих интервалах фаз было проведено с использованием распределения Стьюдента [41]. Оно показало, что различие кривых достоверно на восходящей ветви: в фазах 0,00 с вероятностью 0,90, а в фазе 0,2 с вероятностью 0,95.

#### 4. Обсуждение

Как известно, новые звезды являются двойными системами [12, 13]. Наклон плоскости орбиты V1500 Cyg к лучу зрения согласно [14] составляет  $60^\circ$ . При этом затмения компонентов двойной системы наблюдаться не должно. По-видимому, кривая блеска короткопериодической переменности обусловлена излучением лишь главного компонента. Можно предположить, что двугорбая кривая обусловлена эллипсоидальностью главного компонента или диска около него.

Рассмотрим возможную интерпретацию описанных нами фотометрических исследований V1500 Cyg с точки зрения классической модели тесной двойной системы. Согласно ей флюктуации блеска системы максимальны тогда, когда к наблюдателю обращено горячее пятно, образованное в месте падения струи газа, вытекающего из вторичного компонента, и минимальны тогда, когда это пятно наблюдателю не видно. Описанные нами выше изменения кривой блеска звезды позволяют грубо оценить угловую протяженность пятна в экваториальной плоскости. По-видимому, она составляет около  $160^\circ$ , причем максимум яркости пятна может перемещаться по экватору, давая всплески в разных фазах первичного максимума кривой блеска. В минимумах блеска пятно видно сбоку, и поэтому вклад его в яркость звезды здесь меньший.

Вопрос о том, почему оба максимума на средней кривой блеска одинаковы, далеко не прост и требует дополнительного изучения. Попробуем здесь коротко описать, как можно объяснить наблюдавшиеся нами изменения индивидуальных кривых блеска системы в предположении модели тесной пары. Рассмотрим кривые рис. 3 в той последовательности, в которой они были получены. Кривая блеска 13.IX имеет малую ( $\sim 0^m,2$ ) амплитуду и находится в противофазе со средней кривой блеска: яркость системы больше в фазах 0,95—0,01 и 0,45—0,65, чем в фазах 0,2—0,3 и 0,7—0,9. 19.IX амплитуда в первичном максимуме достигла  $0^m,6$ , а во вторичном  $0^m,3$ , причем блеск всей системы увеличился. Можно предположить, что в период с 13 по 18.IX произошел выброс материи из второго компонента системы. Вследствие этого увеличивались как яркость и размеры пятна на главном компоненте, так и излучение всей системы. По-видимому, увеличилось также и истечение материи из двойной системы. На следующий день 19.IX, по прошествии четырех оборотов системы вокруг оси, блеск звезды во всех фазах, кроме вторичного максимума, уменьшился на 0,3— $0^m,4$ , причем, как и на-

кануне, имеется двугорбая структура первичного максимума, а амплитуда его около  $0^m,6$ . 20.IX форма кривой осталась такой же, как была 19.IX, но блеск Новой уменьшился на  $0,1-0^m,2$ . Это можно объяснить экранированием системы материей, часть которой рассеялась вокруг нее равномерно. 21.IX наблюдается уменьшение амплитуды до  $0,2-0^m,3$  при сохранении блеска звезды во вторичном максимуме.

Подводя краткие итоги рассмотренной картины, укажем, что форма индивидуальных кривых может быть, по-видимому, объяснена в рамках модели двойной системы с периодом 6,6 ч, если считать, что

а) истечение материи из второго компонента идет не равномерно и сопровождается выбросами, причем время между ними существенно больше длительности периода обращения системы;

б) изменение формы индивидуальных кривых блеска происходит как вследствие изменения яркости и размеров пятна на главном компоненте, так и вследствие наличия вокруг системы неоднородно распределенной материи, экранирующей в разной степени излучение двойной системы в разных направлениях. Положение этих неоднородностей меняется со временем.

В заключение выражаем благодарность А. Н. Абраменко за подготовку телевизионной аппаратуры к наблюдениям и участие в их проведении, Ю. С. Ефимову за сообщение до опубликования полученной им формулы изменения периода звезды, А. И. Каплиной и Л. И. Филатовой за помощь в обработке наблюдений и в изготовлении рисунков.

Декабрь 1979 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. *Semeniuk J., Kruszewski A., Schwarzenberg A. et al.*— In IAU Colloquium N 42. The interaction of variable stars with their environment, 1977, p. 194.
2. *Young P. J., Robinson E. L., Africano J. et al.*— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1977, 89, N 527, p. 37.
3. *Patterson J.*— Astrophys. J., 1978, 225, N 3, p. 954.
4. *Patterson J.*— Astrophys. J., 1979, 231, N 3, p. 789.
5. *Klline T., Kohoutek L.*— Astron. Astrophys., 1979, 76, p. 133.
6. *Coch R. N., Ambruster C. W.*— Circ. Cent. Bur. Astron. telegrams. Int. Astron. Union, 1975, N 2837.
7. *Rossi L., Maroccci M.*— Nature, 1976, 259, N 5540, p. 186.
8. *Kemp J. C., Sykes M. V., Rudy R. I.*— Astrophys. J., 1977, 211, N 2, pt. 2, p. 71.
9. Телевизионная астрономия/Под ред. В. Б. Никонова. М.: Наука, 1974. 296 с.
10. *Абраменко А. Н., Прокофьева В. В.*— Астрон. ж., 1977, 54, вып. 3, с. 510.
11. *Пустыльник Е. И.* Статистические методы анализа и обработки наблюдений. М.: Наука, 1968. 288 с.
12. *Горбачук В. Г.* Новоподобные и новые звезды. М.: Наука, 1974. 183 с.
13. *Бэттен А.* Двойные и кратные звезды. М.: Мир, 1976. 323 с.
14. *Боярчук А. А., Гершберг Р. Е.*— Астрон. ж., 1977, 54, вып. 3, с. 488.

УДК 523.942.841

### О ПОВЕДЕНИИ ЭМИССИИ В СПЕКТРЕ ГАММА КАССИОПЕИ В СЕНТЯБРЕ—НОЯБРЕ 1977 г. И В СЕНТЯБРЕ—ОКТЯБРЕ 1979 г.

Т. С. Галкина

Изучены контуры линий  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  и  $He I \lambda 5876 \text{ \AA}$  в спектре пекулярной Ве-звезды Гамма Кассиопеи, отождествляемой с рентгеновским источником MX 0053 + 60. Отмечается, что интенсивность эмиссии значительно возросла к началу наблюдений в 1977 г. в сравнении с предшествовавшими годами. Особенно резкое увеличение эмиссии произошло между 18 и 28.IX 1979 г., которое, по-видимому, связано с мощным выбросом вещества, происшедшим из звезды в оболочку. Высказывается предположение, что переменная рентгеновская эмиссия возникает в моменты выброса горячей высокоионизованной плазмы из звезды.



ON THE BEHAVIOUR OF EMISSION IN THE SPECTRUM OF  $\gamma$  CASSIOPEJA OBSERVED IN SEPTEMBER — NOVEMBER, 1977 AND IN SEPTEMBER — OCTOBER, 1979, by *T. S. Galkina*.— The profiles of  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  and  $\lambda 5876 \text{ \AA}$  He I lines were analysed in the spectrum of peculiar Be star  $\gamma$  Cassiopeja associated with the variable X-ray source MX 0053 + 60. It is found that being compared with the preceding years the emission intensity has been increasing by September, 1977. It is noticed that the emission intensity has been sharply increasing in the period from September 18 to 28, 1979, which is evidently connected with powerful ejection from the star. It is suggested that the X-ray emission occurs together with powerful ejection of hot plasma from the star.

Гамма Кассиопеи относится к ряду наиболее интересных Ве-звезд. Особый интерес представляют изменения, наблюдающиеся в ее эмиссионном и абсорбционном спектрах, из которых наиболее сильные впервые обнаружены в середине 30-х годов. С этого времени она находится под неослабным вниманием спектроскопистов. В 1940 и 1941 гг. Гамма Кассиопеи наблюдалась В. Ф. Газе [1], а с 1952 по 1956 г. за нею систематически следили А. А. Боярчук и И. М. Копылов [2—8].

В 1976 г. Джерниган [9] сообщил об обнаружении слабого рентгеновского источника в  $10''$  от Гаммы Кассиопеи с потоком в диапазоне 2—11 кэВ, равным  $3,5 \cdot 10^{-10}$  эрг·см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ . Этот источник (MX 0053+60) отождествили с Гаммой Кассиопеи. В этом же году это открытие было подтверждено [10] и показано, что рентгеновский источник примерно такой же интенсивности наблюдался здесь в начале ноября 1974 г. Однако годом раньше он не был обнаружен в обзоре неба со спутника UHURU, хотя рентгеновский поток, зафиксированный в конце 1975 г., был доступен для регистрации. Это привело к заключению, что рентгеновский поток из окрестности Гаммы Кассиопеи является переменным, так же как и оптический поток. Теперь представляется интересным исследовать вновь поведение Гаммы Кассиопеи в оптическом диапазоне спектра с целью выявления особенностей, характерных для этого типа звезд, подтверждающих связь ее с обнаруженным рентгеновским источником MX 0053+60, а также исследовать возможную корреляцию между эмиссией в оптическом спектре и рентгеновским потоком.

По аналогии с X Персея, подобной Гамме Кассиопеи, Хатчингс и др. [11] провели исследование последней на двойственность. Они не нашли никакой периодичности в изменении лучевых скоростей, указывающей на присутствие вторичного компактного компонента. Не найдена ими также и эмиссия в линии He II  $\lambda 4686$ , наблюдающаяся у двойных с рентгеновским источником. Поэтому гипотеза о возникновении рентгеновского источника при аккреции вещества на компактный спутник, признанная для рентгеновских двойных, для Гаммы Кассиопеи поставлена под сомнение. Марлбороу [12] высказал предположение, что рентгеновская эмиссия возникает в оптически тонкой корональноподобной области, окружающей звезду. Согласно его расчетам эта область должна иметь электронную плотность  $N_e \leq 10^{11}$  см $^{-3}$  и кинетическую температуру  $T \geq 2 \cdot 10^7$  К для  $a = R_{об}/R_* > 1$  (где  $R_{об}$  — наружный радиус области,  $R_*$  — радиус звезды). Но эта модель встречает ряд трудностей. Вопрос о происхождении рентгеновской эмиссии из окрестности Гаммы Кассиопеи остается пока открытым. Нужны дальнейшие исследования ее спектра как в оптическом, так и в коротковолновом диапазонах и, конечно, в рентгеновском.

Нами поставлена задача поиска особенностей в эмиссионном спектре Гаммы Кассиопеи по наблюдениям в 1977 и 1979 гг.

### 1. О переменности оптического спектра Гаммы Кассиопеи

Наблюдения прошлых лет показывают, что с 1911 г. в спектре Гаммы Кассиопеи преобладали сильные эмиссионные линии H I и Fe II и до 1930 г. спектр ее выглядел почти неизменным. Между 1931 и 1942 гг. в оптическом спектре этой звезды происходили сильные изменения, свидетельствующие о мощных процессах на ее поверхности. Так, между 1937 и 1939 гг. сила эмис-

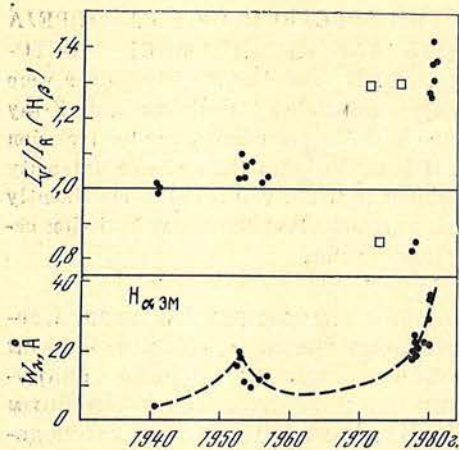


Рис. 1. Изменение эквивалентной ширины линии  $H_{\alpha}$  (внизу) и отношение интенсивностей фиолетового и красного компонентов для линии  $H_{\beta}$  (вверху) с 1940 по 1979 гг.

Точки — данные Крымских наблюдений, квадратики — данные [1]

достигла минимального значения около 1962 г., после чего начала снова нарастать, достигнув в сентябре 1979 г. максимального значения за последние сорок лет. Наиболее быстрое нарастание интенсивности эмиссии началось примерно с 1969 г., с этого времени начались и более частые колебания отношения интенсивностей фиолетового и красного компонентов эмиссионных линий водорода. Следует отметить, что небольшое увеличение интенсивности эмиссии между 1962 и 1969 гг. сопровождалось увеличением блеска звезды примерно на  $0^m,3$  [11].

## 2. Профили эмиссионных линий в спектре Гаммы Кассиопеи в сентябре — ноябре 1977 и в сентябре — октябре 1977 г.

Наблюдения Гаммы Кассиопеи в указанные выше периоды времени велись на 1220-мм рефлекторе Крымской обсерватории с дисперсиями  $14 \text{ \AA}/\text{мм}$  в области  $\lambda 3650\text{--}4950 \text{ \AA}$  и  $31 \text{ \AA}/\text{мм}$  в области  $H_{\alpha}$ . Получено свыше 90 спектрограмм в первый период наблюдений и свыше 70 — во второй. Данные наблюдений приведены в табл. 1. Здесь в первом столбце указаны даты, во втором — интервалы времени наблюдений данной области спектра, в третьем — область спектра и в последнем — число спектрограмм.

Для анализа поведения эмиссии со временем были построены профили линий  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  и  $\lambda 5876 \text{ He I}$ , как наиболее сильных в спектрах. Для этого на микрофотометре G-2 были измерены почернения участков спектра длиной  $\pm 70 \text{ \AA}$  у  $H_{\alpha}$ ,  $\pm 50 \text{ \AA}$  у  $\lambda 5876 \text{ He I}$  и  $\pm 70 \text{ \AA}$  у  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$ . Измерения проводились с шагом  $0,05 \text{ мм}$  на участке непрерывного спектра и  $0,02 \text{ мм}$  в ближней окрестности линии и в самой линии, что составляет  $1,5$  и  $0,6 \text{ \AA}$  для области  $H_{\alpha}$ . Для каждого из измеренных участков спектра строились графики зависимости логарифма интенсивности от длины волны (в ангстремах). Затем на них проводился непрерывный спектр. Поскольку в каждую ночь для каждой области спектра было получено от трех до пяти спектрограмм, то, если не замечалось больших различий от одного спектра к другому, записи близких моментов наблюдений усреднялись в  $\lg I$  и затем по усредненной записи проводился непрерывный спектр, или усреднялись интенсивности, уже приведенные к непрерывному спектру. Величины  $\lambda_0$  для каждой измеряемой линии находились из измерений линий в спектре сравнения в процессе измерения почернений.

сии в линии  $H_{\delta}$  превышала уровень непрерывного спектра почти в 5 раз [13], а в 1940 г. [1] почти вся эмиссия исчезла. В следующем году [1, 2] спектр испытывал колебания: резкие абсорбционные ядра и слабые эмиссионные компоненты на широких абсорбционных линиях водорода появлялись и исчезали в интервале времени несколько дней. В последующие годы снова наблюдались только небольшие изменения в виде спектра. На рис. 1 показано, как изменялась эквивалентная ширина линии  $H_{\alpha}$  и отношение интенсивностей фиолетового и красного компонентов линии  $H_{\beta}$  по наблюдениям, выполненным в Крыму в 1940—1941 гг., 1952—1956 гг. и 1977—1979 гг. Как видно из рис. 1, в 1953 г. интенсивность эмиссии возросла примерно в пять раз по сравнению с 1940—1941 гг. В последующие годы интенсивность эмиссии стала падать и согласно данным [11]

Таблица 1

Дата	УТ	Область спектра, Å	n	Дата	УТ	Область спектра, Å	n
1	2	3	4	1	2	3	4
1977 г. 4/5. IX	23 <sup>h</sup> 50 <sup>m</sup> —00 <sup>h</sup> 08 <sup>m</sup>	3600—4860	4	1977 г. 10/11. X	20 <sup>h</sup> 43 <sup>m</sup> —21 <sup>h</sup> 05 <sup>m</sup>	4300—4950	3
7/8. IX	23 25 —23 46	3600—4200	1		21 08 —21 10	3600—4350	1
		4150—4900	3		21 41 —21 52	5250—6950	3
	23 58 —00 12	5250—6950	3	30. XI	17 55 —18 14	3600—4350	3
8/9. IX	00 20 —00 21	3600—4900	1		18 19 —18 36	4300—4950	2
	23 10 —23 17	4150—4950	2		18 55 —19 12	5250—6950	2
	23 30 —23 37	3600—4200	2				
	23 54 —00 10	5253—6950	4	1979 г. 30. I	18 15 —18 18	5250—6950	1
9/10. IX	00 20 —02 47	4350—4950	3	14/15. IX	19 06 —19 26	3600—4350	3
	22 54 —23 13	3600—4350	3		20 36 —21 02	4300—4950	3
	23 27 —23 45	5300—6950	4	17/18. IX	23 37 —23 59	5300—6950	5
10/11. IX	22 35 —22 50	4350—4950	3		00 14 —00 49	4400—5000	3
	22 57 —23 12	3600—4350	3		01 02 —01 26	3700—4400	4
	23 27 —23 44	5300—6950	4	18/19. IX	22 15 —22 58	4400—5000	4
	23 50	3600—4950	1		23 10 —23 38	3700—4400	5
15/16. IX	22 10 —22 39	4300—4950	4	28/29. IX	23 50 —00 19	5300—6950	4
	22 49 —23 13	3600—4350	4		20 53 —21 25	5300—6950	5
	23 27 —23 42	5300—6950	3		21 40 —22 10	4250—4900	4
	23 48	3600—4950	1		22 20 —22 24	4000—4700	2
18/19. IX	21 33 —22 07	4300—5000	4	29/30. IX	22 28 —22 51	3600—4300	4
	22 18 —22 40	3650—4300	4		23 05 —23 22	5300—6950	4
	22 53 —23 20	5250—6950	5		20 14 —20 36	5300—6950	5
19/20. IX	21 36 —21 55	4300—4950	3		20 49 —21 20	4250—4900	4
	22 10 —22 16	3600—4350	2		21 29 —21 45	3600—4300	3
	22 24	3600—4950	1		21 51 —21 55	4000—4700	2
	22 31 —22 46	5250—6950	3	1/2. X	22 07 —22 20	5300—6950	4
21/22. IX	22 07 —22 16	3600—4950	3		20 26 —20 44	5300—6950	4
	22 25 —22 39	5250—6950	3		20 58 —21 32	4250—4900	4
					21 40 —21 44	4000—4700	2
					21 55 —22 18	3600—4300	3

Средняя ошибка полученных интенсивностей на уровне непрерывного спектра составляла  $\pm 0,02$ , максимальная ошибка не превосходила 0,035.

Поскольку в литературе были указания на наличие быстрой переменности профилей линий в спектре Гаммы Кассиопеи [14], то для тех ночей, где интервал наблюдений данной области составлял 20—30 мин и больше, профиль линии строился для каждого наблюдения, с тем чтобы можно было проанализировать его поведение в коротких интервалах времени. Экспозиции продолжались 1—4 мин.

На рис. 2 показаны профили линии  $H_{\alpha}$  с 7.IX по 10.X 1977 г. По оси ординат отложены интенсивности в единицах непрерывного спектра. Начало отсчета  $\Delta\lambda$  соответствует значению длины волны линии  $H_{\alpha}$ , равному 6562,83 Å, не исправленному за лучевую скорость звезды и за скорость движения Земли. Последняя изменялась от +18,5 до -8,7 км/с в период наблюдений с 7.IX по 30.XI 1977 г. На рисунке можно видеть, что интенсивность линии  $H_{\alpha}$  испытывала колебания от 3,3 до 4,5 по отношению к уровню непрерывного спектра. Профиль асимметричен, преобладает интенсивность красного компонента, максимум интенсивности его почти всегда совпадает с  $\lambda_0$ , фиолетовый компонент трудно выделить. Полуширина профиля изменялась от 5 до 8 Å, а ширина в крыльях — от 1050 до 1370 км/с.

Наблюдения 30.XI 1977 г. показывают профиль линии  $H_{\alpha}$  почти не изменившимся по отношению к показанным на рис. 2 (рис. 3), а 30.I 1979 г. картина профиля резко изменилась. Полуширина его увеличилась до 7,5 Å, вершина стала почти плоской, интенсивности фиолетового и красного компонентов почти сравнялись. Дальнейшее развитие профиля  $H_{\alpha}$ , как показывают наблюдения в сентябре 1979 г. (рис. 4), шло по линии увеличения интенсивности фиолетового компонента. Максимум его интенсивности смещен в коротковолновую часть спектра примерно на 70 км/с. Самым замеча-

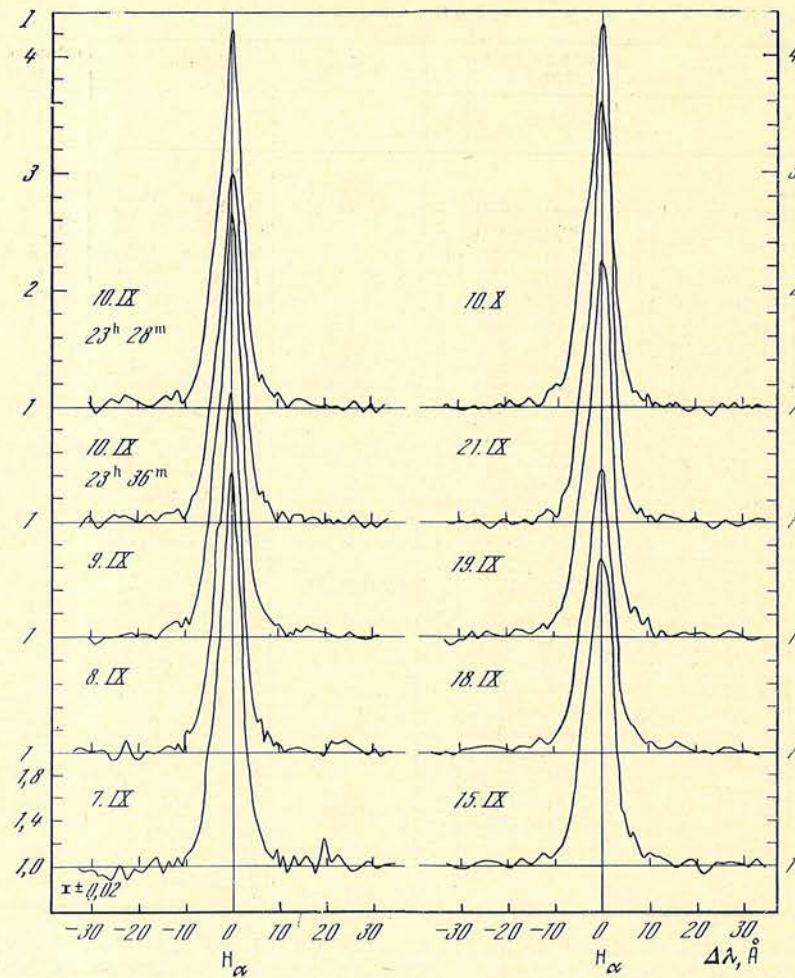


Рис. 2. Профили линии  $H_{\alpha}$  с 7.IX по 10.X 1977 г.

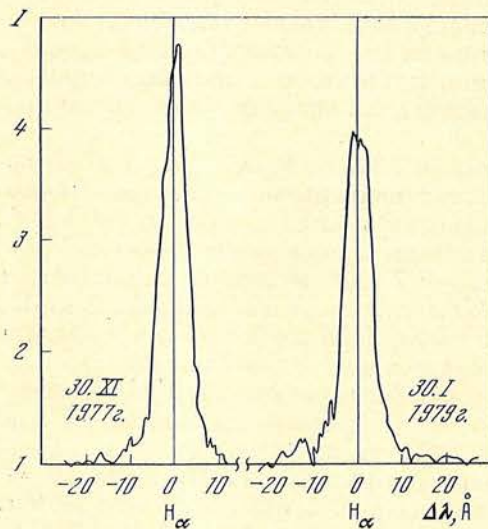


Рис. 3. Профили линии  $H_{\alpha}$  по наблюдениям 30.XI 1977 г. и 30.I 1979 г.

тельным является тот факт, что интенсивность эмиссии в линии  $H_{\alpha}$  сильно возросла 28.IX, когда она превысила более чем в 6 раз уровень непрерывного спектра. Ее эквивалентная ширина увеличилась примерно на  $10 \text{ \AA}$  в сравнении с предыдущим наблюдением 18.IX 1979 г. На следующий день еще продолжался рост интенсивности эмиссии, а наблюдение 1.X показало уже небольшое уменьшение ее.

Аналогичную картину поведения показывают и профили  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$  как в 1977 г., так и в 1979 г. Эти профили представлены на рис. 5 соответственно для двух сезонов наблюдений. На рис. 6 показан ход изменения эквивалентной ширины линии  $H_{\alpha}$  и ее интенсивности по отношению к непрерывному спектру по наблюдениям в сентябре 1977 и в сентябре 1979 гг. Ошибка в оценке эквивалентной ширины не превосходит  $\pm 0,4 \text{ \AA}$ . Здесь видны изменения интенсивности от ночи к ночи в пределах  $3-5 \text{ \AA}$  и значительное возрастание ее в конце сентября 1979 г. Эти данные говорят о большой нестационарности на поверхности звезды и в оболочке, окружающей ее. На рис. 7 даны профили линии  $\lambda 5876 \text{ He I}$  для некоторых ночей наблюдений. Здесь также заметна переменность интенсивности эмиссии, хотя общая интенсивность ее небольшая.

Для линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  определены следующие характеристики: эквивалентная ширина ( $W_{\lambda}$ ), полная полуширина [ $\Delta\lambda (I/2)$ ], ширина в крыльях ( $b$ ), остаточная интенсивность в центре линии  $r_{\lambda_0}$ , выраженная в долях непрерывного спектра (для линии  $H_{\beta}$  эта величина приведена для фиолетового и красного компонент). Все эти данные приведены в табл. 2. Линия  $H_{\alpha}$ , как отмечалось выше, видна всегда асимметричной. У линии  $H_{\beta}$  на некоторых профилях можно видеть слабый компонент. В 1977 г. это фиолетовый (V) компонент, смещенный в коротковолновую часть спектра, в 1979 г. — красный (R) компонент, смещенный в длинноволновую часть спектра. В сентябре—ноябре 1977 г. отношение  $V/R$  составляло в среднем 0,84, т. е.  $V < R$ , а в 1979 г. оно было равно 1,37,  $V > R$ . Инверсия отношения  $V/R$  произошла после 30.I 1979 г., когда интенсивности компонент были почти равны.

Чтобы интерпретировать наблюдаемое поведение водородной эмиссии в спектре Гаммы Кассиопеи, мы провели сопоставление с наблюдениями ее в 1941 г. [1, 8]. Хотя в этот период активность звезды была более слабой, чем в 1979 г., наблюдавшиеся тогда изменения в профиле  $H_{\beta}$  между 5 и 15.IX 1941 г. сходны с теми, что мы наблюдали между 18 и 29.IX 1979 г.

В рамках идеи А. А. Боярчука, высказанной им еще в конце 50-х годов [8], что в атмосфере Гаммы Кассиопеи могут происходить процессы типа выбросов высокоионизованной плазмы из недр звезды в оболочку, наблюдения ее в сентябре 1979 г. качественно можно объяснить так: между 18 и 28.IX произошел мощный выброс высокоионизованного вещества из звезды, который и привел к увеличению интенсивности фиолетовых эмиссионных ком-

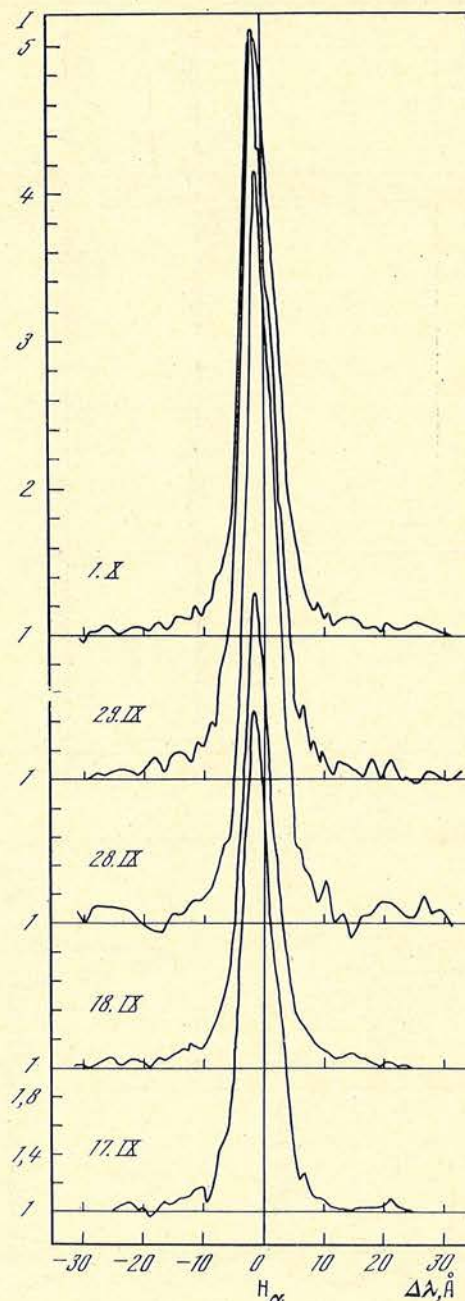


Рис. 4. Профили линии  $H_{\alpha}$  в сентябре — октябре 1979 г.

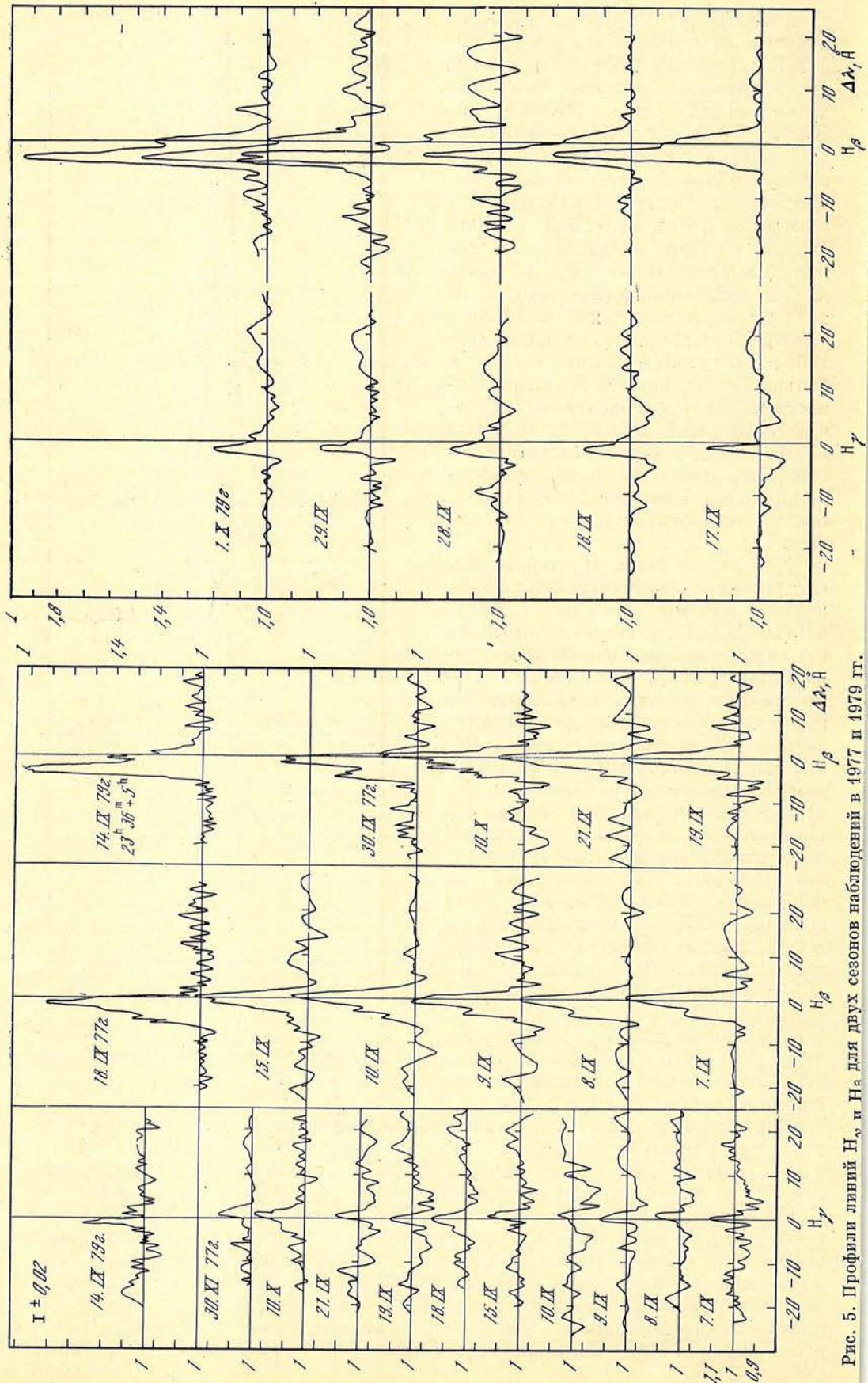


Рис. 5. Профили ливней  $H_\gamma$  и  $H_\beta$  для двух сезонов наблюдений в 1977 и 1979 гг.

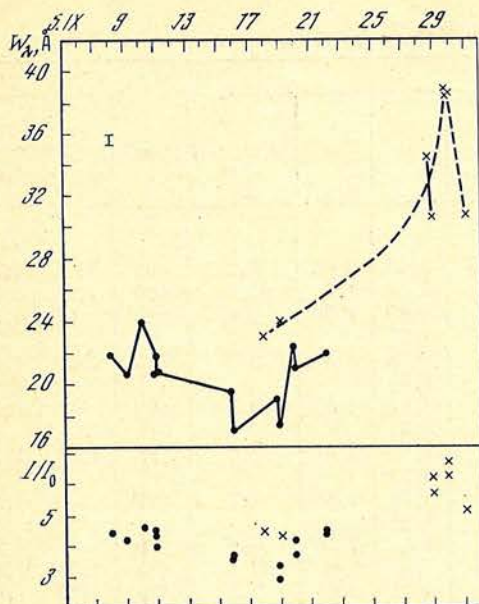


Рис. 6. Изменение эквивалентной ширины (вверху) и интенсивности (внизу) линии  $H_{\alpha}$  в сентябре 1977 г. (кружки) и в сентябре 1979 г. (крестики)

Шкала дат для 1977 и 1979 гг. общая

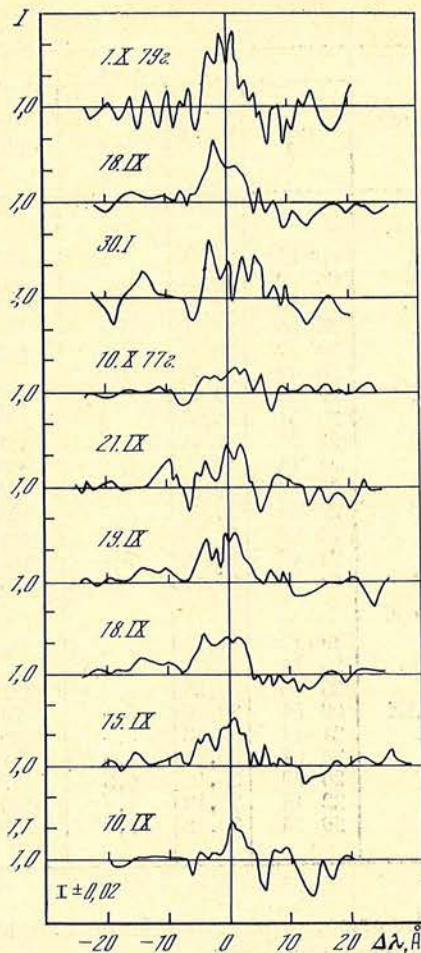


Рис. 7. Профили линии  $\lambda 5876 \text{ \AA}$  He I

понентов, смещенных в коротковолновую часть спектра. Величина смещения фиолетового компонента для  $H_{\beta}$  составляет примерно  $-180$ , а для  $H_{\gamma}$  —  $105 \text{ км/с}$ .

Как показывает табл. 2 и соответствующие рисунки, интенсивность эмиссионных линий водорода изменяется в небольших пределах от дня ко дню и даже в интервале нескольких десятков минут. Эти изменения могут быть свидетельством наличия нестационарных процессов, типа выбросов протуберанцев, происходящих на поверхности звезды, и неоднородной плотности в оболочке. Увеличение интенсивности эмиссии, наблюдающееся в последние годы, говорит об увеличении мощности оболочки, происшедшем, видимо, в результате возросшей активности звезды. Более подробно эти изменения будут анализироваться при рассмотрении ее спектра поглощения. Наблюдения показывают, что с 1970 г. более четко стала проявляться инверсия отношения интенсивностей фиолетового и красного компонентов водородных линий, возможно, благодаря возросшей общей интенсивности эмиссии. Анализ наблюдений 1970—1979 гг. приводит к заключению, что продолжительность полного цикла в изменении  $V/R$ , как видно на рис. 1, составляет примерно 4 года.

Что касается переменной рентгеновской эмиссии, то нам представляется наиболее вероятным, что она возникает в моменты наиболее сильных выбросов высокоионизованной плазмы из недр звезды. В пользу этого может говорить, например, и такой факт.

Согласно [9, 10] рентгеновский поток был зарегистрирован в конце 1974 и в конце 1975 гг. Эти моменты соответствуют резкому увеличению интенсивности фиолетового компонента и общему увеличению интенсивности эмиссии, что в свою очередь указывает на мощные процессы, происходящие на ее поверхности.

Таблица 2

Дата	H $\alpha$					H $\beta$				
	UT	W $\lambda$ , Å	$\Delta\lambda$ (I/2), Å	b, км/с	r $\lambda_0$	W $\lambda$ , Å	$\Delta\lambda$ (I/2), Å	b, км/с	r $\lambda_0$	
									V	R
1977 г.										
7/8.IX	00h 05m	21,98	5,5	1050	4,43	2,08	3,2	462	1,24	1,51
8/9.IX	00 09	20,5	6,0	1050	4,14	1,6	5,0	495	1,28	1,51
9/10.IX	23 35	23,95	5,5	1230	4,65	2,02	2,8	525	1,27	1,51
10.IX	23 28	21,70	5,5		4,53					
	23 37	20,55	6,5	1230	3,98	2,31	3,2	585	1,29	1,58
	23 43	20,70	5,0		4,35					
15.IX	23 30	19,63	6,7	1370	3,67	2,10	3,3	680	—	1,53
	23 41	16,80	5,6	1370	3,63					
18.IX	22 55	17,15	8,0	1280	2,92	2,41	3,0	495	1,32	1,71
	23 14	19,00	6,2	1280	3,42					
19.IX	22 32	20,82	7,2	1280	3,72	1,88	2,7	495	—	1,52
	22 40	22,43	5,7	1280	4,24					
21.IX	22 28	21,85	4,9	1160	4,5	2,50	4,0	650	—	1,53
10.X	21 47	22,18	5,6	1100	4,3	2,60	3,5	495	1,45	1,70
30.XI	18 57	27,15	6,5	1140	4,75	2,65	2,5	495	1,35	1,62
1979 г.										
30.I	18h 17m	24,13	7,5	1140	3,9					
14.IX	20 54	—	—	—	—	3,18	4,2	680	1,84	1,47
17.IX	23 40	22,98	5,2	1370	4,48	2,71	2,2	555	1,80	1,38
18/19.IX	00 04	23,96	5,5	1740	4,3	2,45	2,5	525	1,80	1,30
28.IX	21 14	34,12	5,5	1280	6,16	3,57	2,0	555	2,02	1,50
	23 07	30,87	5,5	1510	5,70					
29.IX	20 20	38,40	6,2	1370	6,2					
	22 14	38,19	5,8	1600	6,7					
1.X	20 36	30,42	6,1	1370		3,5	2,7	680	1,95	1,43

Полагаю, что дальнейшие наблюдения Гаммы Кассиопеи в более широком диапазоне спектра помогут в выборе наиболее вероятной модели этой пекулярной звезды.

В заключение выражаю искреннюю благодарность А. А. Боярчуку за прочтение рукописи и высказанные замечания и советы.

Декабрь 1979 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Газе В. Ф.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1947, 1, ч. I, с. 59.
2. Мустель Э. Р., Галкин Л. С., Копылов И. М.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1954, 11, с. 59.
3. Копылов И. М.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1954, 12, с. 162.
4. Копылов И. М., Боярчук А. А.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1955, 15, с. 190.
5. Боярчук А. А.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1956, 16, с. 143.
6. Боярчук А. А.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 18, с. 55.
7. Боярчук А. А.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 20, с. 118.
8. Боярчук А. А.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 19, с. 165.
9. Jernigan J. G.— IAU Circ., 1976, N 2900.
10. Mason K. O., White N. E., Sanford P. W.— Nature, 1976, 260, p. 690.
11. Cowley A. P., Rogers L., Hutchings J. B.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1976, 88, N 526, p. 911.
12. Marlborough J. M.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1977, 89, N 528, p. 122.
13. Baldwin R.— Astrophys. J., 1941, 94, p. 283.
14. Hutchings J. B.— Monthl. Notic. Roy. Astron. Soc., 1970, 150, p. 55.



## СПЕКТРАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ЗАТМЕННОЙ ДВОЙНОЙ V822 Aql

Т. М. Рачковская

По 30 спектрограммам, полученным в период 1968—1979 гг. с дисперсией 36 и 12 Å/мм в диапазоне 3800—4900 Å, изучен спектр затменной системы V822 Aql. Характер изменения контуров линий водорода, гелия  $\lambda 4471$  и  $\lambda 4026$  He I и магния  $\lambda 4481$  Mg II с фазой затмения указывает на возможное наличие нестационарных процессов в системе. На основании зависимости спектрального класса системы от фазы периода и кривой лучевых скоростей сделан вывод, что в главном минимуме затмевается более ранний компонент V822 Aql. Оценены спектральные классы каждого из компонентов:  $Sp_1 = B2,5$ ;  $Sp_2 = B9,5$ . Из кривой лучевых скоростей определены полуамплитуда лучевой скорости  $K(H) = 113$  км/с и скорость центра масс системы  $\gamma = +2,7$  км/с.

SPECTRAL INVESTIGATION OF ECLIPSING BINARY V822 Aql, by T. M. Rachkovskaya. — The spectrum of eclipsing binary V822 Aql has been studied, using 30 spectrograms obtained in 1968—1979. The dispersion was 36 and 12 Å/mm within the spectral range 3800—4900 Å. The behaviour of profile variations in hydrogen,  $\lambda 4471$  and  $\lambda 4026$  He I and  $\lambda 4481$  Mg II lines within the orbital periods indicates the possible presence of unstable processes in the system V822 Aql. Basing on the dependence of the spectral class on the phase of orbital periods, it has been established that in primary minimum the earlier component is eclipsing.

The spectral class of each component of V822 Aql has been estimated:  $Sp_1 \sim B2,5$  and  $Sp_2 \sim B9,5$ . The following parameters have been obtained from the velocity curves: the semi-amplitude of the radial velocity  $K(H) = 113$  km/s and the velocity of the system  $\gamma = +2,7$  km/s.

Звезда V822 Aql как затменная двойная с периодом  $P = 2^d,6477$  [1] была открыта Николини в результате электрофотометрических наблюдений.

Кривая лучевых скоростей V822 Aql построена Фитцджералдом [1] по спектрограммам с дисперсией  $D = 33$  и  $66$  Å/мм, полученным в период 1936—1939 гг., и вычислены некоторые орбитальные элементы системы. Фитцджералд нашел, что период V822 Aql равен  $P = 5^d,29510$ , т. е. в 2 раза больше значения, которое дает Николини. Фитцджералд измерил лишь линии водорода и в некоторых случаях  $\lambda 4481$  Mg II. Им было отмечено, что спектральные линии в звезде широкие и размытые. Очень слабые линии вторичного компонента были видны только на нескольких пластинках и измерялись Фитцджералдом лишь для оценки отношения масс компонентов. Фотометрия спектров V822 Aql Фитцджералдом не проводилась.

Спектр V822 Aql был изучен нами [2] по спектрограммам 1968 г. с  $D = 36$  Å/мм. Мы выполнили отождествление спектральных линий и нашли спектральный класс системы V822 Aql равным B5—88, однако обнаружить четких признаков вторичного компонента нам не удалось. Поэтому в дальнейшем мы продолжили наблюдения этой звезды с более высокой дисперсией.

Совсем недавно В. Я. Алдусева и В. М. Коваленко [3] опубликовали полную кривую блеска V822 Aql, наблюденную в цветах U, B, V (рис. 1). Авторы [3] уточнили период системы, найденный Фитцджералдом [1], и пришли к следующим выводам:

1) показатели цвета  $(B - V)$  и  $(U - B)$  зависят от фазы периода; в момент главного затмения система «краснеет», в момент вторичного — «голубеет»;

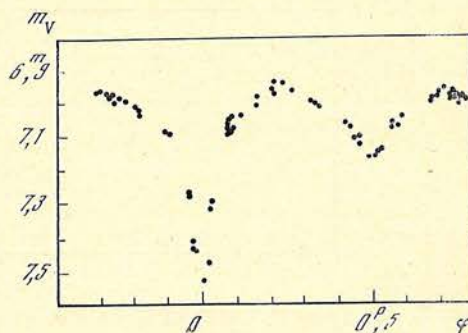


Рис. 1. Кривая блеска V822 Aql по наблюдениям в фильтре V В. Я. Алдусевой и В. М. Коваленко [3]

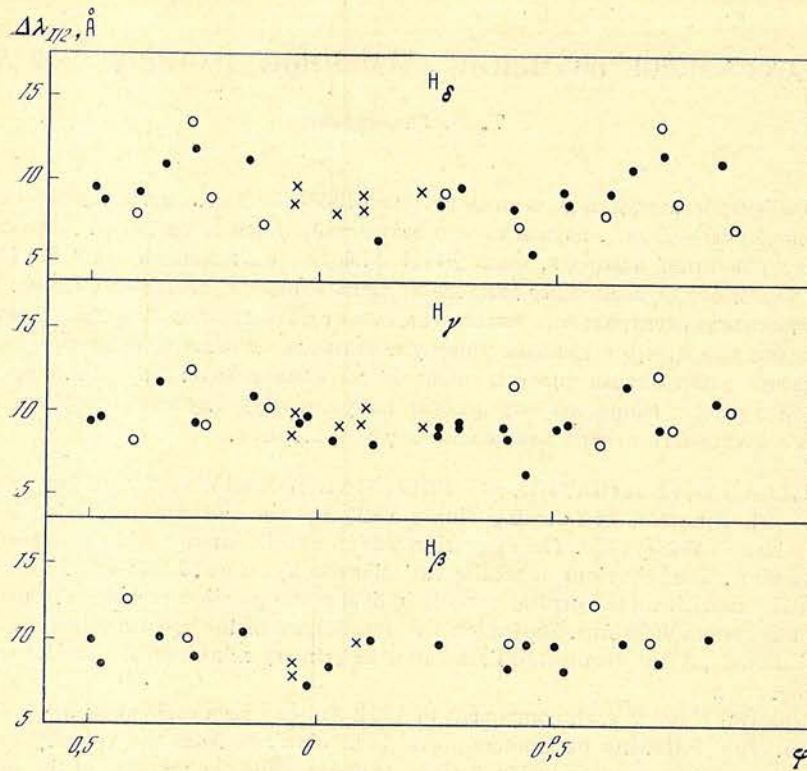


Рис. 2. Зависимость полуширин линий водорода  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$  на половине их интенсивностей  $\Delta\lambda_{1/2}$  от фазы периода  $\varphi$   
 Точки — наблюдения 1976 и 1979 гг.; кружки — 1971—1975 гг.; крестики — 1968 г.

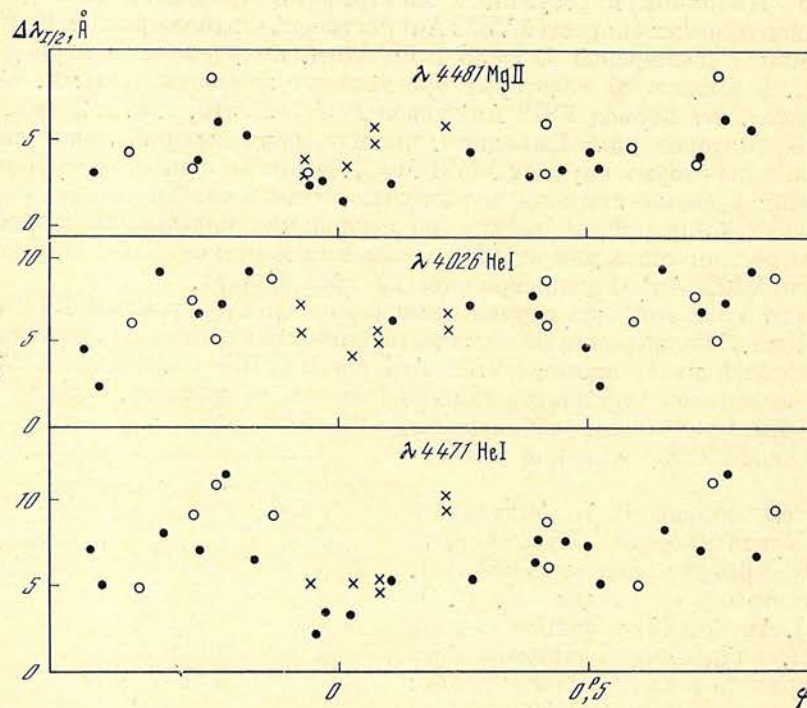


Рис. 3. Зависимость полуширин линий  $\Delta\lambda_{1/2}$  от фазы  $\varphi$  для линий  $\lambda 4471$  и  $\lambda 4026 \text{ He I}$  и  $\lambda 4481 \text{ Mg II}$   
 Обозначения те же, что и на рис. 2

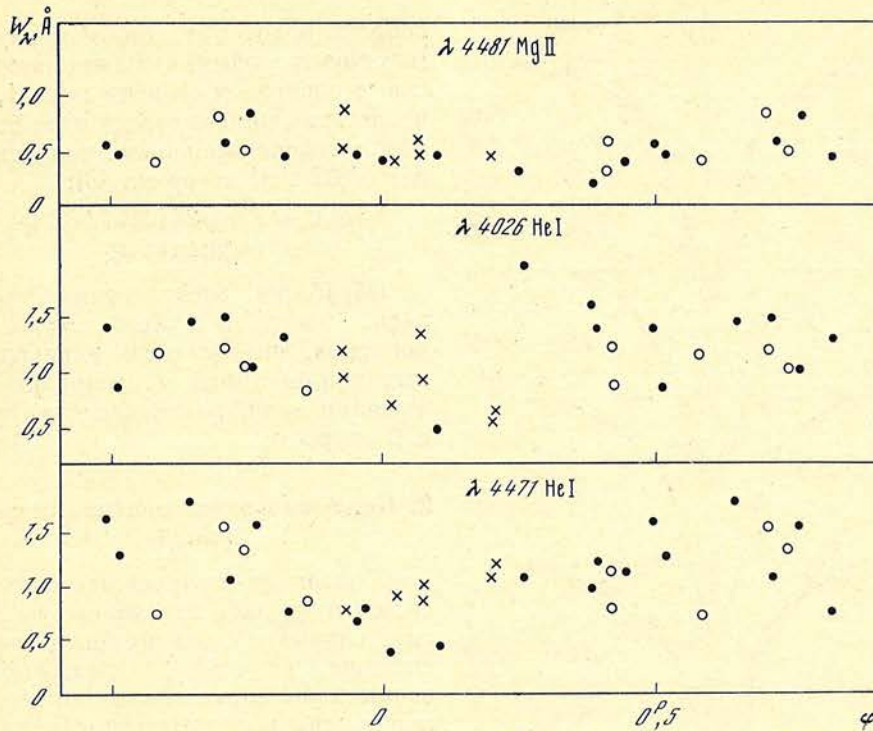


Рис. 4. Зависимость эквивалентных ширин линий  $W_\lambda$  от фазы  $\varphi$  для линий He I и Mg I. Обозначения те же, что и на рис. 2.

2) форма кривой блеска свидетельствует о явлениях нестационарности в системе V822 Aql.

Ниже излагаются результаты исследования спектров V822 Aql, наблюдавшихся нами в 1968—1979 гг.

### 1. Материал наблюдений и его обработка

Наблюдения были выполнены с дисперсией  $D = 36 \text{ \AA/мм}$  на спектрографе АСП-11 1,22-м рефлектора и с  $D = 12 \text{ \AA/мм}$  на спектрографе куде 2,6-м рефлектора Крымской астрофизической обсерватории в спектральном диапазоне  $\lambda 3700\text{--}4900 \text{ \AA}$  на эмульсиях типов ZU-2, 103 аО Кодак и А500. В табл. 1

Таблица 1

Дата	Экспозиция	Дисперсия, $\text{\AA/мм}$	Фаза	Дата	Экспозиция	Дисперсия, $\text{\AA/мм}$	Фаза
1968 г.				1976 г.			
17/18.VII *	1h 50m	36	0P,71	29/30.VII *	2h 30m	36	0P,81
25/26.VII	1 15	36	0,21	2/3.VIII *	3 00	36	0,57
4/5.IX	1 10	36	0,94	4/5.VIII *	3 00	36	0,95
10/11.IX	1 10	36	0,08	13/14.VIII	4 30	12	0,65
1/2.X	1 20	36	0,03	14/15.VIII	3 00	12	0,83
1971 г.				15/16.VIII	4 30	12	0,02
9/10.IX *	1,35	36	0,68	9/10.X	4 00	12	0,39
20/21.X	20	36	0,42	12/13.X	3 45	12	0,96
1972 г.				1979 г.			
2/3.VII *	1 30	36	0,78	12/13.VI	3 00	12	0,77
5/6.X	1 30	36	0,71	16/17.VI	3 15	12	0,52
14/15.X	1 50	36	0,42	7/8.VII	4 45	12	0,50
1975 г.				10/11.VII	4 00	12	0,11
24/25.VII	4	36	0,75	5/6.VII	4 00	12	0,97
30/31.VII	2 30	36	0,87	9/10.VII	3 30	12	0,72
8/9.VIII	3 30	36	0,59	2/3.IX	3 40	12	0,26
				3/4.IX	4 00	12	0,45
				8/9.IX	5 30	12	0,40

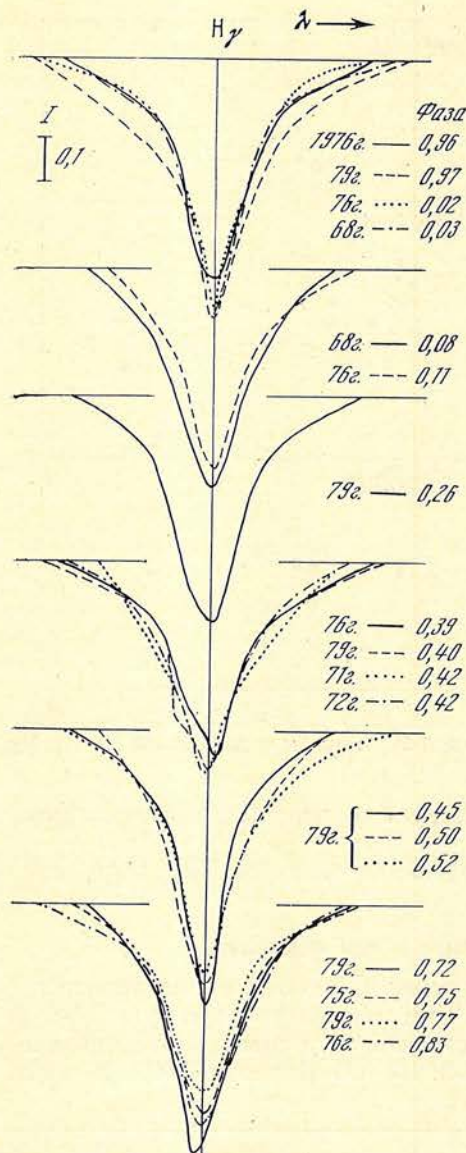


Рис. 5. Изменение контура водородной линии  $H_\gamma$  с фазой периода

валентные ширины и прослежено их поведение в течение орбитального периода.

На рис. 2 и 3 приведены зависимости половин ширины линий на половине интенсивности  $\Delta\lambda_{I/2}$  от фазы периода  $\varphi$  для линий водорода (рис. 2) и линий He I и Mg II (рис. 3). Из графиков видно, что наблюдается явно выраженное уменьшение полуширин линий H и He I вблизи главного минимума ( $\varphi = 0^P, 0$ ) и менее ярко заметное — вблизи вторичного ( $\varphi = 0^P, 5$ ). Для  $\lambda 4481$  можно лишь предполагать уменьшение  $\Delta\lambda_{I/2}$  в фазе  $\varphi = 0^P, 0$ .

Вблизи фазы  $\varphi = 0^P, 75$ , соответствующей элонгации, существует заметное повышение полуширин линий  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ ,  $\lambda 4471$  и менее выраженное для линий  $\lambda 4026$ , и особенно  $H_\beta$  и  $\lambda 4481$ .

В окрестностях фазы, соответствующей другой точке элонгации ( $\varphi = 0^P, 25$ ), увеличение  $\Delta\lambda_{I/2}$  достаточно заметно в линиях  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ ,  $\lambda 4471$ ,  $\lambda 4026$ , и его можно лишь предполагать для линий  $H_\beta$  и  $\lambda 4481$ .

На рис. 4 приведены зависимости эквивалентных ширин  $W_\lambda$  от фазы для линий He I и Mg II. Тенденция поведения величины  $W_\lambda$  с фазой в общем такая же, как и величины  $\Delta\lambda_{I/2}$ , разве что не наблюдается уменьшения эквивалентной ширины  $W_\lambda$  вблизи момента вторичного минимума ( $\varphi = 0^P, 5$ ).

собраны некоторые данные об изучаемых спектрограммах. Фазы, приведенные в последнем столбце табл. 1, вычислены на момент середины экспозиции согласно эфемериде, полученной для V822 Aq1 авторами [3]:

$$\text{Min } I = \text{JD}_{\text{hel}} 2442577,333 + 5^d,294950 E.$$

Обработка спектрограмм сводилась в конечном итоге к построению контуров, определению эквивалентных ширин линий и измерению положения линий для вычисления лучевой скорости.

## 2. Контур и эквивалентные ширины линий

Каждая из полученных спектрограмм изучалась независимо от других, однако за основу были взяты спектры с  $D = 12 \text{ \AA/мм}$ , которые позволили выяснить сомнительные моменты при рассмотрении структуры контуров линий в спектрах с дисперсией  $36 \text{ \AA/мм}$ .

Как уже отмечалось нами [2], в спектре V822 Aq1 наблюдаются размытые линии водорода, нейтрального гелия и  $\lambda 4481 \text{ Mg II}$ , а также некоторые линии O II и Si II, но они довольно слабы. Наблюдаются также межзвездные линии H и K Ca II и полоса  $\lambda 4430 \text{ \AA}$ . Мы не приводим здесь списка всех линий, обнаруженных в спектре V822 Aq1, так как они были опубликованы нами ранее [2].

Мы рассматриваем линии водорода, самые интенсивные линии гелия  $\lambda 4471$  и  $\lambda 4026$  и линию  $\lambda 4481 \text{ Mg II}$ . Для перечисленных линий были построены контуры, определены эквивалентные ширины и прослежено их поведение в течение орбитального периода.

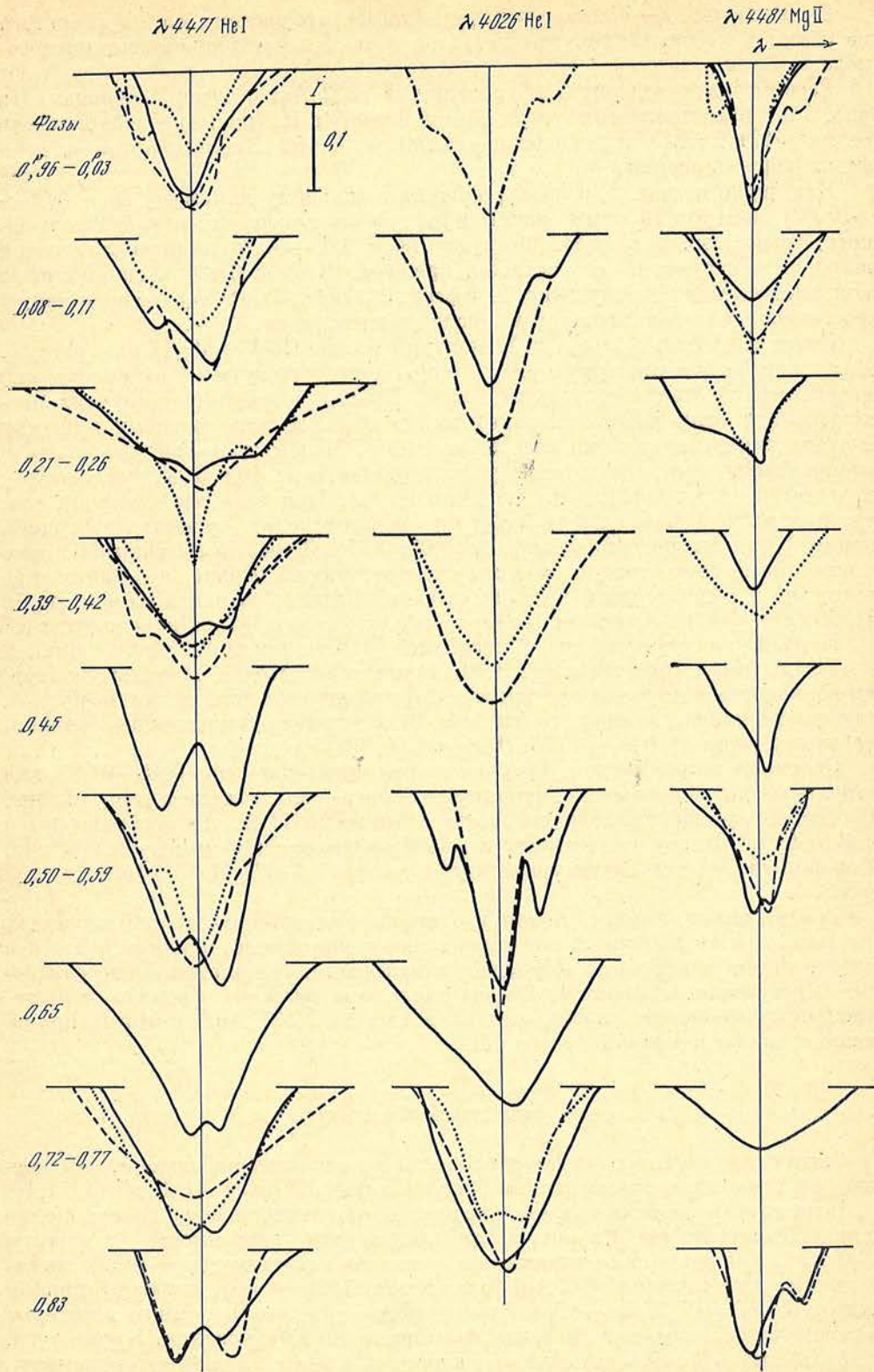


Рис. 6. Изменение контуров линий  $\lambda 4471$  и  $\lambda 4026$  He I и  $\lambda 4481$  Mg II с фазой периода

В общем рис. 2—4 позволяют предполагать, что система V822 Aql состоит из звезд, у которых присутствуют одни и те же спектральные линии водорода и гелия.

Рассмотрим поведение контуров линий V822 Aql в течение периода. На рис. 5 и 6 представлены контуры линий водорода  $H_\gamma$  (рис. 5) и нейтрального гелия  $\lambda 4471$  и  $\lambda 4026$  и ионизованного магния  $\lambda 4481$ . Наблюдения в близких фазах сгруппированы.

Как видно из рис. 5, в фазах, близких к главному минимуму ( $\varphi = 0,96 \div \div 0^P,03$ ), контуры  $H_\gamma$  симметричны и достаточно хорошо (за исключением одного) совпадают. В следующей группе ( $\varphi = 0,08 \div 0^P,11$ ) контур становится шире, но структура его остается прежней. В фазе  $0^P,26$  в синем крыле появляется заметная вспученность, в фазах  $0,39$  и  $0^P,40$  она переходит в явную депрессию, которая исчезает в последующих фазах.

Более нестабильно ведут себя контуры линий He I и Mg II (см. рис. 6). Даже при беглом просмотре рис. 6 напрашивается вывод об изменении как интенсивности, так и структуры линий. Правда, в некоторых случаях расхождение в этих характеристиках может быть обязано разному качеству спектрограмм (недодержки или передержки). Чтобы иметь представление о воспроизводимости, мы хотим обратить внимание на три даты, когда в одну ночь были сфотографированы по два спектра. При этом мы предполагаем, что в течение ночи в спектре V822 Aql не происходит существенных изменений. Эти даты соответствуют фазам  $0,08$ ;  $0,21$  и  $0^P,83$ , где сплошные и штриховые линии соответствуют разным спектрограммам. Видно, что совпадение контуров в течение одной ночи достаточно хорошее, за исключением линии  $\lambda 4026$ , которая на одном из спектров расположена в области недодержки.

Картина контуров на рис. 6 позволяет сделать некоторые заключения.

Рассматриваемые линии He I и Mg II имеют достаточно размытый контур, интенсивность которого меняется как с фазой периода (см. также на рис. 4), так и нерегулярно во времени (см. рис. 6). Последнее утверждение очевидно, например, в фазах  $0,96 - 0^P,03$ ;  $0,08 - 0^P,11$ ,  $0^P,45$ .

Основной широкий контур в некоторые фазы периода:  $0,45 - 0^P,83$  для отдельных дат наблюдений показывает большее или меньшее расщепление. В основном расщепление наблюдается в линии  $\lambda 4471 \text{ \AA}$ , оно особенно резко в фазе  $0^P,45$ . В этот момент в линии  $\lambda 4481$  наблюдалась асимметрия контура. Хорошо согласуется структура контуров у линий  $\lambda 4471$  He I и  $\lambda 4481$  в фазе  $0^P,83$ .

Третий вывод, который можно сделать на основании рис. 6, состоит в том, что на основном контуре в его правом или левом крыле, а может быть, и в центре линии очень часто наблюдается депрессия. Появление депрессии носит нерегулярный характер. По-видимому, она является следствием нестационарных процессов, происходящих в системе V822 Aql, которые проявляются также в кривой блеска [3].

### 3. Спектральный класс

Спектральный класс системы V822 Aql во все фазы наблюдений мы оценили по отношению эквивалентных ширин линий  $W(4481 \text{ Mg II})/W(4471 \text{ He I})$ , используя зависимость этой величины от спектрального класса Sp по данным Боярчука [4]. Из рис. 7, где представлена зависимость Sp от фазы периода  $\varphi$ , видно, что в окрестности главного минимума ( $\varphi = 0^P,0$ ) спектральный класс системы V822 Aql более поздний ( $Sp \sim B8$ ), чем во вторичном минимуме ( $\varphi = 0^P,5$ ,  $Sp \sim B6$ ). Это говорит о том, что в главном минимуме затмевается более ранняя В-звезда, во вторичном более поздняя. Кроме того, из рис. 7 можно заключить, что спектральный класс главного компонента не позднее B6, а вторичного позднее B8 при предположении, что как в главном, так и во вторичном минимумах мы наблюдаем частные затмения. Если бы в обоих случаях затмения были полными, то спектральные классы компонентов были бы равны B6 и B8 соответственно для главного и вторичного компонентов.

Обращает на себя внимание факт, что в фазах  $0,27-0^P,42$  спектральный класс системы повышается до В1. Возможно, что в этих фазах линии, выбранные для оценки спектрального класса системы, сильно искажаются какими-либо процессами, происходящими в системе V822 Aq1, например наличием потоков переноса вещества.

Мы сопоставили полученный нами график изменения спектрального класса с фазой с графиком изменения показателей цвета ( $B-V$ ) и ( $U-B$ ) по наблюдениям Алдусевой и Коваленко [3] (рис. 7). Нетрудно заметить следующее.

1. Существование хорошей корреляции между изменением спектрального класса и показателя цвета ( $U-B$ ) системы в течение периода.

2. В фазах  $0,27-0^P,42$ , когда мы наблюдаем повышение спектрального класса системы, согласно кривой ( $U-B$ ) [3] система V822 Aq1 становится более голубой. В связи с этим провести аналогию с поведением контуров линий He I и  $\lambda 4481$  Mg II нам трудно, поскольку, как видно из рис. 6, их нестабильность в интервале фаз  $0,27-0^P,42$  в принципе не отличается от поведения в окрестностях главного минимума. Следует отметить лишь, что как раз в фазах  $0,27-0^P,42$  наблюдалась депрессия в контурах линии H $\gamma$  (см. рис. 5).

Как уже отмечалось, в фазе  $\varphi = 0^P,83$  контуры линий  $\lambda 4471$  He I и  $\lambda 4481$  Mg II имеют подобную структуру — они состоят из двух компонентов, которые разделены настолько, что половина каждого из них не искажается контуром другого. Кроме того, в фазе  $\varphi = 0^P,45$  контур  $\lambda 4471$  также наблюдается разделенным, подобно контуру этой же линии в  $\varphi = 0^P,83$ . В контуре  $\lambda 4481$  в  $\varphi = 0^P,45$  достаточно надежно можно определить эквивалентную ширину линии лишь компонента с длинноволновой стороны.

Следует обратить внимание на то, что фазы  $0,45$  и  $0^P,83$  соответствуют спаду блеска системы V822 Aq1 ко вторичному и главному минимумам (см. рис. 1).

Если мы предположим, что разделенные компоненты линий принадлежат разным звездам системы V822 Aq1, тогда по отношению эквивалентных ширин  $\lambda 4471$  и  $\lambda 4481$ , как это делалось выше, мы можем определить спектральные классы каждой из звезд в отдельности.

Обозначим цифрой 1 синий компонент в контурах  $\lambda 4471$  и  $\lambda 4481$ , цифрой 2 — красный; в фазе  $0^P,45$  их положение взаимно меняется. Тогда из соотношения эквивалентных ширин пар линий  $\lambda 4471$  и  $\lambda 4481$  получим следующие спектральные классы:

$$Sp_1 (\varphi = 0^P,83) \approx B2,5; \quad Sp_2 (\varphi = 0^P,83) \approx A0, \quad Sp_2 (\varphi = 0^P,45) \approx B9.$$

Т. е. можно сделать вывод, что главный (более яркий компонент) является более ранней звездой ( $Sp_1 \approx B2,5$ ), вторичный (более слабый) — более поздней ( $Sp_2 \approx B9 - A0$ ). Этот результат не противоречит выводам, сделанным выше на основании рис. 7.

В связи со сказанным следует заметить, что в фазах элонгации  $0,25$  и  $0^P,75$  мы не всегда наблюдаем контуры линий  $\lambda 4471$  и  $\lambda 4481$ , обусловленные разными компонентами, разделенными, по-видимому, вследствие того, что контуры этих линий замыкаются излучением или поглощением дополнительного источника.

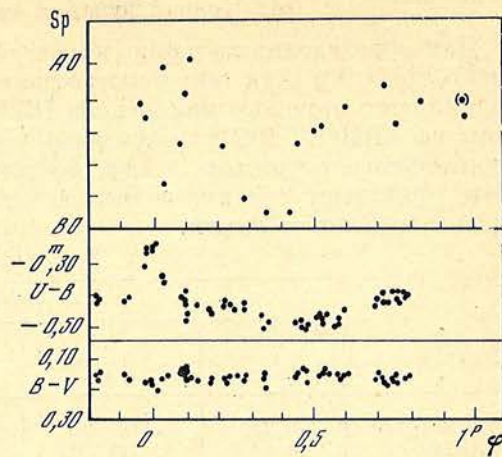


Рис. 7. Изменение спектрального класса показателей цвета ( $U-B$ ) и ( $B-V$ ) согласно [3] системы V822 Aq1 с фазой периода

#### 4. Кривая лучевых скоростей V822 Aql

Для определения лучевых скоростей  $V_r$  были измерены линии водорода, He I и  $\lambda 4481$  Mg II, а также межзвездная линия  $\lambda 3933$  Ca II. Измерения выполнялись с помощью микроскопа ИЗА-2. Данные измерений были обработаны на ЭВМ ЕС-1020. Полученные значения  $V_r$ , исправленные за эффект орбитального вращения Земли, представлены в табл. 2, где для каждой даты приведены средние значения для разных линий. В скобках указано число измеренных линий.

Таблица 2

$V_r$ , км/с					
JD $\odot$	$\phi$	H I	He I	4481 Mg II	K Ca II межзв.
2440055,399	0,71	-137 (8)	-40 (4)		-20
40063,356	0,21	+117 (11)	-124 (2)		-23
40110,309	0,08	+48 (11)	-20 (2)		-6
40131,236	0,03	+27 (2)			
41204,269	0,68	-112 (10)	+7 (2)	+85	-2
41245,229	0,42	+49 (8)	-7 (4)		-22
41501,299	0,78	-88 (4)	+172 (1)		-16
42618,361	0,75	-112 (3)	-29 (1)		
42624,312	0,87	-77 (3)	+2 (1)		
42633,385	0,59	-8 (5)	-18 (1)		-7
42989,349	0,81	-108 (4)	-88 (2)		-12
42993,340	0,57	-16 (3)	-124 (1)	-101	
42995,347	0,95	-52 (7)	-10 (4)	-50	-13
43004,365	0,65	-112 (3)	-109 (2)	-174	-9
43005,333	0,83	-100 (3)			
43006,323	0,02	-8 (1)	+39 (1)	+9	
43061,250	0,39	+113 (2)			
43064,236	0,96	+52 (1)	-15 (1)		
44041,510	0,52	-1 (2)	-24 (1)	-22	
44062,573	0,50	-18 (3)	-100 (2)	+66	-11
44065,542	0,11	+7 (3)		+53	-3
44091,542	0,97	-76 (2)			
44095,521	0,72	-112 (2)			-8
44119,528	0,26	+108 (2)			
44120,542	0,45	+94 (2)	+95 (1)	141	
44125,604	0,40	+64 (2)			-10

Зависимость лучевой скорости  $V_r$  от фазы периода представлена на рис. 8. Прежде чем обсуждать кривую  $V_r$ ,  $\phi$ , напомним, что спектральные линии V822 Aql выглядят широкими и диффузными, что представляло большую трудность при их измерении, особенно на спектрограммах с дисперсией  $D = 12 \text{ \AA/mm}$ . При измерении нить микрометра наводилась на центр линии.

Из рис. 8 видно, что ярко выраженную зависимость от фазы имеют лучевые скорости, измеренные по водородным линиям  $V_r$  (H) (сплошная линия). Сопоставление этой кривой с кривой блеска (рис. 1) позволяет заключить, что водородные линии в значительной степени, видимо, принадлежат вторичному, более холодному компоненту.

Лучевые скорости линий He I и Mg II имеют очень большой разброс, и если относительно  $V_r$  (4481 Mg II) можно предположить, что она изменяется с фазой подобно лучевой скорости линий водорода, то относительно лучевой скорости линий гелия с уверенностью сказать этого нельзя. Наоборот, два значения лучевой скорости, полученной по линиям гелия  $V_r$  (He I) в фазах 0,21 и 0<sup>p</sup>,78, находятся в противофазах относительно кривой  $V_r$  (H), соответствующей линиям водорода. Этот факт может указывать на то, что лучевые скорости, измеренные по водороду и гелию, характеризуют разные компоненты. Неопределенность же в лучевых скоростях по линиям гелия создается наложением на линию гелия нерегулярных по времени депрессий. Однако, если принять, что в фазах 0,21 и 0<sup>p</sup>,78 мы действительно измеряем линии гелия лишь главного компонента, то можно грубо оценить отношение масс компонентов системы V822 Aql.



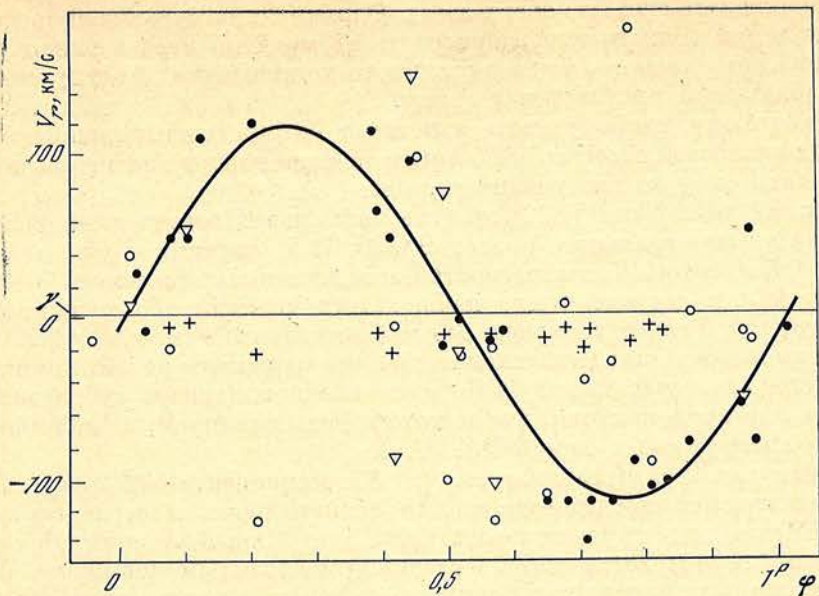


Рис. 8. Кривая лучевых скоростей  $V_r$ ,  $\varphi$

Точки —  $V_r$  (H), кружки —  $V_r$  (He I); треугольники —  $V_r$  (Mg II); крестики —  $V_r$  (K Ca II — межзвездная линия)

В табл. 3 записаны значения некоторых параметров, определенных из кривых лучевых скоростей V822 Aq1, и значения этих же величин по определению Фитцджералда [1].  $K_1$  (He I) и  $K_2$  (H) — полуамплитуды лучевых скоростей двух компонентов,  $\gamma$  — скорость центра масс системы,  $q$  — отношение масс компонентов.

Таблица 3

Данные	$K_1$ (He), км/с	$K_2$ (H), км/с	$\gamma$ , км/с	$q$	$V_r$ (K, Ca II), км/с
Автор	140:	113	+2,7	0,8:	-11,5
[1]	135	—	-1,6	1,0	-9,8

На основании табл. 3 при учете существующих неопределенностей в измерении лучевых скоростей V822 Aq1 можно сказать, что значения параметров  $K$  (H),  $\gamma$ ,  $q$  и значения скорости межзвездной линии кальция по определениям разных авторов близки.

### 5. Обсуждение результатов

Из кривой блеска (см. рис. 1) и характера изменения спектрального класса системы V822 Aq1 в течение орбитального периода (см. рис. 7) следует, что в главном минимуме затмевается более яркий и более ранний компонент.

Если наши оценки спектральных классов компонентов  $Sp_1 \approx B2,5$  и  $Sp_2 \approx B9,5$  правильны и если оба компонента являются звездами главной последовательности, то разность их блеска согласно диаграмме спектр—светимость должна составлять около двух звездных величин, т. е. в этом случае мы не наблюдали бы спектр вторичной звезды V822 Aq1. Но поведение контуров спектральных линий системы V822 Aq1 и лучевой скорости показывают, что спектр вторичного компонента наблюдается.

Если мы допустим, что затмения как в главном, так и во вторичном минимуме полные, тогда спектральные классы главной звезды и спутника согласно графику рис. 7 будут  $Sp_1 \approx B6$  и  $Sp_2 \approx B8$ . В этом случае разность блеска компонентов составит меньше одной звездной величины и мы

будем наблюдать спектры обеих звезд. Однако тогда лучевые скорости водородных линий должны характеризовать по крайней мере в равной степени движение как главного, так и вторичного компонентов, но результаты наших наблюдений противоречат этому.

По-видимому, чтобы увязать изменение блеска, спектрального класса и лучевых скоростей системы V822 Aql, в течение периода затмения необходимо принять одну из следующих гипотез.

Главный компонент V822 Aql есть нормальная звезда главной последовательности спектрального класса  $Sp_1 \approx B2,5$ , спутник —  $Sp_2 \approx B9,5$  является субгигантом. Тогда разность блеска компонентов может быть незначительной и в системе будут наблюдаться спектры обоих компонентов. Принятие такой гипотезы влечет за собой вывод, что в системе V822 Aql, возможно, произошел или происходит процесс «перемены ролей» компонентов. Возможно, истечение массы из бывшего главного (теперь субгиганта) компонента еще продолжается, что и может быть причиной нестабильного поведения спектральных линий V822 Aql.

Вторая гипотеза предполагает, что оба компонента V822 Aql являются звездами главной последовательности спектральных классов  $Sp_1 \approx B6$  и  $Sp_2 \approx B8$ , но более горячая звезда имеет аномальный химический состав — содержание гелия по отношению к водороду значительно повышено. Поэтому лучевые скорости, измеряемые нами по водороду и гелию, находятся в противофазе и характеризуют движение разных компонентов.

### Заключение

Перечислим основные результаты изучения спектра затменной системы V822 Aql.

I. В результате изучения поведения с фазой периода контуров линий водорода, нейтрального гелия  $\lambda 4471$  и  $\lambda 4026$  He I и ионизованного магния  $\lambda 4481$  Mg II обнаружено.

1. Заметное уменьшение полуширин линий и их эквивалентных ширин в главном минимуме ( $\varphi = 0^P, 0$ ) и незначительное, лишь у некоторых из них, во вторичном ( $\varphi = 0^P, 5$ ); увеличение этих величин в окрестности фазы  $\varphi = 0^P, 75$  и менее заметное в фазах  $\varphi = 0^P, 25$ .

2. Форма контуров линий  $\lambda 4471$ ,  $\lambda 4026$  и  $\lambda 4481$  в течение периода меняется — в крыльях и в центре линий появляются депрессии, которые носят нерегулярный характер. В водородной линии  $H_\gamma$  депрессии наблюдаются в красном крыле в фазах  $0,27-0^P, 11$ .

II. Спектральный класс системы V822 Aql меняется с фазой периода: в главном минимуме он оценен в среднем B8, во вторичном B6. Обнаружено, что в диапазоне фаз  $0,27-0^P, 42$  спектральный класс системы становится более ранним, B1. По двум спектрограммам, когда линии компонентов V822 Aql достаточно хорошо разделяются и, на наш взгляд, не искажены депрессией, сделана оценка спектральных классов каждого компонента в отдельности. Оказалось, что  $Sp_1 \approx B2,5$ ,  $Sp_2 \approx B9-A0$ .

III. По линиям водорода, гелия и магния измерены лучевые скорости  $V_r$  и построена их зависимость от фазы периода. Обнаружено, что  $V_r$  по линиям водорода имеют четкий ход с фазой и характеризуют изменение лучевой скорости вторичного компонента. Можно предположить, что  $V_r$  по линии магния ведут себя с фазой аналогично  $V_r$ , измеренным по водородным линиям.

Лучевые скорости, полученные по линиям гелия, не показывают четкой зависимости от фазы и имеют большой разброс в течение периода. Однако два измерения  $V_r$  (He I) позволяют предположить, что лучевые скорости линий гелия описывают орбитальное движение главного, более горячего компонента V822 Aql.

Из кривых лучевых скоростей определены полуамплитуды лучевых скоростей  $K_1$  (He I) = 140 и  $K_2$  (H) = 113 км/с, скорость центра масс системы  $\gamma = +2,7$  км/с, отношение масс компонентов  $q = 0,8$ .

На основании полученных результатов, по-видимому, можно представить две возможных модели системы V822 Aql:

1) главный компонент является нормальной звездой главной последовательности спектрального класса B2,5, вторичный — субгигант спектрального класса B9,5;

2) главный компонент — звезда спектрального класса B2,5 с повышенным по отношению к водороду содержанием гелия, спутник — нормальная звезда главной последовательности. В системе V822 Aql имеют место явления нестационарности, которые проявляются в нерегулярном изменении структуры контуров спектральных линий звезд, нестандартном изменении с фазой периода спектрального класса системы, а также в наличии некоторых аномалий в кривых блеска и показателей цвета системы.

Относительно источника нестационарностей пока можно высказать лишь предположение. Им могут быть газовые потоки, вызванные нестабильностью одного из компонентов, или присутствие в системе третьего, по-видимому, более горячего тела.

В заключение приношу благодарность А. А. Боярчуку за полезное обсуждение результатов работы и Г. Н. Шараповой и В. Т. Жоголевой за изготовление иллюстраций.

Декабрь 1979 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. *Fitzgerald P.* — Publ. David Dunlap Obs., 1964, 2, p. 417.
2. *Рачковская Т. М.* — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 46, с. 35.
3. *Алдусева В. Я., Коваленко В. М.* — Астрон. цирк., 1977, № 956.
4. *Боярчук А. А.* — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, 17, с. 89.

УДК 523.164.4

### О ПЕРЕМЕННОСТИ ЗС 273, OJ 287 И PKS 0735 + 17 В РАДИО- И ОПТИЧЕСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров, Н. М. Шаховской

Показано, что изменения радиопотока на волне 1,35 см источников ЗС 273, PKS 0735 + 17 и OJ 287, по-видимому, связаны с изменениями линейно-поляризованной составляющей излучения в оптическом спектре как при быстрых (суточных), так и при медленных (годовых) вариациях. Как правило, минимуму потока радиоизлучения соответствует максимум линейно-поляризованного излучения. У источника OJ 287 возможны сдвиги между флюктуациями в оптическом и в радиодиапазоне на несколько суток при быстрых вариациях и около 0,5 года при медленных.

ON THE VARIABILITY OF ЗС 273, OJ 287 AND PKS 0735 + 17 RADIO AND OPTICAL EMISSION, by V. A. Efanov, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov and N. M. Shakhovskoy. — It is shown that variations of radio flux at wavelength 1.35 cm of sources ЗС 273, OJ 287 and PKS 0735 + 17 are related to variations of linearly polarized optical emission as in daily so in slow (during several years) variations. The maxima of polarized emission correspond to the minima of radio flux as a rule. Some time shifts between OJ 287 radio and optical events appear in course of rapid (several days) and in course of slow (about 0.5 year) variations.

Наличие или отсутствие корреляции между вариациями излучения внегалактических радиоисточников в оптическом и радиодиапазонах могут служить важными аргументами при выборе модели объекта и механизма генерации излучения, ответственных за переменность.

Сопоставление результатов оптических и радионаблюдений 22 радиоисточников в период с 1966 по 1975 г., проведенное в [1], выявило высокую

корреляцию медленных изменений интенсивностей излучения в этих областях спектра только у источника OJ 287, объекта типа BL Lac. Для остальных объектов такая корреляция или отсутствует, или не очень достоверна. Поиск взаимосвязанных изменений оптического блеска и радиоинтенсивности на суточных интервалах того же быстропеременного источника OJ 287 показал их отсутствие [2, 3]. Однако в [2] было указано на возможную согласованность изменений радиопотока и дифференциального показателя цвета  $(U - B) - (B - V)$ , а в [3] отмечена возможная связь между вариациями радиоизлучения и оптических параметров Стокса у OJ 287. Появление линейно-поляризованного излучения у квазара 3C 273 в моменты, близкие к минимумам радиопотока при суточных его флюктуациях, было замечено весной 1976 г. [4].

Здесь приведены результаты сравнения данных радионаблюдений на волне 1,35 см и оптической поляриметрии радиоисточников типа BL Lac PKS 0735+17 и OJ 287, а также квазара 3C 273, выполненных в 1975—1979 гг. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

Измерения оптического потока и параметров линейной поляризации проводились в кассегреновском фокусе 2,6-м телескопа обсерватории с помощью одноканального поляриметра, работающего в режиме счета фотонов [5, 6]. Блеск исследуемых объектов определялся по отношению к близлежащим звездам сравнения. Для перехода от звездных величин к абсолютным плотностям потока использовалась калибровка, приведенная О'Деллом и др. [7], согласно которой звезде  $15^m,0$  соответствуют потоки 3,65 мЯн в полосе  $V$  и 3,90 мЯн в  $B$ . Поляризованный поток вычислялся как произведение полного потока на степень поляризации.

Точность фотометрических наблюдений в ночи с устойчивой прозрачностью составляла 0,01—0,02 (1—2% в потоке). Средняя ошибка измерений степени поляризации для объектов PKS 0735 + 17 и OJ 287 составляла 0,3—0,4%, а для 3C 273 0,1%. Инструментальная поляризация (порядка 0,1%) определялась и исключалась с ошибкой не более 0,05%. Более подробно методика наблюдений и обработки описана в [6, 8]. Для сопоставления с радионаблюдениями использовались результаты измерений в цветах  $B$  или  $V$ . Полностью результаты оптических наблюдений за 1976—1979 гг. будут опубликованы отдельно, а за 1974—1975 гг. они опубликованы в [8].

Радиоастрономические наблюдения были выполнены на 22-м радиотелескопе при помощи модуляционного радиометра с мазером на входе. Чувствительность радиотелескопа в комплексе с радиометром составляла  $\sim 1$  Ян при постоянной времени выхода радиометра 1 с. Для модуляции диаграммы направленности антенны использовались два облучателя, расположенные в азимутальной плоскости и настроенные на прием взаимно ортогональных линейно-поляризованных составляющих излучения, что позволяло измерять полные потоки независимо от поляризации излучения объектов. Наблюдения источников осуществлялись методом «on—on», при котором прием и накопление сигнала от источника проводились попеременно вначале одним рупором, затем другим в режиме сопровождения. Поглощение излучения в атмосфере Земли рассчитывалось по метеопараметрам, измеряемым при наблюдении в месте расположения радиотелескопа, и контролировалось методом разрезов атмосферы. Плотности потоков от исследуемых объектов определялись методом сравнения в процессе наблюдений с интенсивностями излучения калибровочных источников DR 21 ( $S = 19,5$  Ян), 3C 274 ( $S = 21,5$  Ян) и Юпитера ( $T_{\text{я}} = 138$  К). Более подробно методика наблюдений и обработки описана в [9].

Среднесуточные значения радиопотоков и параметров оптического излучения объекта PKS 0735 + 17 для трех периодов наблюдений нанесены на рис. 1 как функции времени. Рис. 1 дает основание предполагать наличие коррелированных вариаций в радио- и оптическом диапазонах весной 1976 г.: при уменьшении радиопотока поляризованный и полный оптические потоки, а также степень поляризации возрастали. Позиционный угол плоскости поляризации в это время изменялся незначительно. На рис. 2 показана зависимость линейно-поляризованного потока и степени поляризации объекта от

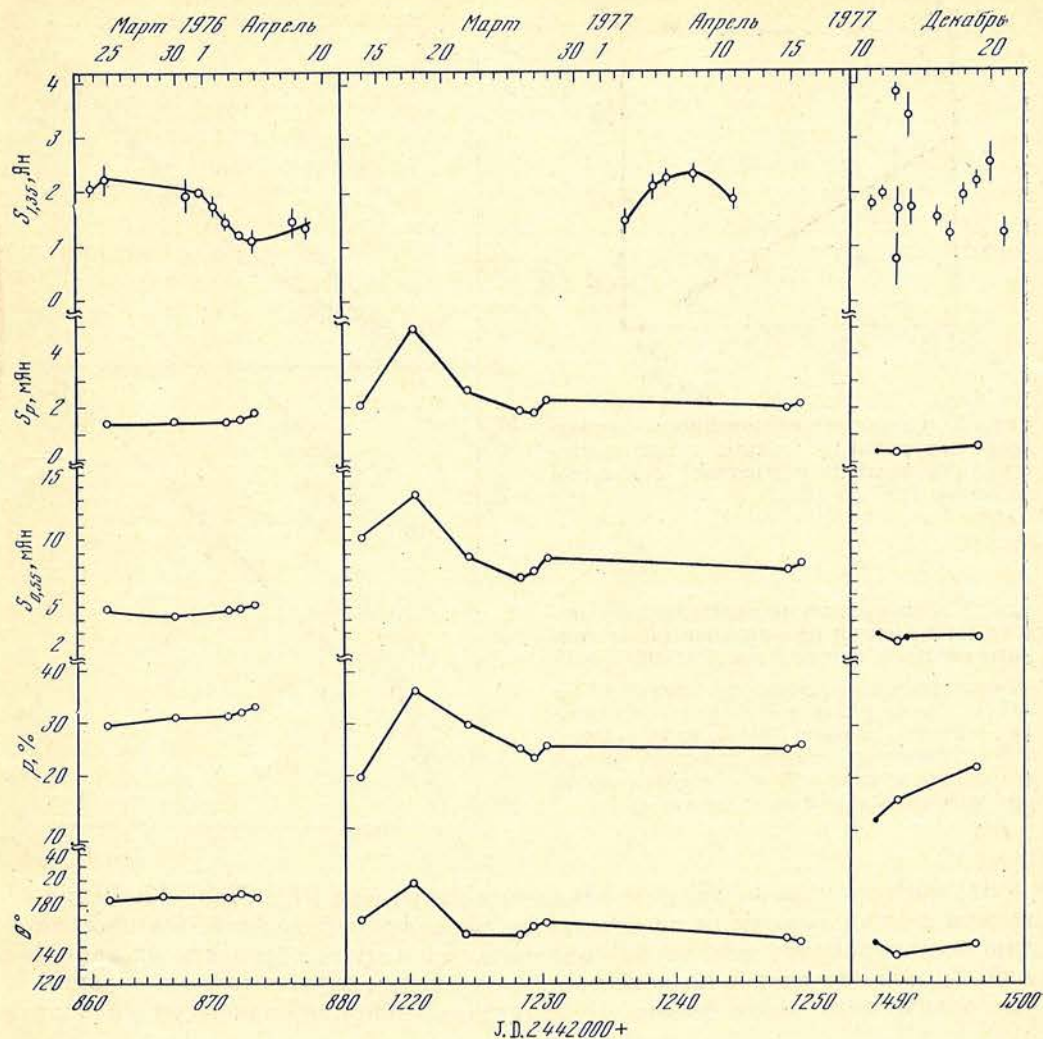


Рис. 1. Поведение плотностей потоков радиоизлучения  $S_{1,35}$ , поляризованного  $S_p$  и полного  $S_{0,55}$  в цвете V, степени поляризации  $p$  и позиционного угла  $\theta$  плоскости поляризации источника PKS 0735 + 17 в отдельные периоды наблюдений

Темными кружками отмечены данные, взятые из [10]. Вертикальными отрезками показаны среднеквадратичные ошибки, если они превышают размеры значков

радиопотока. Если поток поляризованного излучения менялся нелинейно с изменением радиопотока, то степень поляризации была связана с ним линейным соотношением. Отметим, что изменения радиоизлучения в апреле 1977 г происходили после значительных оптических вариаций. В декабре 1977 г. оптических данных недостаточно для получения определенных выводов о фазовых соотношениях оптических и радиовариаций, однако снова быстрые изменения радиопотока в течение долей суток и нескольких суток происходили в период преобладающих изменений в поляризации; если изменения полного потока не превышали 15%, то поляризованный поток увеличился на 60%.

Плотность потока оптического поляризационного излучения от PKS 0735+17 во все периоды наблюдений сильно коррелировала с полным оптическим потоком, хотя вид зависимости от сезона к сезону менялся (рис. 3, а). Данные за 1975—1976 гг. хорошо удовлетворяют линейной зависимости, а данные за 1976—1977 гг. лучше согласуются с квадратичной зависимостью, причем к этой параболе близки и данные за 1977—1979 гг., которые, однако, внутри своих периодов также хорошо ложатся на прямую. Квадратичная зависимость поляризованного потока от полного означает линейную связь степени поляризации с полным потоком, что иллюстрируется рис. 3, б.

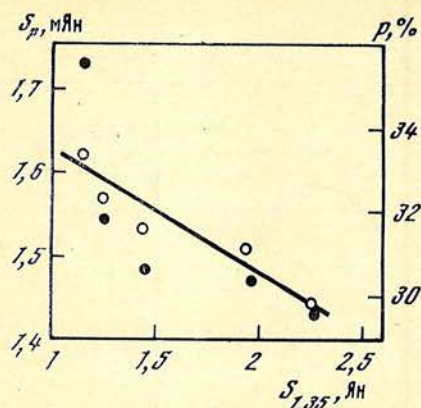


Рис. 2. Связь поляризованного оптического излучения  $S_p$  (темные точки) и степени поляризации  $p$  (светлые) с потоком на волне 1,35 см ( $S_{1,35}$ )

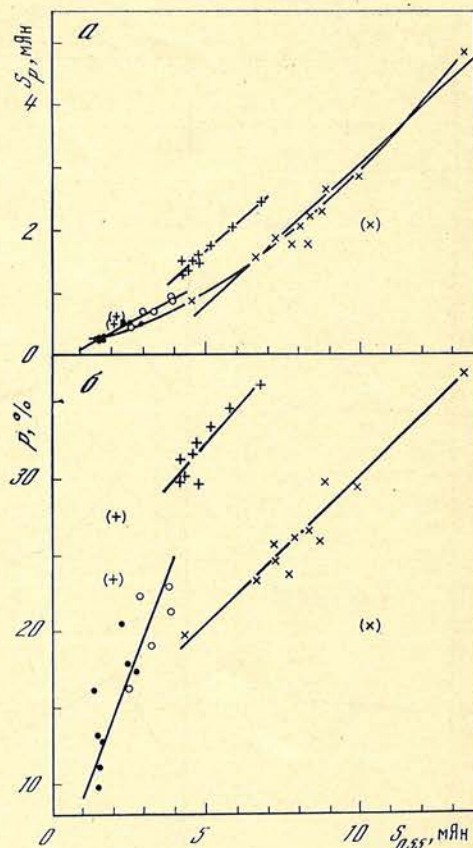


Рис. 3. Зависимость поляризованного потока (а) и степени поляризации (б) от полного потока в полосе  $V$  для PKS 0735+17

Прямые крестики — данные за период 1975—1976 гг., косые крестики — 1976—1977 г., кружки — октябрь — декабрь 1977 г., точки — 1978—1979 гг. Линии на графике проведены методом наименьших квадратов. Данные, взятые в скобки, при проведении линий не учитывались

На рис. 4 показаны годовые изменения излучения PKS 0735+17. Радиопотоки на нем усреднены за отдельные периоды наблюдений. Оптические данные усреднялись так, чтобы сохранить основные особенности их вариаций. Заметно некоторое подобие кривой изменения радиопотоков и параметров оптического поляризованного излучения, например максимум в начале 1977 г.

Данные для OJ 287 за отдельные периоды наблюдений нанесены на рис. 5. У этого объекта подобные по форме изменения в радиодиапазоне и поляризованного оптического потока наблюдались в 1975 и 1976 гг., хотя они и не совпадали точно по времени: похоже, что события в радиоизлучении опережают соответствующие события в оптике. Так, в апреле 1976 г. поляризованный оптический поток оказывается линейно зависящим от радиопотока, если сопоставлять данные оптических измерений с данными, полученными в радиодиапазоне на три дня раньше (рис. 6). Конечно, этот вывод не является неоспоримым из-за малого количества данных. Однако в его пользу свидетельствуют данные за март — апрель 1977 г., когда всплеск, проявившийся в основном в неполяризованном оптическом излучении и предшествовавший радиоизмерениям, не вызвал существенных изменений радиопотока, тем более что оптические измерения, последовавшие за радионаблюдениями, указывают на то, что именно в это время всплеск уже угас. Отметим также, что уменьшение поляризованного потока в ночь с 11 на 12.XII 1977 г. совпало с увеличением радиопотока.

В медленных изменениях радиопотока и оптического излучения этого объекта заметно много общего (рис. 7). По-видимому, минимум в оптике опередил соответствующий радиоминимум в 1976 г. на полгода, так же как и максимум оптического поляризованного излучения в 1977 г. опережает максимум радиоинтенсивности.

Относительно достаточное количество данных для анализа связи суточных флюктуаций в оптике и радиодиапазоне квазара 3C 273 было получено

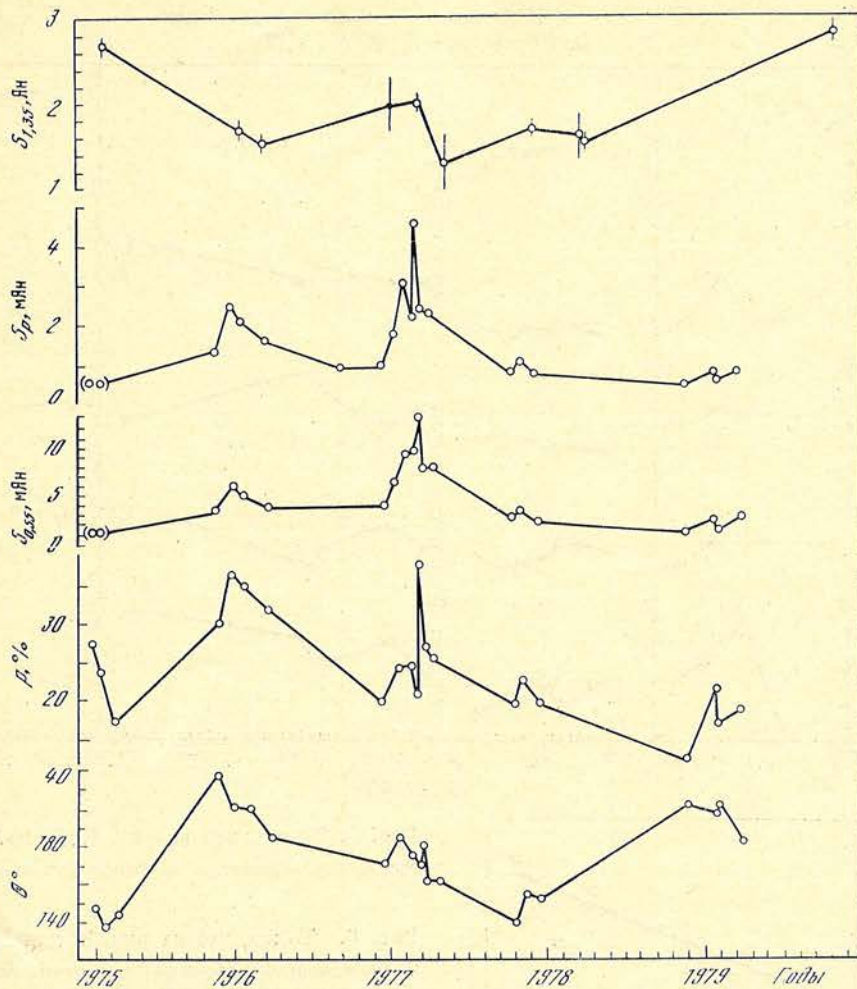


Рис. 4. Изменения усредненных параметров излучения PKS 0735 + 17  
 Обозначения те же, что и на рис. 1. Линии на графике проведены условно

только в 1976 г. [4]. На рис. 8 приведены средние за отдельные периоды наблюдений величины плотностей потоков на волне 1,35 см, поляризованного и полного оптических, а также степени поляризации. Позиционный угол плоскости поляризации излучения этого объекта при отдельных измерениях определялся неуверенно, поэтому он не рассматривается. На рис. 8 заметна тенденция радиопотока к уменьшению своей средней величины при значительных вариациях его с характерным временем около года. Потоки в оптическом диапазоне в это время монотонно возрастали. Соотношения между поляризованным потоком и полным оптическим потоком и поляризованным потоком с радиоинтенсивностью в этот период показаны на рис. 9. Если в оптическом диапазоне с увеличением полного потока поляризованный поток увеличивается, то зависимость его от радиопотока обратная. Видно, кроме того, что в случае сопоставления радиоизлучения и поляризации связь выражена отчетливее.

Таким образом, у всех трех рассматривавшихся объектов наблюдаются изменения параметров излучения в радио- и оптическом диапазонах с близкими характерными временами от нескольких суток до нескольких лет. Лучшая корреляция существует между радиовариациями и изменениями поляризованного излучения. Этот факт свидетельствует о пространственной близости объемов, в которых зарождаются поляризованное оптическое и радиоизлучение, и, по-видимому, об общности механизма их генерации.

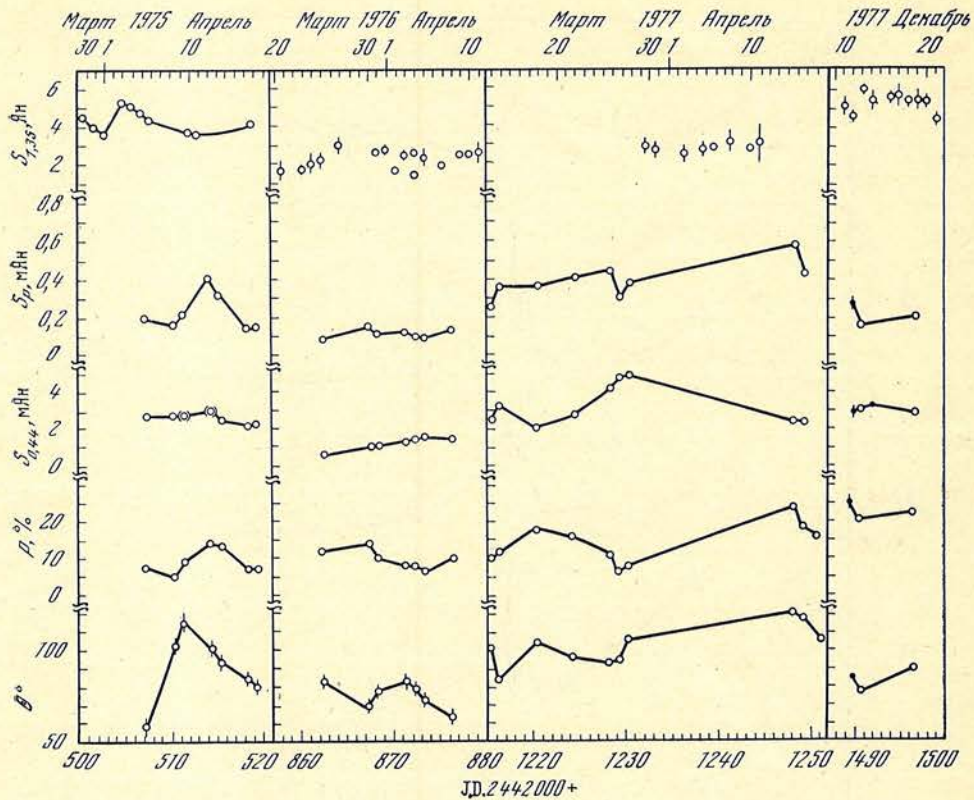


Рис. 5. То же, что на рис. 1, для OJ 287  
Оптические параметры измерялись в полосе В

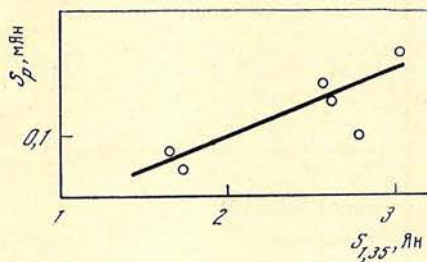


Рис. 6. То же, что на рис. 2, для OJ 287  
Поляризованный оптический поток сопоставлялся с радиопотоком, измеренным на 3 дня раньше

К такому же выводу пришли Рудник и др. [10] на основе поляризационных наблюдений этих объектов на радио- и оптических волнах в декабре 1977 г.

Значительные величины оптической поляризации, быстрые изменения ее и полных потоков в оптическом и радиодиапазонах у этих объектов, а также большие флуктуации круговой поляризации радиоизлучения ЗС 273 [4] требуют наличия в них компактных тел с высокой упорядоченностью магнитного поля. Физические процессы в компактных телах, приводящие к изменению геометрии магнитного поля, в том числе к изменению продольных и поперечных его составляющих, а также полного числа эффективно излучающих частиц, являются ответственными за наблюдаемые вариации в широком диапазоне электромагнитного спектра [4, 8]. Необходимо в этой связи отметить следующее. Радиоинтерферометрические наблюдения источника OJ 287 со сверхдлинными базами на коротких сантиметровых волнах дают непосредственное доказательство его высокой компактности [11, 12]. Оптическое ядро квазара ЗС 273 при таких наблюдениях обычно разрешается на три компонента [11, 12], причем в [13] показано, что изменения за годичный интервал обусловлены внешними компонентами, в то время как более медленные изменения интенсивности радиоизлучения, по-видимому, определяются центральным источником [14]. Именно ему, вероятно, присущи увеличение оптической яркости и поляризованного потока, наблюдавшиеся нами в 1976 —



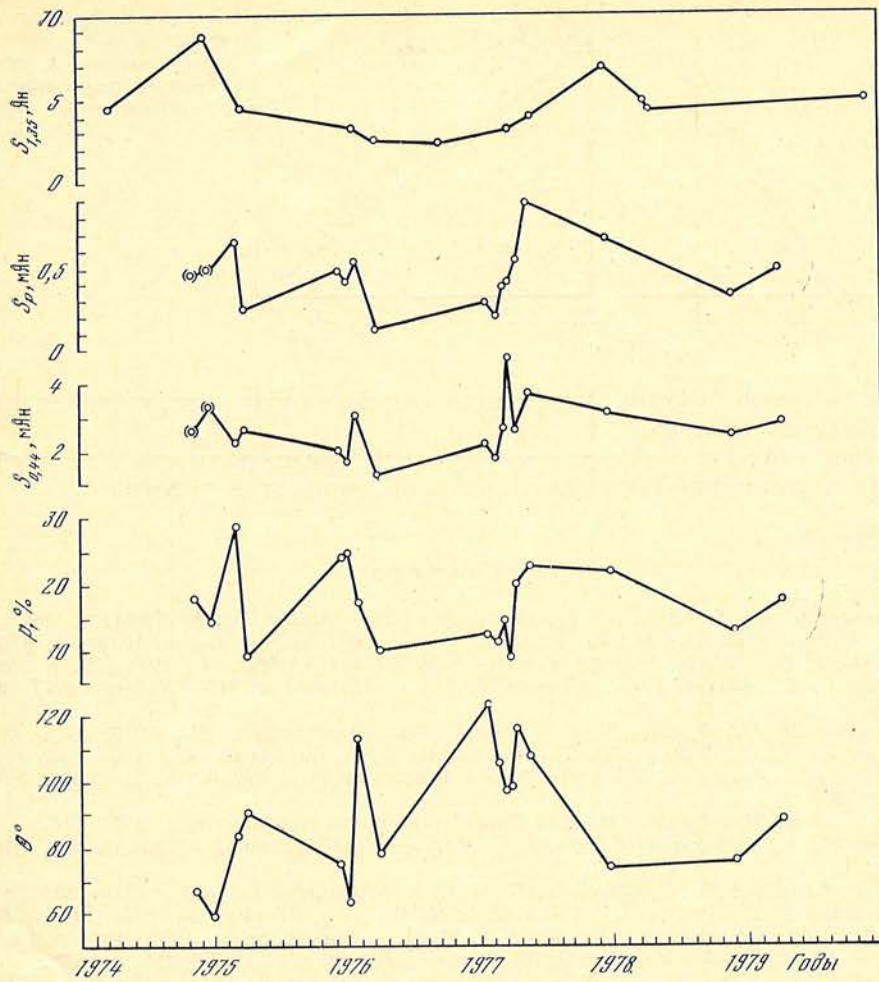


Рис. 7. То же, что на рис. 4, для OJ 287  
Нанесены измерения в полосе В

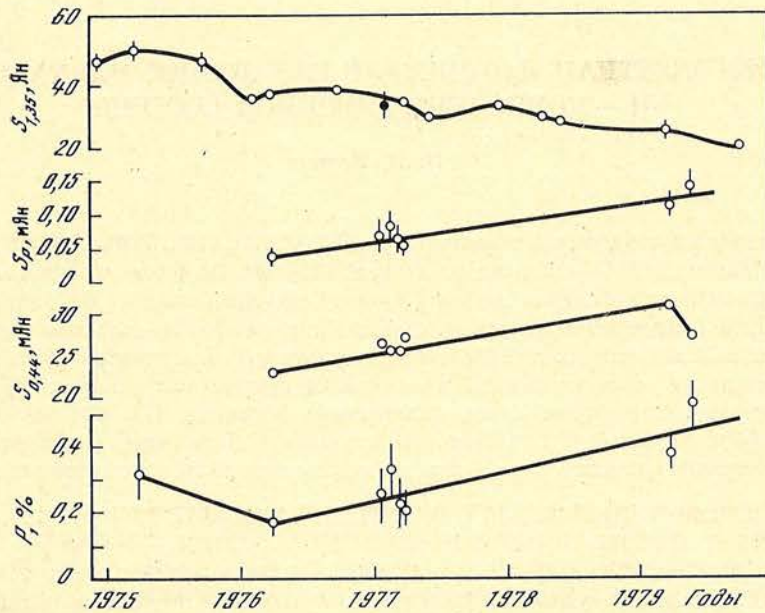


Рис. 8. То же, что на рис. 4, для квазара 3С 273  
Нанесены результаты наблюдений в полосе В

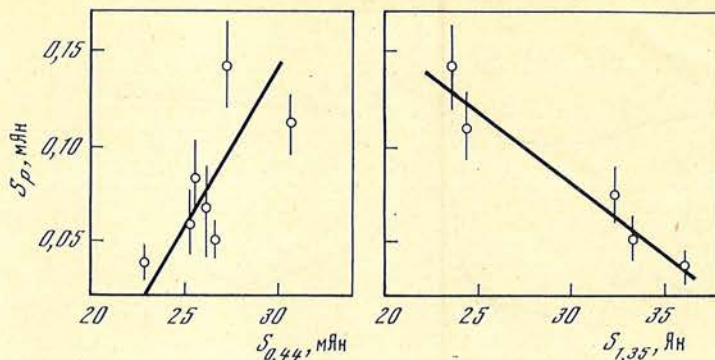


Рис. 9. Зависимость среднего поляризованного потока в полосе  $B$  от радиопотока  $S_{1.35}$  для квазара 3С 273

1979 г., а также быстрые флюктуации излучения как в оптической, так и в радиообластях спектра.

Авторы считают своим долгом выразить признательность А. Б. Северному за постоянную поддержку при проведении этой работы.

10 декабря 1979 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Pomphrey R. B., Smith A. G., Leacock R. J. et al.— *Astron. J.*, 1976, 81, p. 489.
2. Kikuchi S., Tabara H., Mikami Y. et al.— *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1973, 25, p. 555.
3. Kinman T. D., Wardle J. E. C., Conklin E. K. et al.— *Astron. J.*, 1974, 79, p. 349.
4. Efanov V. A., Moiseev I. G., Nesterov N. S., Shakhovskoy N. M.— *Nature*, 1977, 269, p. 493.
5. Шаховской Н. М., Ефимов Ю. С.— *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1972, 45, с. 90.
6. Шаховской Н. М., Ефимов Ю. С.— *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1976, 54, с. 99.
7. O'Dell S. L., Puschell J. J., Stein W. A., Warner J. W.— *Astrophys. J. Suppl.*, 1978, 38, p. 267.
8. Шаховской Н. М., Ефимов Ю. С.— *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1977, 56, с. 39.
9. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.— *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1979, 60, с. 3.
10. Rudnick L., Owen R. N., Jones T. W. et al.— *Astrophys. J. Lett.*, 1978, 225, p. 5.
11. Kellermann K. I., Shaffer D. B., Purcell G. H. et al.— *Astrophys. J.*, 1977, 211, p. 658.
12. Wittels J. J., Knight C. A., Shapiro I. I. et al.— *Astrophys. J.*, 1975, 196, p. 13.
13. Legg T. H., Brown N. M., Fort D. N. et al.— *Astrophys. J.*, 1977, 211, p. 21.
14. Shilizzi R. T., Cohen M. H., Romney J. D. et al.— *Astrophys. J.*, 1975, 201, p. 263.

УДК 523.855

## МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ГАЛАКТИКИ МАРКАРИАН 141 — КОМПОНЕНТА ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ

Л. П. Метик

Выполнена многоцветная фотометрия ( $\lambda_{эф}$  3600, 3730, 4400, 5280, 6090, 6600 и 7400 Å) галактики Маркариан 141 — компонента двойной системы. Определены звездные величины центральных областей обоих компонентов двойной системы (галактик Маркариан 141 и А).

Излучение центральной области галактики Маркариан 141 по цветовым характеристикам похоже на излучение ядер сейфертовских галактик, а излучение ореола этой галактики и центральной области соседней галактики А подобно излучению центральных областей нормальных галактик. Между галактиками Маркариан 141 и А мы обнаружили слабую диффузную полосу, возможно, это перемычка. Высказано предположение, что двойная система Маркариан 141 — А может быть взаимодействующей системой.

MULTICOLOUR PHOTOMETRY OF THE GALAXY MARKARIAN 141, WHAT IS A COMPONENT OF THE DOUBLE SYSTEM, by L. P. Metik.— Multicolour photometry ( $\lambda_{ef}$  3600, 3730, 4400, 5280, 6090, 6600 and 7400 Å) of the galaxy Markarian 141, what is a component of the double system has been carried out. Stellar magnitudes of central bodies of the both components of double system (Markarian 141 and A galaxies) have been obtained.

Colour characteristics of the central part of the galaxy Markarian 141 are rather similar to those of central parts of Seyfert galaxies, while its halo and the central part of the neighbour A-galaxy are alike to that of the central parts of normal galaxies. The weak diffuse band — a possible bar — has been detected between both galaxies Markarian 141 and A. One can supposed, that the double system (Markarian 141 and A galaxies) is may be an interacting system.

Галактика Маркарян 141 = МКГ — 11 — 13 — 18 относится к объектам Сейферта I типа, так как имеет звездоподобное ядро и широкие эмиссионные линии водорода в непрерывном спектре. Размер галактики  $11 \times 14''$ ,  $m_{pg} = 14^m,5$  [1, 2]. Красное смещение галактики  $z = 0,039$  [2, 3]. По светимости,  $M_V = -21^m,22$  [4], галактику Маркарян 141 можно отнести к гигантским системам. В каталоге CGCG IV [5] галактика Маркарян 141 приведена как двойная система. Ульрих [6] обнаружила в спектре галактики Маркарян 141 сильные линии, обычно присутствующие в спектрах ядер галактик Сейферта, включая He I ( $\lambda 5876$ ) и He II ( $\lambda 4686$ ), и указала на наличие сфероидальной галактики  $17^m$ , расположенной в  $30''$  северо-западнее галактики Маркарян 141.

Мы исследовали галактики Маркарян 141 и A (рис. 1), компоненты двойной системы, методом многоцветной фотометрии. Наблюдения выполнены И. И. Проник в первичном фокусе 2,6-м телескопа им. акад. Г. А. Шайна с помощью ЭОПа и фильтровой приставки. Эффективные длины волн  $\lambda_{эф}$  3600, 3730, 4400, 5280, 6090, 6600 и 7400 Å [7]. Масштаб изображения на негативах  $21''$  в 1 мм. Абсолютная калибровка проводилась по внефокальным изображениям звезды HD 143705 ( $V = 7^m,98$ ,  $B - V = 0^m,60$ ,  $U - B = 0^m,09$ , G0 V [8, 9]). Методом, описанным ранее [10], обработано 34 негатива с изображением галактик Маркарян 141, A и звезды HD 143705 с экспозициями от  $16^s$  до  $7^m$ , полученными за две ночи: 7/8.VI 1970 г. и 26/27.VI 1971 г.

Галактика Маркарян 141 фотометрировалась по двум направлениям, 1 и 2, которые показаны на рис. 1. Фотометрический разрез 1 проходит через звезду-ориентир и самую яркую часть галактики в направлении на соседнюю галактику A (см. рис.1). Разрез 2 перпендикулярен первому и тоже проходит через максимум яркости галактики. Из результатов фотометрии следует, что галактика Маркарян 141 в разных участках спектра имеет почти одинаковую структуру. Исключение представляет изображение галактики в фильтре  $\lambda_{эф} = 3730$  Å. Здесь центральная часть галактики Маркарян 141 шире, чем в других фильтрах; ореол более четкий, хорошо видны его структурные детали. Как и сама галактика, ореол несколько вытянут в сторону соседней A-галактики. С этой стороны ореол диффузен и имеет выступ, с противоположной — более яркий и выступов не имеет. Для иллюстрации на рис. 2 приведены относительные распределения поверхностной яркости в трех фильтрах ( $\lambda_{эф} = 3730, 4400$  и  $7400$  Å), осредненные по всем негативам и отнесенные к интенсивностям центральной части галактики ( $I_c$ ). Средние квадратичные ошибки определения среднего значения  $I$  порядка 10% (для  $I < 0,1 I_c$  они достигают 30%).

По фотометрическим разрезам после калибровки по внефокальным изображениям звезды HD 143705 и учета атмосферной экстинкции по данным В. И. Бурнашева (метод описан в [10]) получены звездные величины центральной области галактики Маркарян 141. Среднеквадратичная ошибка определения среднего значения составляет  $\pm 0^m,07$ .

Основные характеристики галактики Маркарян 141, определенные нами, приведены в таблице. Здесь же для сравнения даны результаты других авторов: Маркаряна [1], Саржента [3], Видмана [4]. Кроме оценок характеристик галактики, в таблице приводятся дата наблюдений, ссылка на источник, размер диафрагмы  $D$ , примененной при наблюдениях.

Как видно из таблицы, наши результаты и данные [4] несколько отличаются. Различие в  $0^m,5$  — величина, превышающая точность наших определений. Это может свидетельствовать о том, что центральная часть исследуемой галактики меняет свою яркость. В пользу этого говорит и тот факт, что в нашем случае галактика Маркарян 141 (по сравнению с наблюдениями других авто-

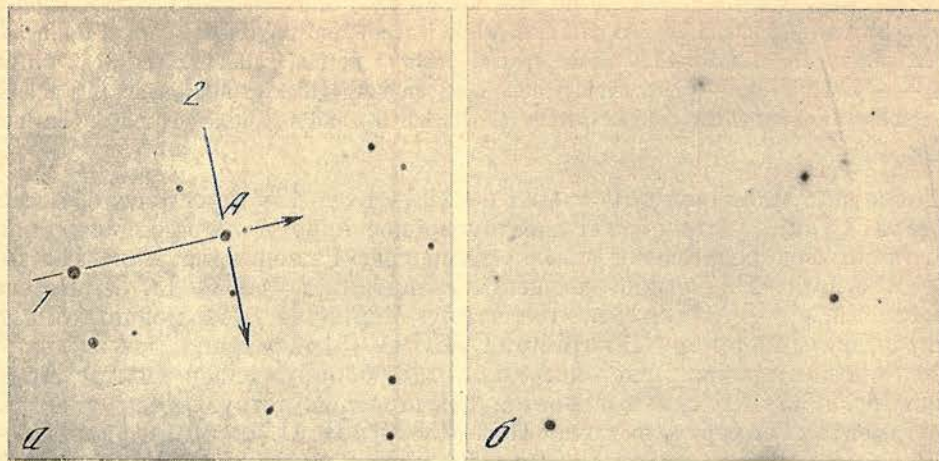


Рис. 1. Карта для отождествления галактики Маркарян 141 (а, фотокопия в красных лучах из Паломарского атласа) и фотография двойной системы в фильтре  $\lambda 4400 \text{ \AA}$  (б, фотокопия снимка, полученного на ЗТШ 7/8.VI 1970 г.)

а: размер области  $15' \times 15'$ , север вверху, восток слева. Стрелками показаны направления фотометрических разрезов, А — слабая соседняя галактика — второй компонент двойной системы; б: размер области  $7' \times 7'$

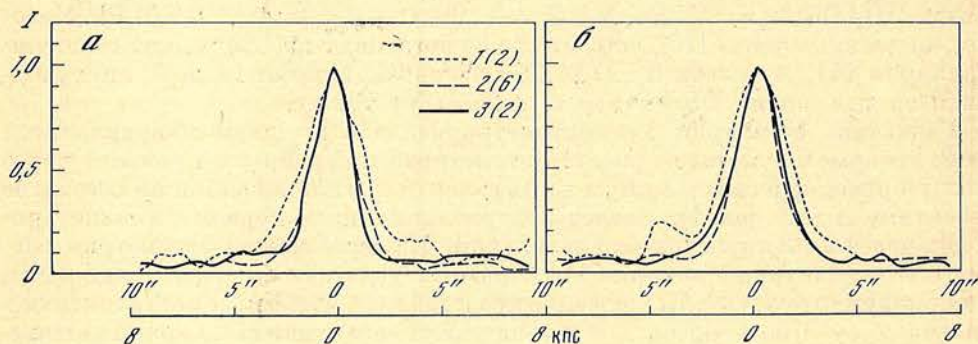


Рис. 2. Распределение интенсивности излучения в фотометрических разрезах галактики Маркарян 141 в трех фильтрах

1 —  $3730 \text{ \AA}$ , 2 —  $4400 \text{ \AA}$ , 3 —  $7400 \text{ \AA}$ ; [в скобках указано число использованных негативов; а — первый разрез, б — второй разрез]

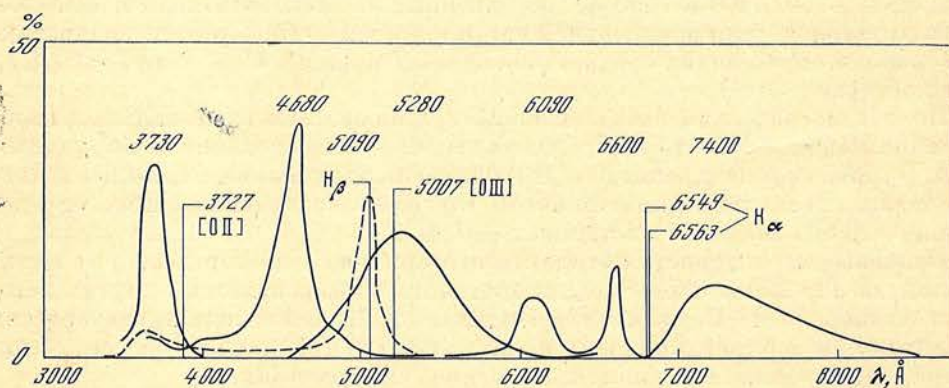


Рис. 3. Кривые реакции фильтров из [7], в полосах пропускания которых можно ожидать излучение в эмиссионных линиях

Вертикальными линиями показано положение эмиссионных линий с учетом красного смещения галактики Маркарян 141

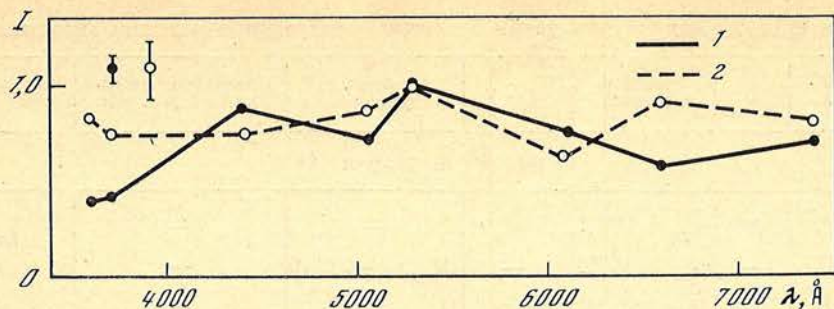
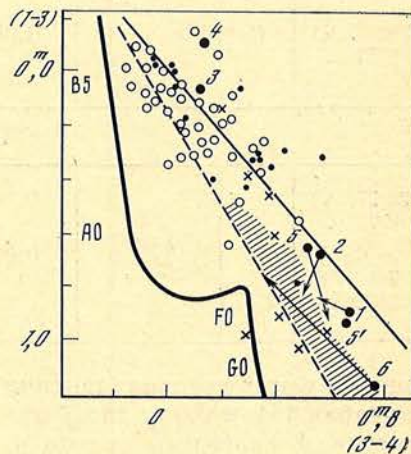


Рис. 4. Относительное распределение энергии в спектре галактики Маркарян 141  
1 — в центральной области галактики размером  $4''$ ; 2 — в ореоле, расположенном на расстоянии от  $4''$  до  $10''$  от ядра галактики

Рис. 5. Двухцветная диаграмма в системе Тифта (цвета соответствуют: 1 — 3730 Å, 3 — 4860 Å, 4 — 5950 Å)

Заштрихованная часть диаграммы — центральные области нормальных галактик [12—14], светлые кружки — группировки горячих звезд спиральных ветвей галактики NGC 5194 [15]; крестики — ядра галактик Сейферта по [16]; точки — квазары по [17—21]; жирная линия — звезды главной последовательности; тонкая линия — излучение синхротронного типа ( $F_{\nu} \sim \nu^{-\alpha}$ ); штриховая линия — излучение абсолютно черного тела; темные кружки — галактики Маркаряна: 1 — № 34, 2 — № 42, 3 — № 69, 4 — № 205, 5 — № 40, 5' — конденсация близ галактики № 40; 6 — № 141; концы стрелок указывают положения ореолов (когда они есть) галактик Маркаряна



ров) слабее и краснее. Такого рода закономерности (покраснение галактики с уменьшением яркости), как известно, наблюдаются у галактик сейфертовского типа с переменными ядрами [11].

Воспользовавшись результатами спектральных наблюдений галактики Маркарян 141 из [2] и принимая во внимание возможное положение эмиссионных линий в полосах пропускания фильтров (рис. 3), мы оценили вклад эмиссии при определении яркости галактики в разных фильтрах. Вклад небольшой (порядка 1%) вследствие того, что при наших наблюдениях применялись широкополосные фильтры.

Распределение энергии в спектре излучения галактики Маркарян 141 представлено на рис. 4. Среднеквадратичная ошибка (определенная по всем семи фильтрам) для центральной области галактики составляет 8%, для ореола 17%. Как видно из рис. 4, по распределению энергии в непрерывном спектре излучения центральная область галактики Маркарян 141 и ее ореол несколько различаются: ореол галактики синее в ультрафиолетовой области спектра. Это может говорить о небольшом избытке звезд ранних спектральных классов в ореоле по сравнению с центральной частью галактики Маркарян 141.

На рис. 5 изображена двухцветная диаграмма в системе Тифта [12—14]. Как видно из рисунка, центральная область галактики Маркарян 141 (показатели цвета галактики в системе Тифта определены по нашим данным) по положению на диаграмме ближе к звездам спектрального класса G, а ореол — к звездам A — F. По цветовым характеристикам, как следует из диаграммы, излучение центральной области галактики Маркарян 141 ближе к излучению ядер сейфертовских галактик, а излучение ореола — к излучению спиральных галактик.

Выше было сказано, что галактику Маркарян 141 можно рассматривать как компонент двойной системы. Вторым компонентом системы является галактика A (см. рис. 1), расположенная в северо-западном направлении от Маркарян 141. По нашим измерениям расстояние между компонентами  $\sim 35''$  (или 26 кпс). Основные характеристики галактики A также приведены в таб-

Основные характеристики двойной системы, полученные разными авторами

Дата наблюдений	$D$	Звездная величина	$B - V$	Абсолютная величина	Поверхностная яркость с угл. сек	Ссылка
Галактика Маркарян 141						
До 1966 г.	10"	$m_{pg} = 14^m,5$	—	—	—	Б. Е. Маркарян [1]
До X 1971 г.	—	$m_{pg} = 15^m,2$	—	$M_{pg} = -21^m,0$	—	В. Саргент [3]
24/25. II 1971 г.	15	$B = 15^m,69$	$0^m,71$	$M_V = -21^m,22$	—	Д. Видман [4]
7/8. VI 1970 г.	15	$m_{\lambda 4400} = 16^m,30$	0,91	$M_V = -20^m,6$	$B_{\lambda 4400} = 21^m,9$	Л. П. Метик (наст. работа)
26/27. VI 1971 г.	15	$m_{\lambda 4400} = 16^m,40$	0,86	$M_V = -20^m,4$	$B_{\lambda 4400} = 21^m,7$	Л. П. Метик (наст. работа)
Галактика А						
26/27. VI 1971 г. и 7/8. VI 1970 г.	15	$m_{\lambda 4400} = 17^m,1$	0,97	$M_V = -19^m,9$	$B_{\lambda 4400} = 22^m,5$	Л. П. Метик (наст. работа)

лице. Характеристики галактики А определены таким же образом, как и для Маркарян 141, и тоже для 15" диафрагмы. Но фотометрические измерения галактики А проведены только в четырех фильтрах ( $\lambda_{эф} = 4400, 5280, 6600$  и  $7400 \text{ \AA}$ ), в остальных трех фильтрах изображение галактики А очень слабое. По этой причине галактика А на двухцветной диаграмме (см. рис. 5) не приведена. Фотометрический разрез (только один) по направлению совпадает с разрезом I для галактики Маркарян 141, является как бы его продолжением и проходит через центральную, самую яркую часть галактики А. По цветовым характеристикам, которые мы получили для галактики А, ее излучение в области  $\lambda 4400-7400 \text{ \AA}$  похоже на излучение нормальных галактик.

Между галактиками Маркарян 141 и А мы обнаружили слабую диффузную полосу, которая как бы соединяет эти галактики.

Наши фотометрические измерения полосы проведены только в синем ( $\lambda 4400 \text{ \AA}$ ) и красном ( $\lambda 7400 \text{ \AA}$ ) фильтрах (в остальных фильтрах яркость полосы недостаточна для измерений). Направление фотометрического разреза — вдоль полосы, от галактики Маркарян 141 к галактике А. По нашим определениям интегральная звездная величина полосы  $m_{4400} = 18^m,5$ , поверхностная яркость ее с кв. сек дуги  $B_{4400} = 24^m$  (размер диафрагмы 15"). В красной области спектра излучение полосы слабее, чем в синей области. Это может говорить о том, что в полосе есть некоторый избыток звезд ранних спектральных классов по сравнению с окружающим фоном. Не исключено, что слабая диффузная полоса является перемычкой между галактиками Маркарян 141 и А. Такое предположение не противоречит утверждению Б. А. Воронцова-Вельяминова [22], что перемычки между галактиками — это образования типа спиральных ветвей, состоящие преимущественно из звезд и частично из газа.

Наличие голубоватой диффузной полосы между этими галактиками и некоторая вытянутость галактики Маркарян 141 в сторону компонента А дает основание предположить, что двойная система (Маркарян 141 и А) является взаимодействующей системой.

Выражаю искреннюю благодарность И. И. Проник за полезные обсуждения, Г. Н. Шараповой и В. Т. Жоголевой за изготовление рисунков.

Декабрь 1979 г.

## Л и т е р а т у р а

1. Маркарян Б. Е.— Астрофизика, 1969, 5, с. 443.
2. Аракелян М. А., Дибай Э. А., Есипов В. Ф., Маркарян Б. Е.— Астрофизика, 1970, 6, 357.
3. Sargent W. L. W.— Astrophys. J., 1972, 173, p. 7.
4. Weedman D. W.— Astrophys. J., 1973, 183, p. 29.
5. Zwicky F., Herzog E.— Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies, vol. IV, p. 110, 1968. California Inst. of Technology.
6. Ulrich M. H. J.— Astrophys. J., 1971, 163, p. 441.
7. Проник И. И., Чуваев К. К.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, с. 219.
8. Eggen O. J.— Astron. J., 1964, 69, p. 570.
9. Priser J. B.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1966, 78, p. 474.
10. Метик Л. П., Проник И. И.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 52, с. 65.
11. Лютый В. М. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. М., Гос. астрон. ин-т им. П. К. Штернберга, 1976, с. 202.
12. Tift W.— Astron. J., 1961, 66, p. 390.
13. Tift W.— Astron. J., 1963, 68, p. 301.
14. Tift W.— Astron. J., 1969, 74, p. 354.
15. Pronik I., Chuvaev K.— IAU Sympos. N 44, 1972, p. 62.
16. Anderson K. S.— Astrophys. J., 1970, 162, p. 743.
17. Oke J. B.— Astrophys. J., 1966, 145, p. 668.
18. Wampler E.— Astrophys. J., 1967, 147, p. 1.
19. Oke J. B.— Astrophys. J., 1967, 147, p. 901.
20. Oke J. B.— Astrophys. J., 1967, 150, p. L5.
21. Oke J. B., Neugebauer G., Becklin E. E.— Astrophys. J., 1970, 159, p. 341.
22. Воронцов-Вельяминов Б. А. Внегалактическая астрономия. М.: Наука, 1978. 377 с.

УДК 523.164.4

### НАБЛЮДЕНИЯ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА RT-22 КАО И RT-14 РХУТ\* В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН

В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров,  
М. Тиури\*, С. Урпо\*

Представлены результаты наблюдений девяти радиоисточников, проведенных одновременно, на двух радиотелескопах: 22-м Крымской астрофизической обсерватории АН СССР ( $\lambda = 13,5$  мм) и 14-м Радиолaborатории Хельсинкского университета технологии ( $\lambda = 8,15$  мм). Приведены основные параметры радиотелескопов и приемной аппаратуры, кратко описана методика наблюдений.

Отмечается наличие быстрых флюктуаций в радиоизлучении 3С 84, ВL Lac, OJ 287 на обеих длинах волн в мае—июне, а у квазара 3С 273 и ВL Lac в апреле 1978 г. Приведены спектры квазаров ОН 471 и ОХ 057. Обращается внимание на значительный избыток коротковолнового излучения квазара ОН 471.

THE OBSERVATIONS OF RADIO SOURCES WITH RT-22 OF CAO AND RT-14 OF RHUT IN MILLIMETER WAVE RANGE, by V. A. Efanov, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov, M. Tiuri \* and S. Urpo \*.— The results of observations of several radio sources are presented. The measurements were made simultaneously with help of 22-m radio telescope of the Crimean Astrophysical Observatory at  $\lambda = 1.35$  cm and with help of 14-m radio telescope of Radio Laboratory of Helsinki University of Technology at  $\lambda = 8,15$  mm. The main parameters of radio telescope and receivers are given, and observational methods are briefly described.

The existence of rapid radio emission fluctuations at both wave lengths of 3С 84, OJ 287 and ВL Lac in May—June and of 3С 273 and ВL Lac in April 1978 is remarked. The radio spectra of quasars ОН 471 and ОХ 057 are shown and the attention is drawn to millimeter wave emission excess in the spectrum of ОН 471.

Наблюдения радиоизлучения ряда внегалактических радиоисточников на волне 13,5 мм в течение нескольких лет в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР позволили установить наличие вариаций излучения за промежутки времени порядка нескольких часов и суток [1, 2]. Исследо-

\* Радиолaborатория Хельсинкского университета технологии (РХУТ).

вание переменности излучения представляет большой интерес для понимания процессов, протекающих в ядрах этих объектов. Синхронные наблюдения квазара 3С 273 в миллиметровом и оптическом диапазонах, а также в миллиметровом и сантиметровом диапазонах выявили корреляцию вариаций параметров излучения в этих диапазонах [3]. С целью дальнейшего изучения быстрых вариаций излучения весной 1978 г. были проведены наблюдения ряда радиоисточников на волнах 8,15 и 13,5 мм.

Наблюдения на волне 13,5 мм проводились на 22-м радиотелескопе КАО АН СССР [4], а на волне 8,15 мм при помощи 14-м антенны Радиолоборатории Хельсинкского университета технологии (РХУТ) в Метсехови [5, 6]. Основные параметры применявшихся инструментов и приемников приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Параметры	Значения параметров		Параметры	Значения параметров	
	РХУТ	КАО		РХУТ	КАО
Диаметр антенны, м	13,7	22	Точность сопровождения, угл. сек	10	10
Центральная частота приемника, ГГц	36,8	22,235	Шумовая температура системы, К	1200	160
Система облучения	Кассегреновская		Полоса пропускания, МГц	700	30
Диаметр вторичного зеркала, м	1,1	1,5	Флюктуационная чувствительность при $\tau = 1$ с, К	0,09	0,08
Ширина диаграммы направленности на уровне 3 Дб, угл. сек	148	155	Тип приемника	Модуляционный	Модуляционный с мазером на входе
Коэффициент использования поверхности антенны (КИП)	0,45	0,43			

На обоих радиотелескопах применялся метод диаграммной модуляции. Оба формирующихся направления приема излучения использовались для наблюдений источников методом «on—on» [7]. При таком методе измерения антенна наводится на источник последовательно основной и опорной диаграммами направленности и определяется разность выходных сигналов радиометра. Основной и опорный облучатели РТ-22 были настроены на взаимно ортогональные поляризации, что позволяло проводить измерения полного потока излучения радиоисточников. На 37 ГГц обеими диаграммами направленности прием излучения производился в одной плоскости поляризации.

Поскольку РТ-14 находится под куполом, для исключения влияния неоднородностей фонового излучения купола на результаты измерений на 37 ГГц применялось так называемое синхронное сопровождение источников [8, 9]. Суть метода заключается в том, что ЭВМ, управляющая радиотелескопом, определяет время накопления сигнала от источника при сопровождении его, скажем, опорной диаграммой направленности таким образом, чтобы антенна проходила через те же значения азимутов, что и при предыдущем накоплении сигнала, когда источник сопровождался основной диаграммой. Таким путем реализуется чувствительность системы, близкая к теоретической, так как флюктуации, вызванные неоднородностями фона, в одинаковой форме присутствуют в выходном сигнале при сопровождении источника как основной, так и опорной диаграммами направленности антенны и при определении антенных температур исключаются. При этом можно пренебречь различием сигнала вследствие изменения зенитных расстояний источника при его движении. Методика наблюдений и обработки данных на 13,5 мм подробно описана в [7]. Поглощение радиоизлучения в атмосфере Земли на этой волне рассчитывалось по метеопараметрам и контролировалось методом разрезов атмосферы.



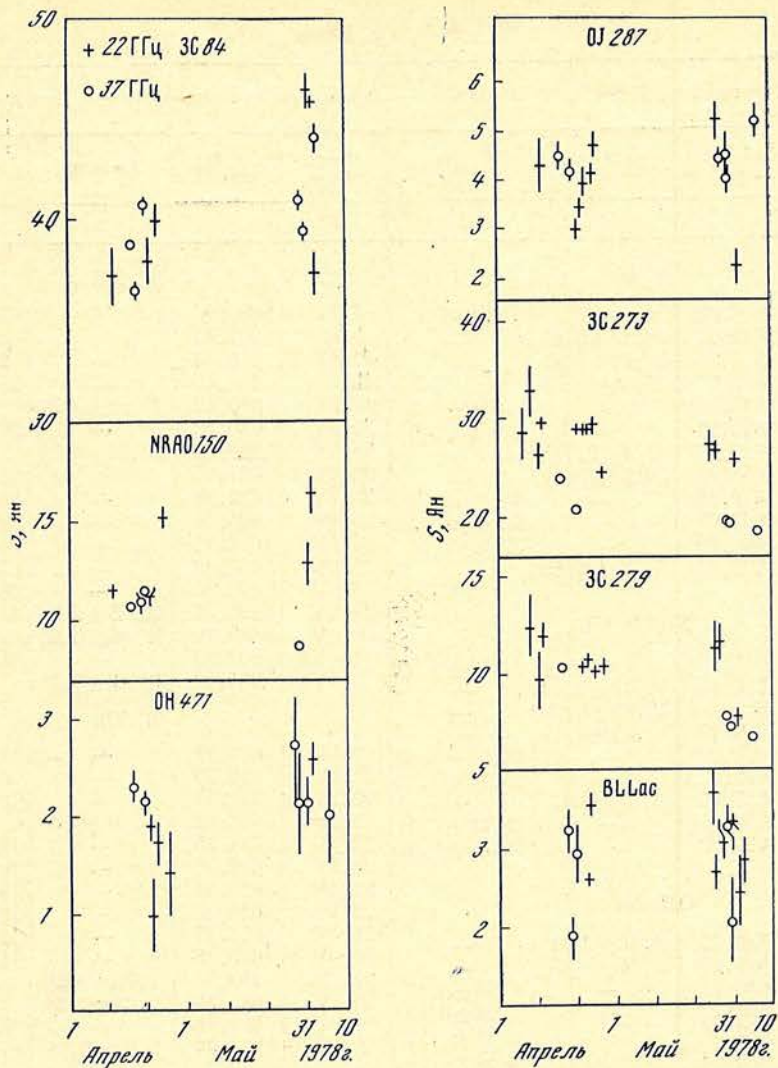


Рис. 1. Измеренные плотности потоков радиоисточников на частотах 22 и 37 ГГц в зависимости от времени

Вертикальными отрезками показаны среднеквадратичные ошибки

Калибровка антенных температур от источников и перевод их в плотности потоков производились по наблюдениям стандартных источников, которые перечислены в табл. 2 с указанием принятых плотностей потоков или яркостных температур для планет на соответствующей частоте.

Таблица 2

Источник	Принятая величина на частоте		Источник	Принятая величина на частоте	
	22,2 ГГц	36,8 ГГц		22,2 ГГц	36,8 ГГц
Юпитер, $T_{я}$ , К	138	158	DR 21, Ян	19,5	18,3
Сатурн, $T_{я}$ , К	128	148	3С 274, Ян	21,5	—

Наблюдения квазара OH 471 на частоте 79 ГГц были проведены на 14-м радиотелескопе РХУТ при помощи приемника Боннского университета. Его шумовая температура составляла 1200 К при полосе пропускания по промежуточной частоте 500 МГц. Коэффициент использования поверхности

Таблица 3

Момент наблюдений		$S \pm \sigma, 10^{-26}$ Вт·м <sup>-2</sup> ·Гц <sup>-1</sup>		Момент наблюдений		$S \pm \sigma, 10^{-26}$ Вт·м <sup>-2</sup> ·Гц <sup>-1</sup>	
Дата, 1978 г.	Ж. Д. 2443000 +	$\lambda = 8$ мм	$\lambda = 13,5$	Дата, 1978 г.	Ж. Д. 2443000 +	$\lambda = 8$ мм	$\lambda = 13,5$
1	2	3	4	1	2	3	4
<b>3C 84</b>				<b>3C 273</b>			
12. IV	611,22	—	37,3±1,6	7. IV	606,46	—	28,6±2,8
17. IV	616,23	38,83±0,26	—	9. IV	608,41	—	32,7±2,8
18. IV	617,08	36,67±0,47	—	11. IV	610,43	—	26,3±1,3
20. IV	619,04	40,85±0,38	—	12. IV	611,47	—	29,64±0,60
21. IV	620,20	—	38,0±1,2	17. IV	616,42	23,99±0,27	—
23. IV	622,20	—	40,0±1,0	21. IV	620,36	—	28,86±0,56
29. V	657,97	41,4±0,51	—	21. IV	620,38	20,80±0,36	—
30. V	658,98	39,51±0,41	—	22. IV	621,38	—	28,62±0,67
31. V	659,59	—	46,6±0,94	23. IV	622,39	—	28,68±0,52
1. VI	660,68	—	46,0±0,33	25. IV	624,49	—	29,42±1,03
2. VI	661,69	—	37,5±1,04	27. IV	626,41	—	24,63±0,48
2. VI	662,01	44,33±0,83	—	25. V	654,43	—	27,30±1,64
<b>NRAO 150</b>				26. V	655,16	—	26,75±0,94
12. IV	611,25	—	11,60±0,39	29. V	658,31	19,45±0,25	—
17. IV	616,19	10,79±0,16	—	30. V	659,29	19,18±0,64	—
19. IV	618,29	10,97±0,42	—	1. VI	661,29	—	25,79±0,83
20. IV	619,17	11,50±0,42	—	5. VI	665,32	18,40±0,31	—
21. IV	620,20	—	11,21±0,50	<b>3C 279</b>			
23. IV	622,22	—	15,19±0,52	9. IV	608,42	—	12,4±1,8
29. V	657,99	8,64±0,12	—	11. IV	610,39	—	9,8±1,5
31. V	659,71	—	12,89±1,21	12. IV	611,44	—	12,00±0,68
1. VI	660,70	—	16,35±1,02	17. IV	616,42	10,40±0,30	—
<b>OH 471</b>				22. IV	621,35	—	10,44±0,46
17. IV	616,25	2,32±0,21	—	23. IV	622,38	—	10,76±0,20
20. IV	619,23	2,14±0,13	—	25. IV	624,44	—	10,21±0,27
21. IV	620,25	—	1,93±0,15	27. IV	626,38	—	10,36±0,48
22. IV	621,27	—	1,01±0,39	26. V	655,17	—	11,30±1,35
23. IV	622,30	—	1,74±0,22	27. V	656,18	—	11,64±0,93
26. IV	625,32	—	1,43±0,42	29. V	658,34	7,70±0,26	—
28. V	657,07	2,67±0,46	—	30. V	659,30	7,36±0,24	—
29. V	658,10	2,11±0,53	—	1. VI	661,30	—	7,70±0,63
30. V	659,16	2,11±0,25	—	5. VI	665,34	6,74±0,29	—
1. VI	660,70	—	16,35±1,02	<b>BL Lac</b>			
5. VI	665,03	2,00±0,48	—	18. IV	616,88	3,23±0,34	—
<b>OJ 287</b>				19. IV	617,83	1,88±0,31	—
12. IV	611,34	—	4,30±0,58	20. IV	618,88	2,92±0,42	—
17. IV	616,25	4,46±0,32	—	23. IV	621,52	—	2,60±0,05
20. IV	619,29	4,19±0,24	—	24. IV	622,65	—	3,60±0,19
21. IV	620,32	—	2,99±0,19	25. V	654,48	—	3,68±0,49
22. IV	621,30	—	3,45±0,27	26. V	655,44	—	2,67±0,25
23. IV	622,29	—	3,84±0,30	28. V	656,55	—	3,09±0,28
25. IV	624,32	—	4,11±0,26	29. V	657,53	3,24±0,29	—
26. IV	625,31	—	4,74±0,29	30. V	658,75	2,02±0,57	—
27. V	656,21	—	5,19±0,50	30. V	659,46	—	3,30±0,10
28. V	657,22	4,45±0,19	—	1. VI	660,65	—	2,41±0,50
29. V	658,18	4,50±0,53	—	2. VI	661,50	—	2,79±0,32
30. V	659,15	4,09±0,37	—	<b>OX 057</b>			
1. VI	661,28	—	2,27±0,39	24. IV	622,66	—	6,32±0,35
5. VI	665,13	5,16±0,25	—	28. V	656,66	—	5,54±0,29
<b>3C 279</b>				29. V	657,72	2,93±0,28	—
<b>BL Lac</b>				30. V	658,70	3,28±0,35	—
<b>OX 057</b>				1979 г.			
<b>3C 279</b>				29. IV	975,85	4,17±0,74	—

антенны на этой частоте равен 0,23. Радиоисточник OH 471 на частоте 79 ГГц наблюдался методом «on — off» (источник — соседний с ним участок неба).

Измеренные плотности потоков от радиоисточников, наблюдавшихся по совместной программе, приведены в табл. 3 с указанием среднего момента

наблюдений в днях юлианского периода, а также нанесены на рис. 1 как функции времени. На рис. 1 видно, что при достаточном перекрытии интервалов наблюдений источников быстрые флюктуации их излучения наблюдаются на обеих частотах. Например, у галактики 3C 84 и объекта типа BL Lac OJ 287 в мае — июне 1978 г., а у квазара 3C 273 и BL Lac в апреле этого же года. Трудно выявить какие-либо общие фазовые соотношения между быстрыми флюктуациями интенсивности на разных волнах ввиду недостаточно частых измерений. Тем не менее, по-видимому, реальны сопровождающие их изменения формы спектров излучения источников даже в таком узком интервале, как в нашем случае (22—37 ГГц). Такой вывод напрашивается при рассмотрении данных для 3C 84 и, по-видимому, у источников NRAO 150, OJ 287, 3C 279 и 3C 273.

Полученные результаты позволили существенно уточнить спектры квазаров ОН 471 ( $z = 3,40$ ) и ОХ 057 ( $z = 1,94$ ) в миллиметровом диапазоне длин волн. Спектры этих источников приведены на рис. 2. Так, спектр ОН 471 отличается от приведенного в [10] отчетливо выраженным высокочастотным избытком, по-видимому, связанным с излучением мощного компонента, максимум излучения которого приходится на частоту выше 100 ГГц. Вероятно, именно этот компонент ответствен за переменность излучения квазара на частоте 22 ГГц в течение 1973—1978 гг. (рис. 3). Заметим, что изменения излучения ОН 471 на 22 ГГц в течение 1973—1977 гг. в общих чертах коррелировали с изменениями на 10,5 ГГц [12], однако масштаб изменений был различен: мощность излучения на 10 ГГц изменялась на 20%, а на 22 ГГц примерно в 2 раза. В период с середины 1978 г. плотность потока от него на 22 ГГц возросла более чем в 3 раза (см. рис. 3).

Спектр квазара ОХ 057 характеризуется плоским максимумом в диапазоне 4—10 ГГц и завалами спектра ниже и выше указанных частот. Такой вид спектра требует наличия в источнике по крайней мере двух компонентов с самопоглощением при интерпретации спектра в рамках некогерентного синхротронного механизма излучения. Наличие трех компонентов выявлено при наблюдениях на интерферометре со сверхдлинной базой на волне 2,8 см [18]. Анализ физических условий в источнике для двухкомпонентной модели проведен в [19].

Рис. 2. Радиоспектры квазаров ОН 471 и ОХ 057

Кружками с крестиками нанесены плотности потоков на частоте 22 ГГц, измеренные в КАО, двойными кружками обозначены результаты измерений на 37 и 79 ГГц в РКУТ. Кружками показаны плотности потоков, заимствованные из [10] для ОН 471 и из [11—17] для ОХ 057. Вертикальные отрезки около некоторых значков показывают диапазоны наблюдавшихся вариаций плотностей потоков на соответствующих частотах

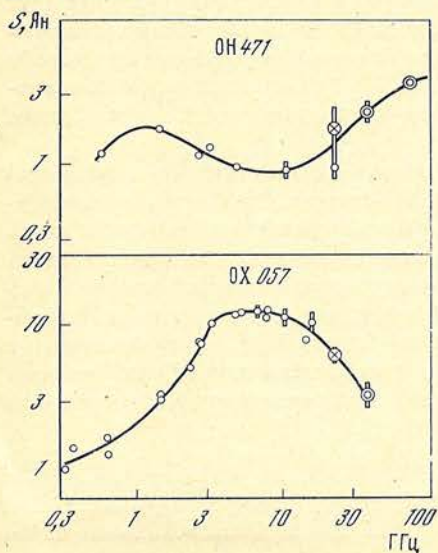
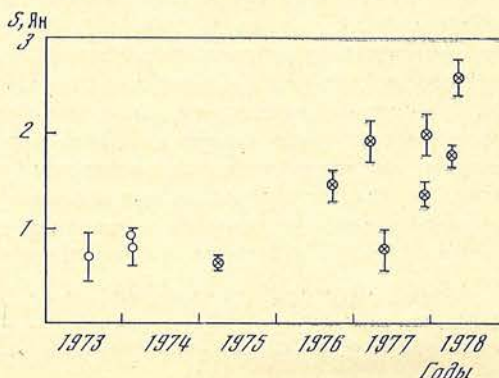


Рис. 3. Вариации плотности потоков радиоизлучения квазара ОН 471 на частоте 22 ГГц в 1973—1978 гг. (данные за 1973 г. взяты из [10])



Авторы благодарят Стефана Таллквиста, разработавшего радиометр на частоту 37 ГГц, и Микко Торисева, помогавшего в наблюдениях на РТ-14, а также И. Д. Стрешко за помощь в наблюдениях на РТ-22.

Декабрь 1979 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1980, 61, с. 70.
2. Efanov V. A., Moiseev I. G., Nesterov N. S., Shakhovskoy N. M.— Nature, 1977, 269, p. 493.
3. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1980, 62, с. 108.
4. Иванюк В. Н., Моисеев И. Г., Мониин Ю. Г.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, с. 141.
5. Urpo S.— Helsinki Univ. of Technology, Radio Laboratory, Report S 73, 1975.
6. Gebler K.-H., Tiuri M., Sandell G., Tallqvist S.— Kleinheubacher Ber., 1977, Bd N 20. Fernmeldetechnischen Zentralamt Darmstadt, 1977, p. 53.
7. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1979, 60, с. 3.
8. Tiuri M.— Commis. J. Intern. Rep., XIX General Assembly of URSI. Helsinki, 1978.
9. Tiuri M., Urpo S.— Helsinki Univ. of Technology, Radio Laboratory, Report S 108, 1978.
10. Gearhart M. R., Kraus J. D., Andrew B. H. et al.— Nature, 1974, 249, p. 743.
11. Brandie G. W., Bridle A. H.— Astron. J., 1974, 79, p. 903.
12. Andrew B. H., MacLeod J. M., Harvey G. A., Medd W. J.— Astron. J., 1978, 83, p. 863.
13. Dent W. A., Kapitzky J. E., Kojoiian G.— Astron. J., 1974, 79, p. 1232.
14. Мингалев М. Г., Пустильник С. А., Трушкин С. А. и др.— Астрофизика, 1978, 14, с. 91.
15. Kraus J. D., Andrew B. H.— Astrophys. J. Lett., 1970, 159, p. 41.
16. Condon J. J., Jauncey D. L.— Astron. J., 1974, 79, p. 1220.
17. Cotton W. D., Owen F. N., Chigo F. D.— Astron. J., 1975, 80, p. 353.
18. Schilizzi R. T., Cohen M. H., Romney J. D. et al.— Astrophys. J., 1975, 201, p. 263.
19. Jones T. W., O'Dell S. L., Stein W. A.— Astrophys. J., 1974, 192, p. 261.

УДК 523.74

### НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВРАЩЕНИЯ ПЯТЕН

С. И. Гонасюк

Изложены результаты исследования вращения пятен в группе, проходившей через центральный меридиан 4.X 1974 г. Группа находилась в южном полушарии Солнца ( $\varphi \approx -6^\circ$ ) и состояла из двух больших пятен, лидирующего и хвостового, удаленных друг от друга по долготе примерно на  $9^\circ$ . Лучевые скорости совместно с продольной составляющей магнитного поля и яркостью в центре линий были измерены на двойном магнитографе БСТ одновременно в двух линиях,  $\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$  и  $\lambda 5123,7 \text{ \AA Fe I}$ . Наблюдения велись в течение 4 дней, с 3.X по 6.X. Были также использованы фотогелиограммы и снимки Солнца в лучах  $H_\alpha$ .

На основании изучения наблюдательного материала было найдено, что сначала газ в обоих пятнах и сами пятна вращались против часовой стрелки. Это приводило к закручиванию по часовой стрелке хромосферной структуры в окрестности пятен. Затем почти одновременно направление вращения газа в обоих пятнах изменилось на противоположное. Оба пятна в последние два дня наблюдений вращались уже по часовой стрелке и раскручивали ранее закрученную в спираль вихревую структуру магнитного поля. Наблюдавшееся явление позволяет заключить, что в жгуте магнитного поля, образовавшем пару пятен, происходили крутильные колебания. Период наблюдаемых колебаний оценивается примерно в 6 сут. Скорость вращения газа в пятнах существенно превышала скорость вращения пятен, найденную по фотогелиограммам.

SOME PROPERTIES OF THE SUNSPOTS ROTATION, by S. I. Gopasyuk.— The results of investigation of the sunspots rotation within the group crossing the central meridian on October 4, 1974 are presented. This group was located in the southern hemisphere of the

Sun ( $\varphi \approx -6^\circ$ ) and consisted of two large sunspots, preceding and following, separated by  $\Delta L \approx 9^\circ$  in longitude. Radial velocities, longitudinal component of the magnetic field and brightness in the line cores were recorded with the double magnetograph of the Solar Tower Telescope in  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I and  $\lambda 5123,7 \text{ \AA}$  Fe I spectral lines simultaneously, during four days, from October 3 to October 6, 1974. Photoheliograms and  $H_\alpha$  pictures were also obtained.

On the base of the observational data we have found that at first, the gas in the sunspots and the sunspots themselves rotated counterclockwise. This phenomenon led to a clockwise twist of chromospheric structures round the sunspots. Then, almost simultaneously, the direction of rotation of gas in both spots changed to opposite. In the last two days both spots were rotating clockwise, hence untwisting the spiral of the magnetic field which was twisted before. So it seems possible to conclude that in the magnetic flux tube which formed a pair of spots torsional oscillations occurred. The period of observed oscillations was approximately 6 days. The gas rotation velocity in the sunspots was substantially higher than the rotation velocity of these sunspots found on the base of photoheliograms.

Проблеме вращения пятен пока что уделяется недостаточно внимания. Вероятно, это связано с недооценкой важности той информации, которая вытекает отсюда для понимания процессов, приводящих к возникновению солнечной активности в целом.

В имеющихся к настоящему времени немногочисленных работах изучение вращения пятен проводилось как по данным наблюдений лучевых скоростей [1—4], так и по фотогелиограммам [5—7]. Абетти [1], в частности, нашел, что составляющая скорости вращения газа в пятне (азимутальная составляющая) всегда присутствует, но она очень нерегулярна. Напротив, некоторые из исследователей приходили к выводу, что если азимутальная составляющая скорости и присутствует, то она не превышает величины ошибок измерений [8]. Наши недавние исследования [4] показали, что скорость вращения газа в большом одиночном пятне превышала  $1 \text{ км/с}$  и наблюдалась на протяжении всего времени прохождения его по диску Солнца. Вращение пятен, найденное по фотогелиограммам, может достигать  $30\text{--}40^\circ$  в день [6]. Во всех случаях изучение вращения пятен по фотогелиограммам проводилось без привлечения данных наблюдений по лучевым скоростям. Поэтому нет определенной уверенности в том, что изменение положения формы пятна, с которым связывается его вращение, действительно отражает вращение газа и магнитного поля пятна. Правда, нами [6] уже было показано, что появление и усиление вихревой структуры поперечного магнитного поля пятна хорошо соответствует вращению пятна, найденному по фотогелиограммам. Тонкая структура хромосферы, наблюдаемая в линии  $H_\alpha$ , ориентирована вдоль силовых линий магнитного поля [9, 10].

Здесь по данным наблюдений лучевых скоростей, фотогелиограммам и  $H_\alpha$ -сняткам хромосферы мы изучали вращение пятен в активной области. Для этой цели из большого наблюдательного материала мы отобрали данные только для одной группы пятен, проходившей через центральный меридиан 4.X 1974 г. Эта активная область находилась в южном полушарии и состояла из двух больших пятен (лидирующего N-полярности и хвостового S-полярности), между которыми были только небольшие поры (рис. 1). Напряженность поля в обоих пятнах была примерно одинаковой и в среднем составляла  $2500 \text{ Гс}$  [11]. Пятна по долготе отстояли друг от друга примерно на  $9^\circ$ . Наблюдения лучевых скоростей совместно с продольной составляющей поля и яркостей в центре линий проводились на двойном магнитографе [12] Башенного солнечного телескопа одновременно в двух спектральных линиях,  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  Fe I (фактор Ланде  $g = 3,0$ ) и  $\lambda 5123,7 \text{ \AA}$  Fe I ( $g = 0$ ). Интервал наблюдений охватывал четыре дня, с 3.X по 6.X, когда группа пятен находилась вблизи центрального меридиана. Каждый раз было проведено по одной серии измерений в день. Размеры участков поверхности Солнца, в которых велись измерения, составляли  $80 \times 80''$ . Сканирование изображения Солнца относительно щели спектрографа осуществлялось с помощью фототида [13] вдоль суточной параллели со скоростью  $1''$  в с. Расстояние между центрами соседних разрезов составляло  $2''$  при разрешении  $2 \times 2''$ .

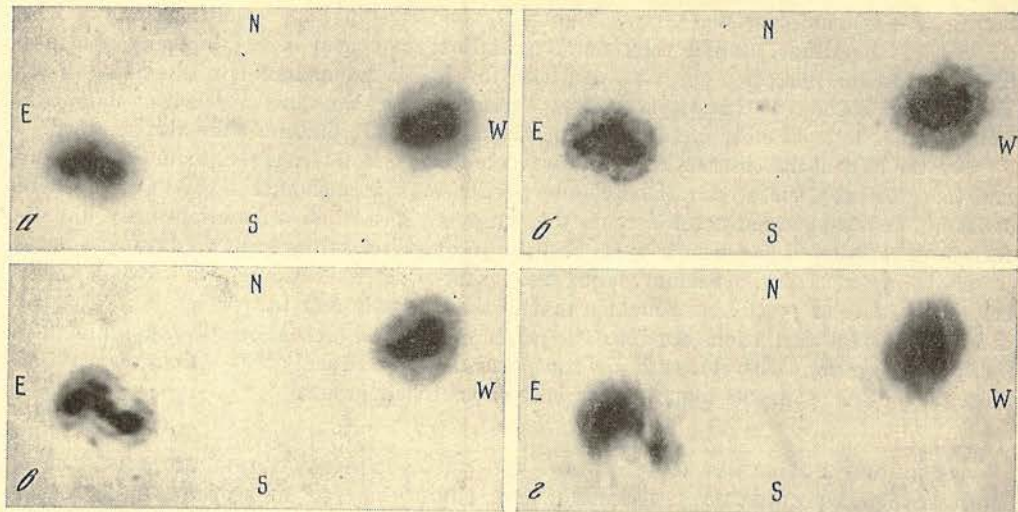


Рис. 1. Фотографии исследуемой группы пятен с 3 по 6.X 1974 г.  
 а — 3.X, б — 4.X, в — 5.X, г — 6.X

Фотогелиограммы снимались по программе службы Солнца на телескопе АФР-2. Диаметр изображения Солнца на фотогелиограммах равен 77 мм. Снимки Солнца в центре линии  $H_{\alpha}$  были получены на коронографе КГ-1 [14] с фильтром Halle, полуширина полосы пропускания которого 0,5 Å. Наблюдения велись с разрешением 2".

По фотогелиограммам были измерены гелиографические координаты центров пятен с точностью  $0^{\circ},5$ . Сведения о данных наблюдениях и пятнах собраны в табл. 1.

Таблица 1

Дата, 1974 г.	Лидирующее пятно				Хвостовое пятно			
	$T_{\text{фот}}$ (UT)	$T_{\text{маг}}$ (UT)	$\varphi_{\text{л}}$	$L_{\text{л}}$	$T_{\text{маг}}$ (UT)	$\varphi_{\text{х}}$	$L_{\text{х}}$	$L_{\text{л}} - L_{\text{х}}$
2.X	8 : 37	—	$-5^{\circ}0$	$-19^{\circ}0$	—	$-6^{\circ}6$	$-28^{\circ}0$	$9^{\circ}0$
3.X	5 : 42	6 : 30—7 : 00	$-5,0$	$-7,0$	7 : 05—7 : 40	$-6,8$	$-15,5$	$8,5$
4.X	5 : 23	5 : 40—6 : 20	$-5,0$	$6,0$	6 : 45—7 : 15	$-6,6$	$-2,0$	$8,0$
5.X	9 : 43	5 : 45—6 : 25	$-5,7$	$22,0$	6 : 30—7 : 15	$-7,0$	$14,0$	$8,0$
6.X	5 : 18	5 : 10—6 : 50	$-5,4$	$33,0$	6 : 55—7 : 35	$-6,9$	$24,0$	$9,0$
7.X	5 : 19	—	$-5,0$	$47,0$	—	$-6,5$	$38,0$	$9,0$

В первом столбце приведена дата, во втором — время (UT) получения фотогелиограмм, в третьем и шестом — время наблюдений лучевых скоростей и яркостей в лидере и соответственно в хвостовом пятне, в четвертом и седьмом — гелиоширота лидера и хвостового пятна, в пятом и восьмом — их гелиодолгота в момент получения фотогелиограмм, и в девятом — разность долгот лидера и хвостового пятна. Из табл. 1 мы видим, что относительное положение пятен в группе с точностью измерения координат оставалось неизменным в течение всех дней наблюдений.

По всем сериям наблюдений лучевых скоростей и яркостей были построены карты. Карты яркостей использовались для определения положения центра пятен на картах лучевых скоростей. После этого по данным измерений лучевых скоростей в предположении цилиндрической симметрии были вычислены на основании разработанной ранее нами методики [4] средние по азимуту все три составляющие вектора скорости: составляющая вдоль радиуса пятна  $\bar{V}_r(r)$  — радиальная составляющая, азимутальная  $\bar{V}_{\varphi}(r)$  и вертикальная составляющая  $\bar{V}_z(r)$ . Результаты вычислений с 3.X по 6.X

всех составляющих вектора скорости и изменения их в зависимости от расстояния от центра пятна показаны на рис. 2, *а, б*. Среднеквадратичная ошибка в каждом случае отмечена вертикальной черточкой. В верхней части рисунка данные соответствуют наблюдениям в линии  $\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$ , а в нижней — наблюдениям в линии  $\lambda 5123,7 \text{ \AA Fe I}$ . В самом низу рисунка сплошной жирной линией отмечена величина радиуса ядра, а заштрихованной — размер полутени. Положительные значения  $\bar{V}_r(r)$  указывают на растекание газа от центра пятна. Отрицательное значение азимутальной составляющей скорости означает, что вращение газа происходит против часовой стрелки, т. е. в направлении север—запад—юг—восток, положительное — по часовой стрелке. Вертикальная составляющая скорости, направленная вниз, имеет отрицательное значение.

На рис. 2 мы видим, что соответствующие составляющие скорости, вычисленные по данным наблюдений в магнитной и немагнитной линиях, менялись вдоль радиуса пятна практически синхронно. На уровне образования линии  $\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$  радиальная составляющая скорости имела наибольшее значение около 3 км/с вблизи внутренней границы полутени. С переходом к периферии пятна она уменьшилась, но не обращалась в нуль на самой его границе. Здесь величина ее в некоторых случаях превышала 0,5 км/с. Азимутальная составляющая скорости была наибольшей в ядре пятна и иногда превышала 1 км/с. Она показывает, что пятна вращались не как однородное тело: в ядрах скорость вращения больше, чем в полутени. Это согласуется с более ранними исследованиями [2, 4]. Вертикальная составляющая скорости, направленная вниз, достигала 0,5—0,7 км/с в центре пятна.

Составляющие вектора скорости, найденные по наблюдениям в немагнитной линии ( $\lambda 5123,7 \text{ \AA Fe I}$ ), меньше. Особенно сильно отличалась по величине (примерно в 2 раза) радиальная составляющая. Положение максимума радиальной скорости смещено на 1300 км к внешней границе полутени по сравнению с положением максимума ее на уровне образования линии  $\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$ . Эти результаты хорошо согласуются с более ранними [8], особенно нашими [4], выводами, если предположить, что уровень образования линии  $\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$  в пятне находится ниже, чем линии  $\lambda 5123,7 \text{ \AA Fe I}$ .

Особый интерес представляет изменение со временем азимутальной составляющей скорости газа в пятнах. В первый день наблюдений (3. X, рис. 2, *а*) весь газ в лидере вращался против часовой стрелки. Наибольшая скорость вращения газа по наблюдениям в линии  $\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$  превышала 1 км/с и была сосредоточена в области тени. На следующий день (4. X) вращение газа в полутени исчезло, хотя в ядре пятна наблюдалась азимутальная составляющая скорости. Последующие наблюдения показали, что между 4. X и 5. X произошло изменение знака азимутальной составляющей скорости. Начиная с 5. X в лидирующем пятне газ уже вращался по часовой стрелке, максимальная скорость которого была около 1 км/с. Такое направление вращения и максимальная величина азимутальной скорости сохранились и 6. X. Возможно только, что к 6. X область в пятне с вращением газа расширилась.

Аналогичные изменения азимутальной составляющей скорости происходили и в хвостовом пятне (рис. 2, *б*). Мы видим, что 3. X в ядре хвостового пятна газ вращался против часовой стрелки, а в полутени — по часовой стрелке. На уровне образования линии  $\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$  величина скорости вращения газа не превышала 0,5 км/с. По данным наблюдений в линии  $\lambda 5123,7 \text{ \AA Fe I}$  вращение газа выражено менее четко. Однако с учетом того обстоятельства, что обе регистрации (рис. 2, *а, б*) показали одинаковое изменение азимутальной скорости вдоль радиуса пятна, есть основание считать скорость реальной. 4. X скорость вращения газа стала практически равной нулю, и в пределах ошибок измерений намечалось изменение ее знака. Дальнейшие наблю-

Рис. 2. Изменение вдоль радиуса пятна радиальной  $\bar{V}_r(r)$ , азимутальной  $\bar{V}_\phi(r)$  и вертикальной  $\bar{V}_z(r)$  составляющих вектора скорости  
*а* — в лидере, *б* — в хвостовом пятне

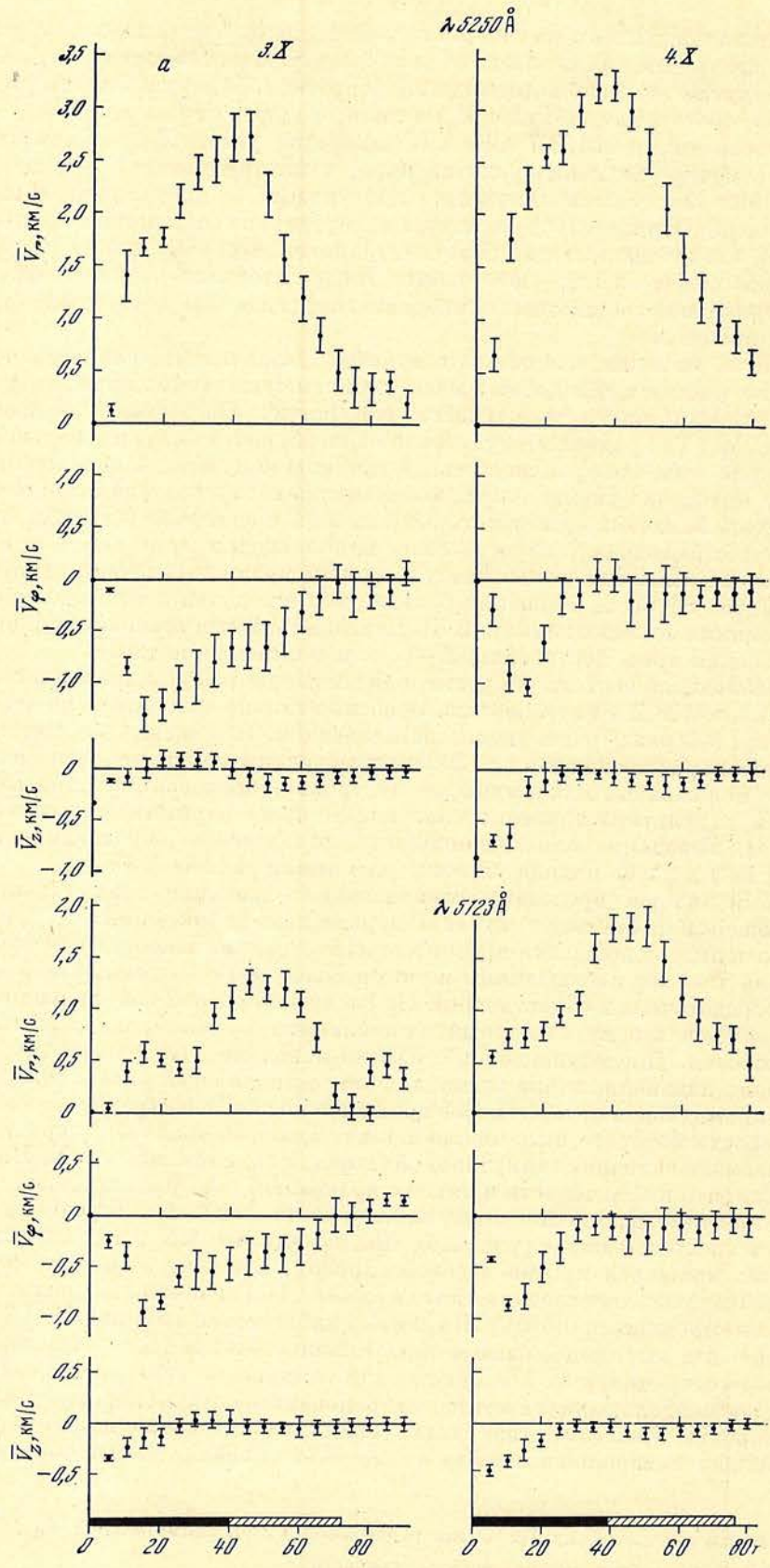


Рис. 2



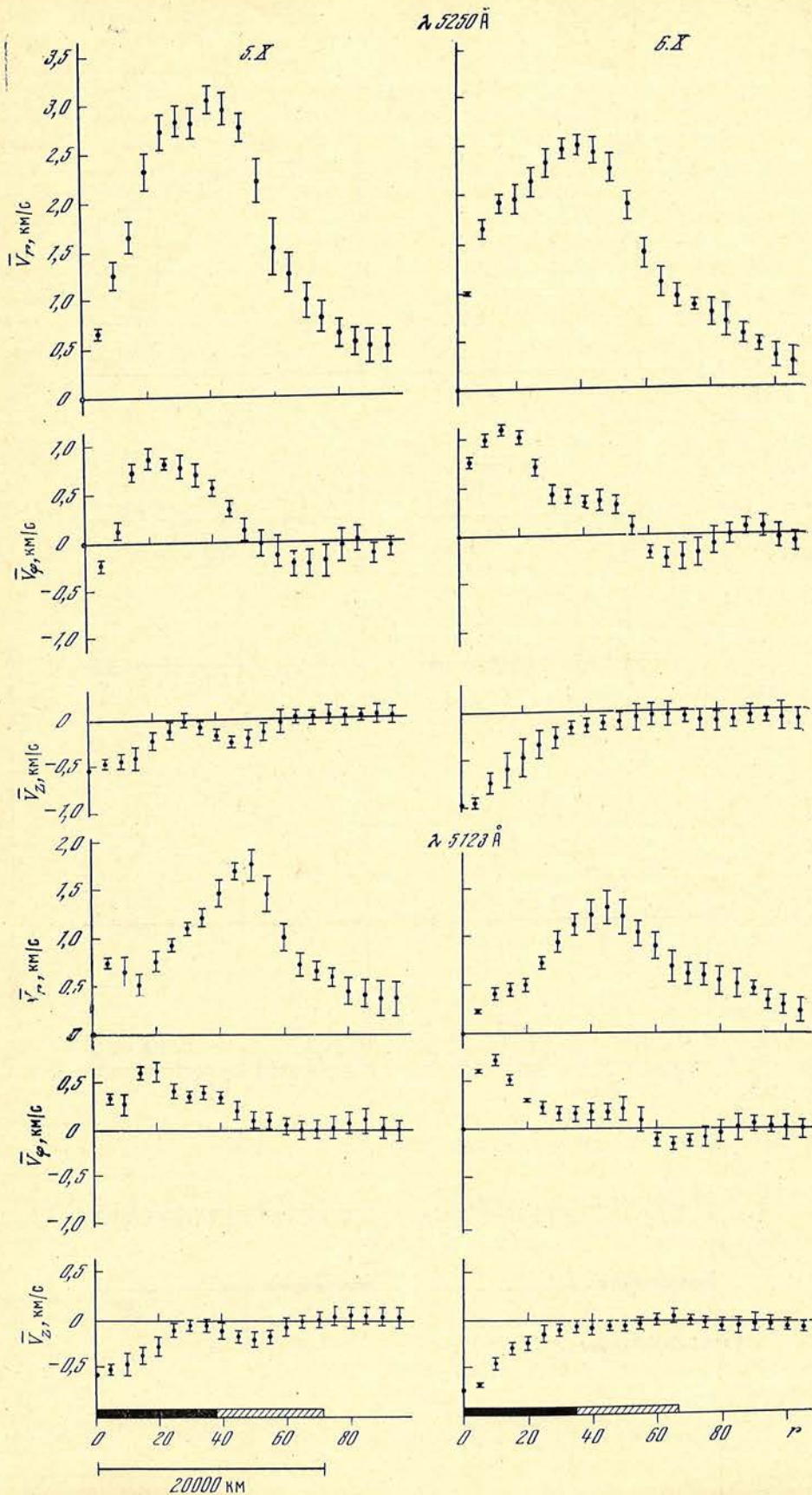


Рис. 2 (продолжение)

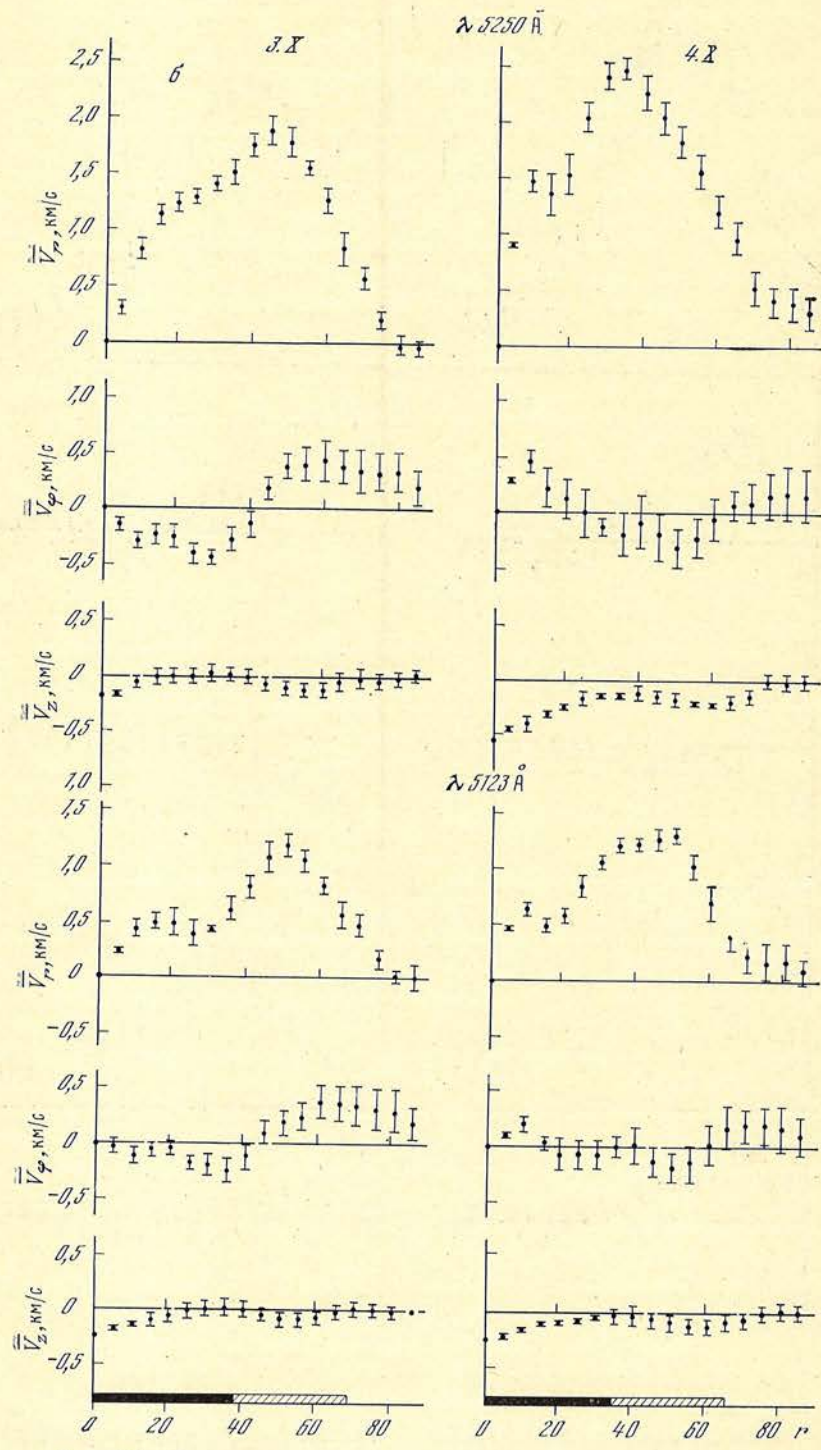


Рис. 2 (продолжение)

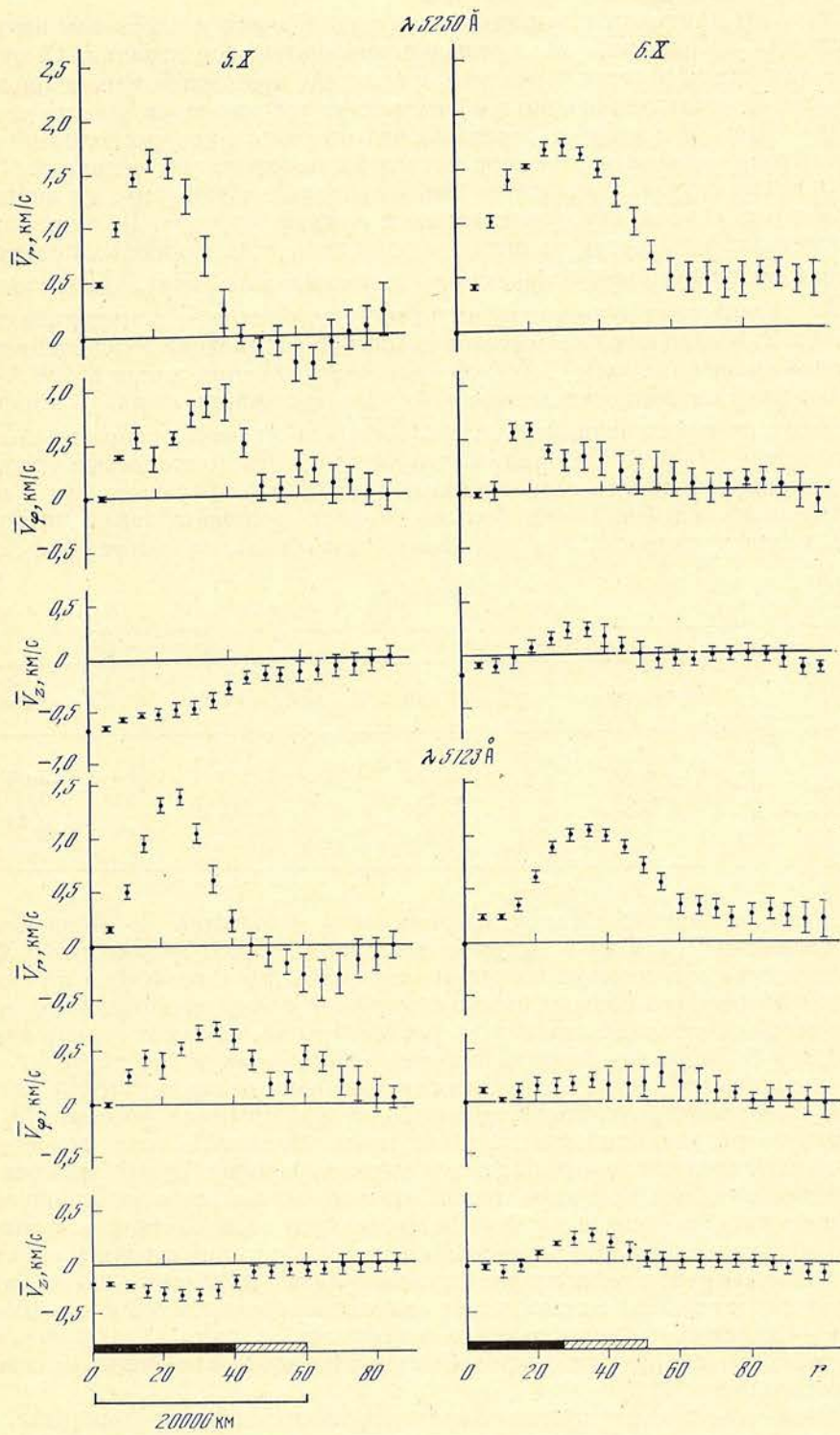


Рис. 2 (окончание)

дения уверенно показали, что газ в хвостовом пятне 5.X и 6.X на разных высотах вращался по часовой стрелке.

Итак, мы приходим к выводу, что в лидирующем и хвостовом пятнах в первые дни наблюдений газ вращался против часовой стрелки. Сначала в хвостовом пятне, а затем через день и в лидере произошло изменение знака скорости. В последующие дни в обоих пятнах газ вращался уже по часовой стрелке. При этом следует отметить, что относительное расположение пятен в группе с точностью до определения их координат не менялось.

В каждом случае, когда пятно имело неправильную форму, мы определяли ось пятна и угол, образованный ею и линией экватора. По этим данным был вычислен угол поворота пятна за один день, т. е. величина, пропорциональная средней угловой скорости вращения пятна  $\overline{\Delta\omega}$ . Результаты вычислений  $\overline{\Delta\omega}$  лидера приведены во втором и хвостового пятна — в четвертом столбцах табл. 2. В третьем и пятом столбцах содержатся средние по площади пятна скорости вращения газа  $\langle \overline{V_{\Phi}}(r) \rangle$  на уровне образования линии  $\lambda 5250 \text{ \AA Fe I}$ . Для большей наглядности данные табл. 2 представлены на рис. 3 в виде зависимости скорости вращения газа  $\langle \overline{V_{\Phi}}(r) \rangle$  от угловой скорости  $\overline{\Delta\omega}$  вращения пятна. На рис. 3 мы видим, что между угловой скоростью вращения пятна, найденной по фотогелиограммам, и скоростью вращения газа в пятне имеется связь, а именно: чем больше скорость вращения газа в пятне, тем выше угловая скорость его вращения, измеренная по фотогелиограммам.

Таблица 2

Дата	Лидирующее пятно		Хвостовое пятно	
	$\overline{\Delta\omega}$ , град/день	$\langle \overline{V_{\Phi}}(r) \rangle$ , км/с	$\overline{\Delta\omega}$ , град/день	$\langle \overline{V_{\Phi}}(r) \rangle$ , км/с
3.X	-17,0	-0,63	-2,0	-0,02
4.X	-2,0	-0,27	-5,0	0,01
5.X	8,0	0,29	18,0	0,43
6.X	5,0	0,43	—	0,26

Эскизы активной области, сделанные на основании снимков Солнца в центре линии  $H_{\alpha}$  2.X и 6.X, приведены на рис. 4, а, б. Мы видим, что 2.X тонкая структура хромосферы в окрестности пятен была закручена по часовой стрелке. Особенно сильно она была закрученной между пятнами. Здесь ориентация волоконца тонкой структуры хромосферы напоминала сильно изогнутую букву S. Вихревая структура хромосферы в окрестности пятен 6.X была менее закрученной, чем 2.X. Более выпрямленной она стала и между пятнами (рис. 4, б). Волоконца тонкой структуры хромосферы, как известно [9, 10], ориентированы вдоль силовых линий магнитного поля. Поэтому, сопоставляя тонкую структуру хромосферы с результатами вращения пятен, мы приходим к заключению, что вращение пятна против часовой стрелки приводило к закручиванию по часовой стрелке его магнитного поля. Напротив, вращение пятна в противоположном направлении, т. е. по часовой стрелке, раскручивало ранее закрученные в спираль силовые линии магнитного поля. Эти результаты согласуются с теми, которые были получены нами ранее [6]. Оба пятна — лидирующее и хвостовое — замыкались своими магнитными полями через хромосферу (рис. 4, а, б). Они имели противоположную полярность магнитного поля [11].

Естественно поэтому предположить, что эти пятна были образованы одним жгутом силовых линий магнитного поля, вышедшим на поверхность Солнца. Вихревая структура хромосферы в окрестности обоих пятен 2.X была закручена сильнее, чем 6.X, когда пятна уже вращались по часовой стрелке. Это означает, что одновременное вращение лидирующего и хвостового пятен против часовой стрелки было связано со скручиванием всего жгута магнитного поля. Скручивание жгута силовых линий магнитного поля могло проис-

Рис. 3. Связь между средней по площади пятна скоростью вращения газа  $\langle \bar{V}_\Phi(r) \rangle$  и угловой скоростью вращения пятна

Кружки — лидер, точки — хвостовое пятно. Линия проведена через наблюдательные данные

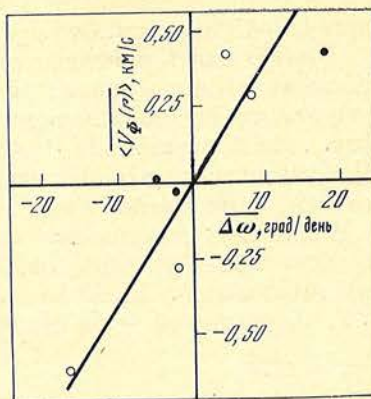
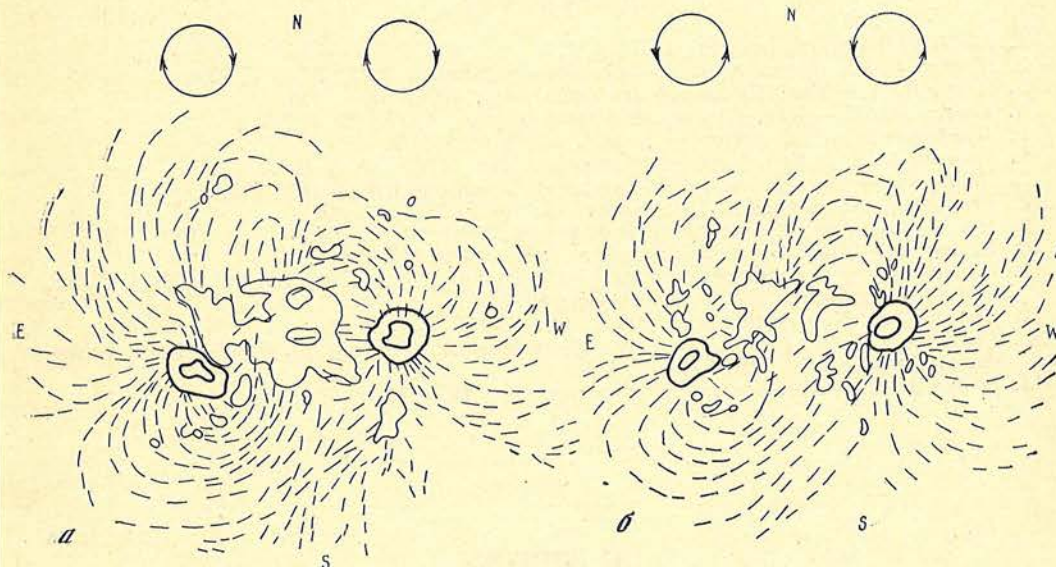


Рис. 4. Зарисовки активной области, сделанные со снимков Солнца в центре линии  $H_\alpha$

Ядра пятен и границы полутени выделены жирными сплошными линиями. Флоккулы обведены сплошными тонкими линиями, а волокна тонкой структуры хромосферы — штриховыми линиями. Окружности со стрелками показывают направление вращения пятен.

*a* — 2.X, 8.51 UT, *б* — 6.X 7.17 UT



ходить, по-видимому, под действием механических сил вращающего подфотосферного газа. Если это так, то должно быть два вихря, которые начали вращаться почти одновременно в противоположных направлениях. Иначе невозможно объяснить почти синхронное вращение в одном направлении двух концов магнитного жгута, вышедших на поверхность Солнца и образовавших пару пятен. Процесс закручивания жгута должен был продолжаться до тех пор, пока не была израсходована вся кинетическая энергия вихрей на искривление силовых линий магнитного поля. После этого под действием искривленных силовых линий магнитного поля, которые стремятся распрямиться, начался процесс вращения пятен в обратном направлении, т. е. по часовой стрелке. Именно такой процесс движений газа и изменения закрученности силовых линий магнитного поля характерен для систем с крутильными колебаниями. Следовательно, мы наблюдали крутильные колебания пятен. Очевидно, что интервал наблюдений с 3.X по 6.X охватил всего лишь половину периода колебаний (рис. 2, *a, б*). Вычисленный на основании данных табл. 2 полный период крутильных колебаний жгута силовых линий магнитного поля, который образовал эту пару пятен, составлял приблизительно 6 дней.

Несмотря на то что пятна вращаются не как твердое тело, на основании рис. 3 можно получить количественную информацию. Именно: он показывает, что в среднем в те дни, когда пятно поворачивалось на  $13-15^\circ$  за сутки, скорость вращения газа  $\langle \bar{V}_\Phi(r) \rangle$  составляла  $0,5-0,4$  км/с. Принимая во внимание размер пятна (рис. 2), мы находим, что скорости  $\langle \bar{V}_\Phi(r) \rangle = 0,45$  км/с соответствует поворот пятна за сутки на угол, равный примерно  $100^\circ$ . В то же время угол поворота пятна, найденный по фотогелиограммам, был равен всего

лишь 13—15° в сутки. Это различие не очень сильно уменьшается, если вместо  $\langle \bar{V}_\Phi(r) \rangle$  взять среднюю по площади полутени скорость вращения газа. Величине угла поворота пятна за день, измеренной по фотогелиограммам, лучше соответствует изменение в окрестности пятна тонкой структуры хромосферы, наблюдаемой в  $H_\alpha$  (рис. 4), и структуры поперечного магнитного поля [6]. Отсюда мы приходим к выводу, что газ в пятне вращается намного быстрее, чем само пятно и его магнитное поле.

В заключение приношу свою глубокую благодарность А. Б. Северному за обсуждение результатов, Н. И. Райковой — за помощь в обработке данных наблюдений, Г. А. Козловой — за проведение расчетов на ЭВМ и Л. Г. Карташовой — за предоставление снимков хромосферы в  $H_\alpha$ .

Ноябрь 1979 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. *Abetti G.* The Sun. London, 1957, p. 157.
2. *Куклин Г. В., Степанов В. Е.* — Солнечные данные, 1963, № 1, с. 55.
3. *Котов В. А.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 54, с. 184.
4. *Гонсюк С. И.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, с. 107.
5. *Waldmeier M.* — Zs. Astrophys., 1963, 57, N 3, S. 207.
6. *Гонсюк С. И.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, с. 100.
7. *Калман Б.* — Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Ленинград, Пулково, 1979.
8. *Bray R. J., Loughhead R. E.* Sunspots. London, 1964, p. 146.
9. *Цап Т. Т.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, с. 200.
10. *Калман Б.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1979, 60, с. 114.
11. Магнитные поля солнечных пятен 1—15 октября 1979 г.: Приложение к бюл. № 10. Солнечные данные 1974 г. Л.: Наука, 1974.
12. *Северный А. Б.* — Астрон. ж., 1966, 43, с. 465.
13. *Границкий Л. В., Границкая Л. А., Дидковский Л. В., Никулин Н. С.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 56, с. 181.
14. *Бабин А. Н.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, с. 79.

УДК 523.75

### К ВОПРОСУ О СВЯЗИ МЕЖДУ АКТИВНЫМИ ОБЛАСТЯМИ НА СОЛНЦЕ

М. Б. Огирь

Выполнено фотометрическое исследование 19 активных областей на Солнце, наблюдавшихся на коронографе Крымской обсерватории 20, 22, 27.IX и 3.X 1978 г. Активные области располагались на разных расстояниях друг от друга — от 19° (0,2·10<sup>6</sup> км) до примерно 104° (1,3·10<sup>6</sup> км). Была сопоставлена вспышечная активность во всех этих областях для каждого дня наблюдения, причем рассматривались не только крупные события, а все реальные усиления яркости. Полученные результаты свидетельствуют в пользу реальности симпатических вспышек и, следовательно, существования физических связей между весьма удаленными друг от друга активными областями. Эти связи характеризуются тонкой структурой и довольно быстрой изменчивостью во времени — в рассмотренных случаях изменения происходили за время от 10 до 50 мин. Момент появления симпатических вспышек относится к максимальной фазе вспышек в другой активной области. Области с симпатическими вспышками чаще всего обнаруживают связь с теми группами пятен, где происходит рост магнитных полей.

Возможной причиной появления симпатических вспышек является или одновременное изменение состояния магнитных полей в разных активных областях, или распространение магнитогиродинамических волн в верхней хромосфере или короне.

TO THE QUESTION, ON THE SOLAR ACTIVE [REGIONS] RELATIONSHIP, by *M. B. Ogir*. — The photometric investigation of 19 solar active regions observed on the Crimean observatory coronagraph in September 20, 22, 27 and October 3, 1978 was carried out. The active regions were separated by 19° (0,2·10<sup>6</sup> km) to about 104° (1,3·10<sup>6</sup> km). For each

day of observations the flare activity in all these regions was compared; not only large events, but all real enhancement of brightness were also considered. The obtained results speak in favour of the reality of sympathetic flares and, consequently, of the existence of the physical connection between very distant active regions. These connections are characterized by fine and rather rapid variations in time — in considered cases the changes occurred in a matter of 10 to 50 minutes. The onset of sympathetic flares corresponds to the maximal phase of flares in another active region. The sympathetic flare regions are predominantly connected with spotgroups with growing magnetic fields.

The possible cause of the sympathetic flares appearance is either the simultaneous change of the magnetic fields in different active regions or the propagation of the hydromagnetic waves in the upper chromosphere or in the corona.

Вопрос о физической связи между активными областями на Солнце и о природе этой связи является одним из весьма интересных и важных вопросов солнечной физики. Такая связь была замечена [1] по волокнам тонкой структуры хромосферы, которые соединяли области магнитных полей противоположной полярности на расстоянии до 300 000 км. Наблюдения мягкой рентгеновской эмиссии Солнца, выполненные на «Скайлабе» [2], обнаружили наличие петель, соединяющих активные области, удаленные друг от друга на расстоянии до  $37^\circ$  на Солнце.

В пользу существования связей между весьма удаленными активными областями говорит и явление симпатических вспышек, обнаруженное впервые Ричардсоном [3]. Ричардсон и Бэкер, выполнив статистический анализ ряда одновременных вспышек [4,5], пришли к выводу, что явление симпатических вспышек реально.

Однако исследование частоты появления вспышек, выполненное рядом авторов [6—9], не показало избытка малых интервалов времени (примерно 10—20 мин) между последовательными вспышками. Интервал распределения оказался таким, как при чисто случайных явлениях. Фритцова [10] повторила свой анализ по материалам «Скайлаба» и вновь получила, что распределение появлений вспышек случайно. При изучении рентгеновских изображений Солнца, полученных на «Скайлабе», в [2] были идентифицированы 100 петель, связывающих 94 активных области. Самые длинные петли охватывали расстояния до  $37^\circ$ . Авторы [2] считают, что такое расстояние — предел для магнитных связей между активными областями. Кроме того, по этим материалам они не обнаружили ни одного случая симпатических вспышек и пришли к заключению, что это подтверждает их нереальность.

Из всего сказанного следует, что в вопросе о существовании симпатических вспышек нет единства мнений и он требует дальнейшего изучения.

В [11] автором на материале 1974 г. было получено, что существуют корреляции между изменениями яркости водородных флоккулов в активных областях с растущим магнитным полем, удаленных друг от друга на расстояния до 270 000 км. Этот результат говорит в пользу наличия связей между удаленными активными областями и в пользу существования симпатических вспышек. Для дальнейшего изучения этого вопроса была выполнена фотометрическая обработка наблюдений активных областей на Солнце в свете линии  $H_\alpha$ . Наблюдения проводились на коронографе КГ-1 Крымской обсерватории в 1978 г., когда активность была существенно больше, чем в 1974 г.

Были использованы следующие наблюдения:

1) 20.IX 1978 г., группы пятен № 258, 260, 261, 267, 269, 270 (по [12]), интервал наблюдений  $6^h45^m - 10^h16^m$ ,  $11^h57^m - 14^h35^m$ UT;

2) 22.IX 1978 г., все группы (см. [12]), интервал наблюдений  $11^h48^m - 14^h42^m$ UT;

3) 27.IX 1978 г., группы № 269, 271, 277 (по [12]), интервал наблюдений  $8^h16^m - 9^h30^m$ ,  $11^h53^m - 15^h13^m$ UT;

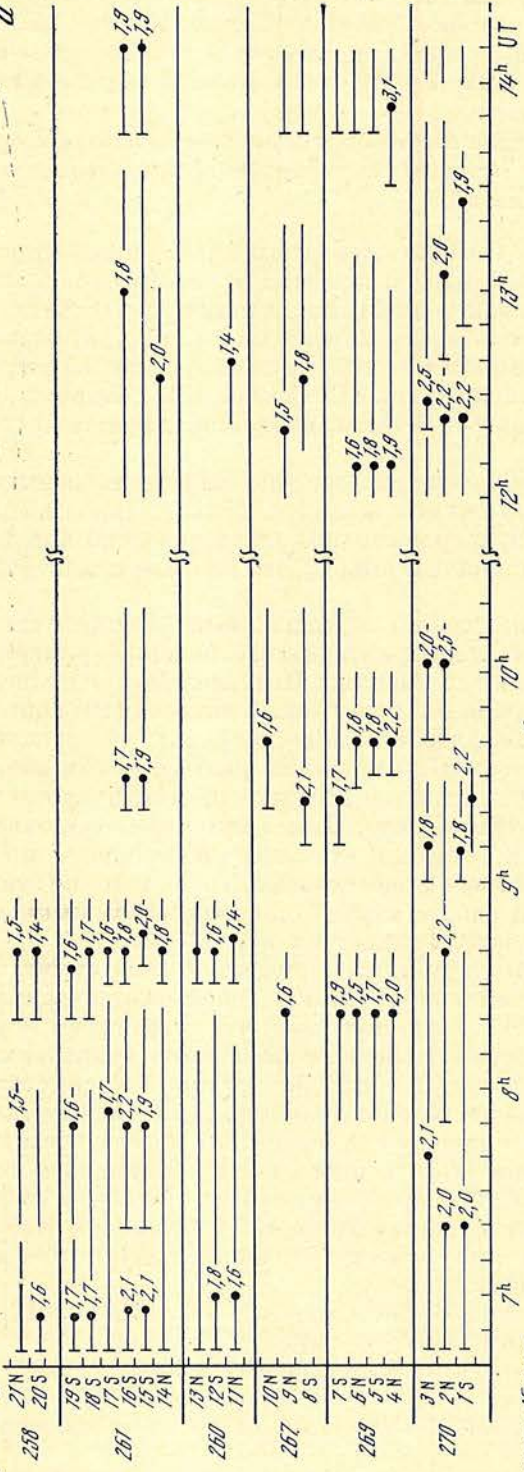
4) 3.X 1978 г., группы № 284 и 285 (по [13]), интервал наблюдений  $7^h54^m - 10^h57^m$ UT.

В каждой из изученных групп были выбраны несколько флоккульных узлов, расположенных в областях противоположной полярности, и измерялась их максимальная яркость по отношению к яркости соседней невозмущен-

№ маршруты № узла

120

а



№ маршруты № узла

б

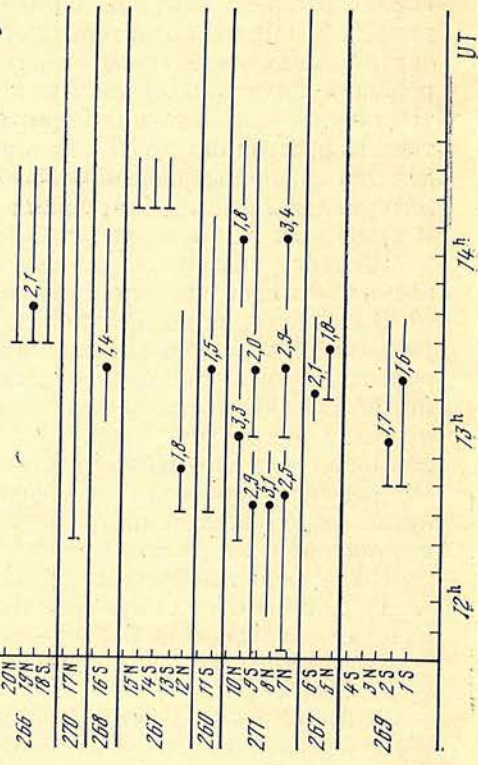
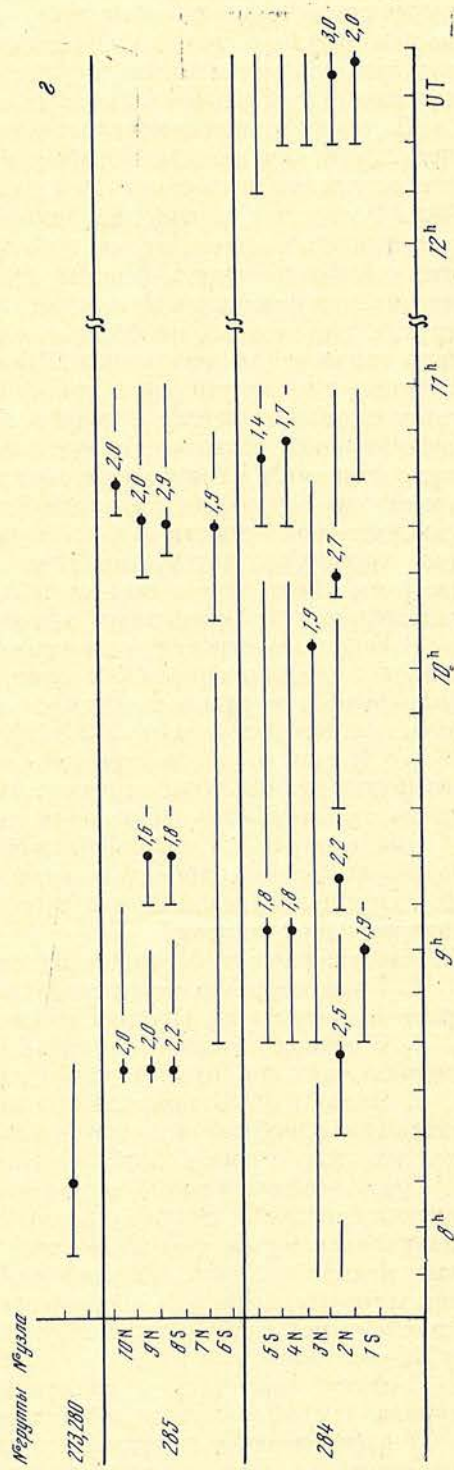
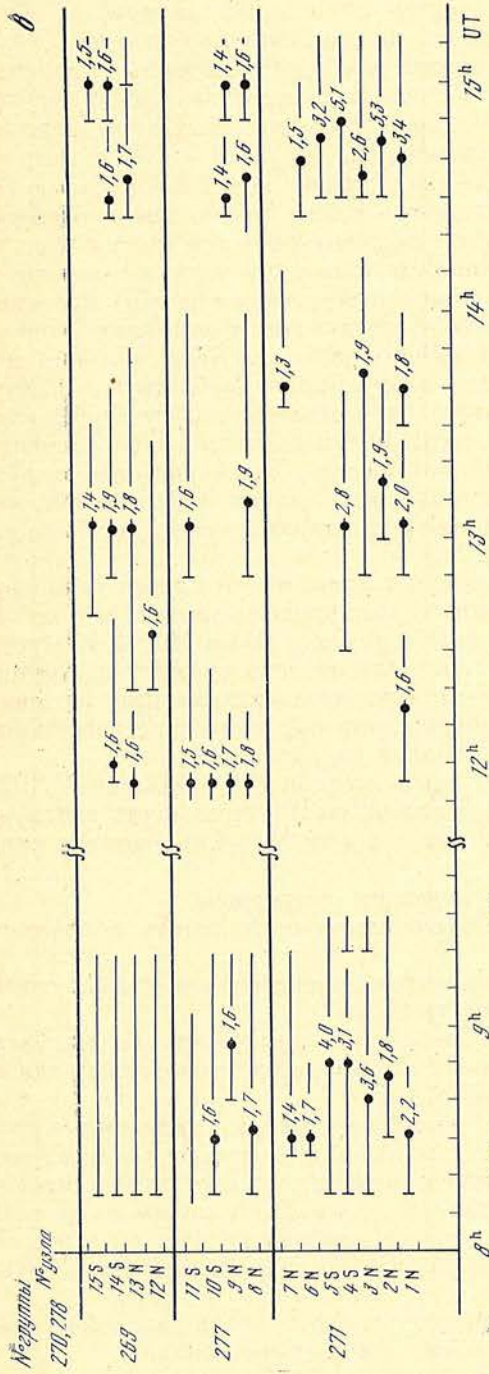


Рис. 1. Распределение моментов всплесков во времени в различных активных областях

а — 20.IX, б — 22.IX; e — 27.IX, e — 3.X 1978 г.





ной хромосферы. При измерениях щель фотометра вырезала на изображении Солнца площадку  $1,8 \times 1",8$ .

В результате был получен ряд фотометрических кривых для всех выбранных активных областей. В большинстве случаев для каждой кривой отчетливо выделялись повышения яркости, заметно превосходящие ошибки измерения, не говоря уже о сильных вспышечных событиях. Было выполнено также исследование качества изображения на изученных пленках, которое не обнаружило никакой корреляции с наблюдаемыми изменениями яркости.

Далее было проведено сопоставление моментов всех достоверных усилений яркости (и уярчений, и вспышек) как в пределах каждой группы пятен, так и между всеми исследованными в данный день группами. Для такого анализа были построены четыре диаграммы, приведенные на рис. 1 (а—г). В них по оси абсцисс отложено время, а по оси ординат указан номер изученной группы, а также номер измеренного флоккульного узла с указанием полярности магнитного поля в данном месте. Группы на диаграмме отделяются одна от другой жирными горизонтальными линиями. Каждому узлу соответствует своя горизонтальная полоска. Вертикальными черточками на этих полосках отмечено начало усилений яркости в соответствующих флоккулах. Тонкой горизонтальной линией показана длительность явления. Если у линии нет вертикальной черточки, значит, начало поярчения не наблюдалось. Жирными точками на горизонтальных линиях грубо отмечена середина интервала максимума поярчения или вспышки, а числа рядом с точками дают значения максимальной яркости в данном узле по отношению к соседней невозмущенной хромосфере (отсутствие точек на некоторых линиях говорит о том, что здесь мы имели дело с такими небольшими поярчениями, где трудно было установить момент максимума яркости).

В связи с построением диаграммы следует заметить, что здесь использованы все наблюдавшиеся усиления яркости, большинство из которых не зафиксировано в списках журнала «Solar-Geophysical Data» [14, 15]. Кроме того, на диаграмме для 27.IX 1978 г. в полоске, относящейся к группе № 278 (самая верхняя строчка), стоят только две вертикальные черточки без других данных. Они отмечают поярчения, которые были зарегистрированы во время наших наблюдений, но детально не изучались.

Аналогично, 3.X нами фотографировалась вспышка 1b в области № 273, но она не фотометрировалась нами, и ее максимум и длительность взяты из [15]. При использовании этих вспышек имелось в виду только отметить факт наличия этих явлений.

На диаграммах обращает на себя внимание следующее.

1. Практически одновременно на Солнце могут происходить поярчения сразу в нескольких группах пятен.

2. В разные интервалы времени могут активизироваться как разные очаги в одних и тех же группах, так и разные группы.

3. Часто начало поярчения одних флоккулов приходится на моменты максимумов поярчений других флоккулов, которые могут находиться или в этой же, или в совсем другой активной области.

Сразу возникает мысль о том, что здесь мы имеем дело с явлением симпатических вспышек. Вопрос о реальности симпатических вспышек всегда рассматривался путем статистических исследований интервалов между моментами начала вспышек. Рассмотрение диаграмм, представленных на рис. 1, показало, что, возможно, начало последующей вспышки следует относить не к началу предыдущей, а к ее максимальной фазе (которая часто может длиться 10—20 мин).

Поэтому было решено на основании полученного наблюдательного материала сравнить между собой следующие два распределения:

1) распределение интервалов времени между началами вспышек в одних активных областях и началами вспышек в других областях, ближайшими по времени к данной вспышке;

2) распределение интервалов времени между началами вспышек в одних областях и ближайшими по времени максимумами вспышек в других областях.

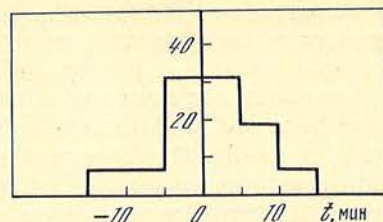
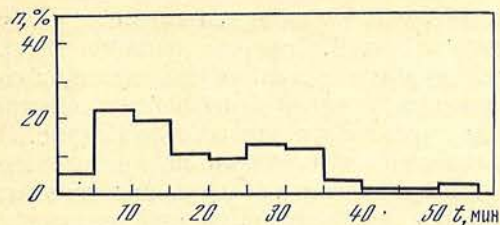


Рис. 2. Распределение интервалов времени между началом вспышек;  $n = 77$

Рис. 3. Распределение интервалов времени между началами вспышек в одних областях и ближайшими по времени максимумами вспышек в других областях;  $n = 61$

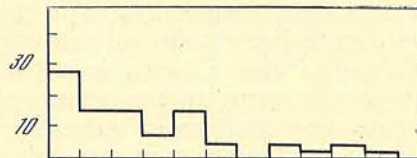
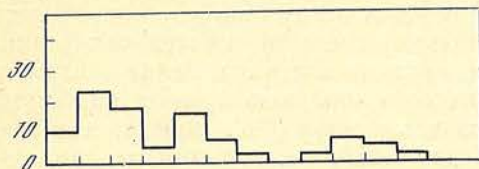


Рис. 4. Распределение интервалов времени между началами улучшения контраста тонкой структуры хромосферы;  $n = 39$

Рис. 5. Распределение интервалов времени между максимумом предыдущего и началом последующего колебания контраста тонкой структуры хромосферы;  $n = 40$

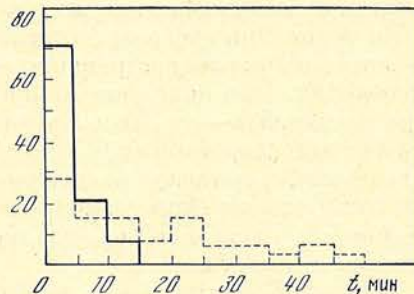
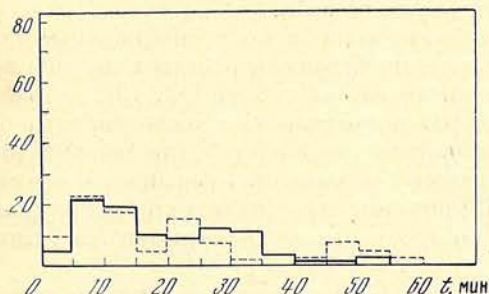


Рис. 6. Сравнение распределений интервалов времени между началами вспышечных и случайных событий

Сплошная линия — вспышечные события, штриховая — случайные события

Рис. 7. Сравнение распределений интервалов времени между максимумами предыдущих и началами последующих явлений для вспышечных и случайных событий

Сплошная линия — вспышечные события, штриховая — случайные события

Эти распределения представлены на рис. 2 и 3. На рис. 2 мы не видим четкого максимума событий, в то время как на рис. 3 видна концентрация событий в интервале  $(-5) - (+5)$  мин. Чтобы решить, какому из распределений отдать предпочтение, было произведено сравнение этих распределений с распределением случайных событий, зафиксированных на исследованных пленках. В качестве таких случайных событий был взят контраст волоконца тонкой структуры хромосферы, который должен изменяться некоторым образом с течением времени вследствие изменения качества изображения.

На основании четырех кривых изменения контраста со временем были построены распределения, аналогичные распределениям для вспышек, а именно: распределения интервалов времени между началами предыдущего и последующего колебаний (а) и между максимумом предыдущего и началом последующего колебаний (б). Оба эти распределения представлены на рис. 4 и 5.

На рис. 6 и 7 приведено сравнение нормированных к единице распределений для вспышечных и случайных событий. При сравнении рис. 3 и 5 события, относящиеся к столбцу  $(-5-0)$  мин на рис. 3, были все отнесены к нулевому моменту и включены в столбец  $(0-5)$  мин.

Распределения интервалов времени между началами вспышечных и случайных событий оказались очень близкими (рис. 6). Распределения же интервалов времени между максимумами предыдущих и началами последующих событий в обоих случаях заметно различаются — число вспышечных событий в зоне (0—5) мин значительно превосходит число случайных событий (рис. 7). Исходя из этого сопоставления предпочтение было отдано распределению, представленному на рис. 3, т. е., по-видимому, начало последующих вспышек следует относить к максимальной фазе, а не к началам предыдущих вспышек.

Как отмечалось выше, в течение всех 4 дней наблюдения можно выделить такие интервалы, когда вспышки происходили практически одновременно в нескольких группах пятен. Из рис. 3 следует, что начала последующих вспышек в основном попадают в пределы 10-минутных интервалов вблизи моментов максимумов предыдущих вспышек. Можно грубо прикинуть вероятность одного случайного события в каждом десятиминутном интервале наблюдения. Если опять-таки в качестве случайного явления взять изменение контраста тонкой структуры хромосферы, то вероятность попадания одного максимума на один десятиминутный интервал оказалась равной 0,49. Вероятность совпадения, например, трех максимумов будет 0,118, т. е. вероятность трех одновременных случайных явлений в десятиминутном интервале невелика, а в действительности вспышки часто происходили в трех областях сразу.

Следовательно, полученный наблюдательный материал свидетельствует в пользу реальности симпатических вспышек, а также представления о том, что во время максимальной фазы вспышек в одной области может начаться генерация возбуждения в другую активную область.

На основании этого представления были нарисованы приближенные схемы направления распространения возбуждения для исследованных интервалов наблюдения. Они нанесены на зарисовки пятен, взятых из [12, 13], и приведены на рис. 8 (а—г). Здесь линии со штриховкой отделяют исследованные области от неисследованных. Стрелки выходят из тех областей, где наблюдались те вспышки, в моменты максимумов которых начинались вспышки в других областях (туда стрелки направлены). Штриховые стрелки ведут к тем группам, которые нами детально не изучались, но где у нас зарегистрированы симпатические вспышки.

Как видно из рисунков, нет преимущественного направления распространения возбуждения. В исследованных случаях ближайшие области, между которыми наблюдалась связь, располагались на расстоянии примерно  $19^\circ$  ( $0,2 \cdot 10^6$  км), а наиболее удаленные — на расстоянии примерно  $104^\circ$  ( $1,3 \cdot 10^6$  км) друг от друга. Наблюдения говорят о том, что связи между областями очень тонкоструктурны и изменчивы. Так, из рис. 1 видно, что в определенные интервалы времени могут быть активизированы не все флоккулярные узлы, а лишь некоторые. Кроме того, при разных вспышках в одной и той же активной области может быть активизировано разное число флоккулов; некоторые из ранее активных узлов остаются спокойными, а другие ярчают.

На рис. 9 (а и б) представлены временные развертки, показывающие изменение связей между активными областями со временем 22.IX (регистривались все активные области) и 20.IX (регистривалось большинство активных областей). Здесь по оси абсцисс отложено время, а по оси ординат — номера активных областей. Жирные горизонтальные отрезки указывают длительность максимальной фазы вспышки в той или иной области. Стрелки отходят от горизонтальных отрезков в те моменты времени, когда началась вспышка в другой области. В тех случаях, когда нельзя определить точно, какая именно область вызвала новую вспышку, стрелки обозначены пунктиром. В схеме на рис. 9, а видно, что 22.IX чаще всего источником возбуждения была растущая группа № 271. Уже сформировавшиеся группы пятен гораздо реже вызвали вспышки в других областях или вообще их не вызывали.

20.IX (рис. 9, б) картина сложнее, но и здесь чаще всего источниками возбуждения были группы № 270, 269 и 267, где происходил рост новых пятен. Возможно, вынос новых магнитных полей в данной активной области, который сопровождается вспышками в ней, может быть причиной активизации других часто весьма удаленных областей на Солнце.

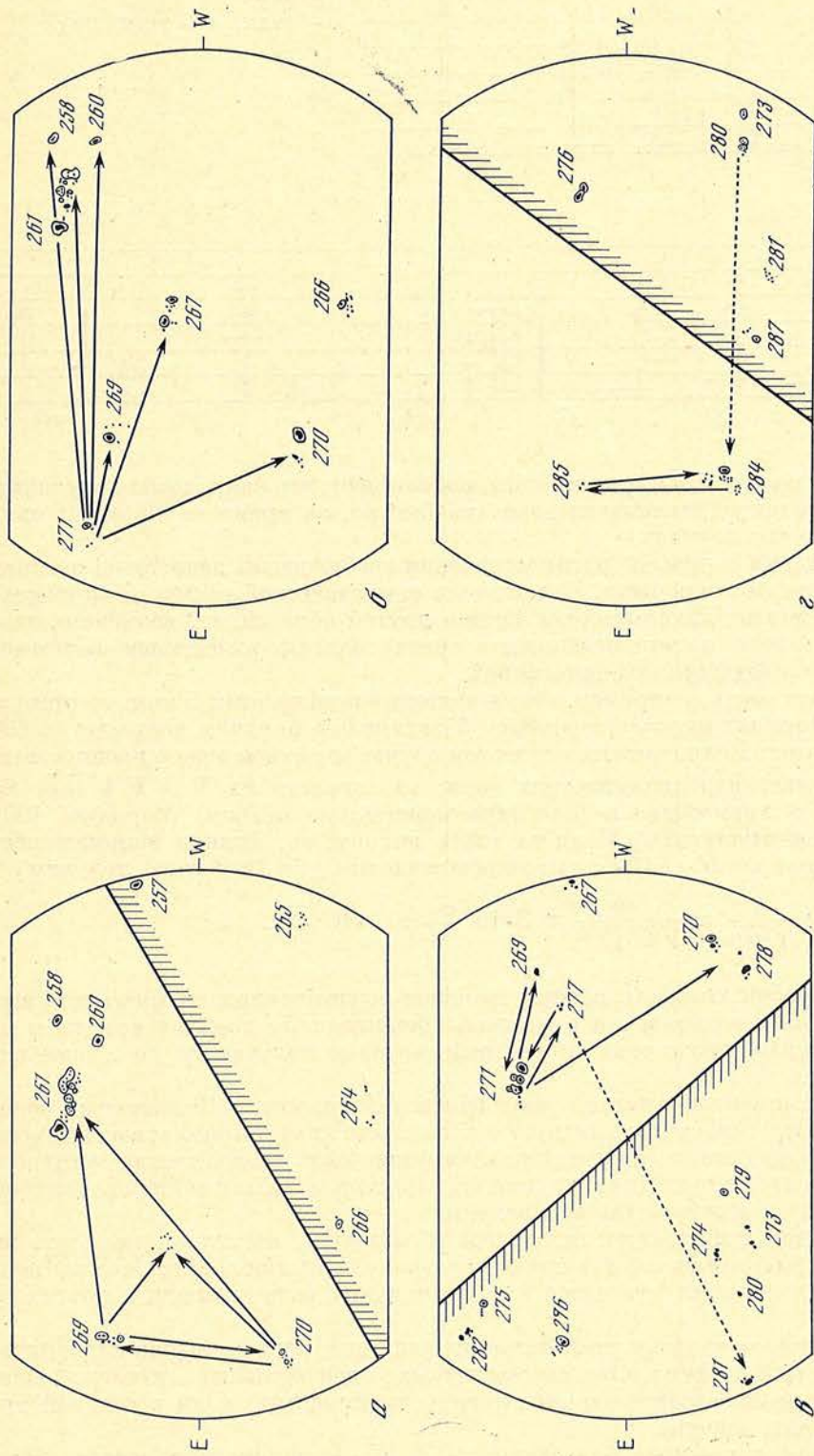


Рис. 8. Схемы направлений распространения возбуждения  
 а — 20.IX, б — 22.IX, в — 27.IX, г — 3.X.1978 г.

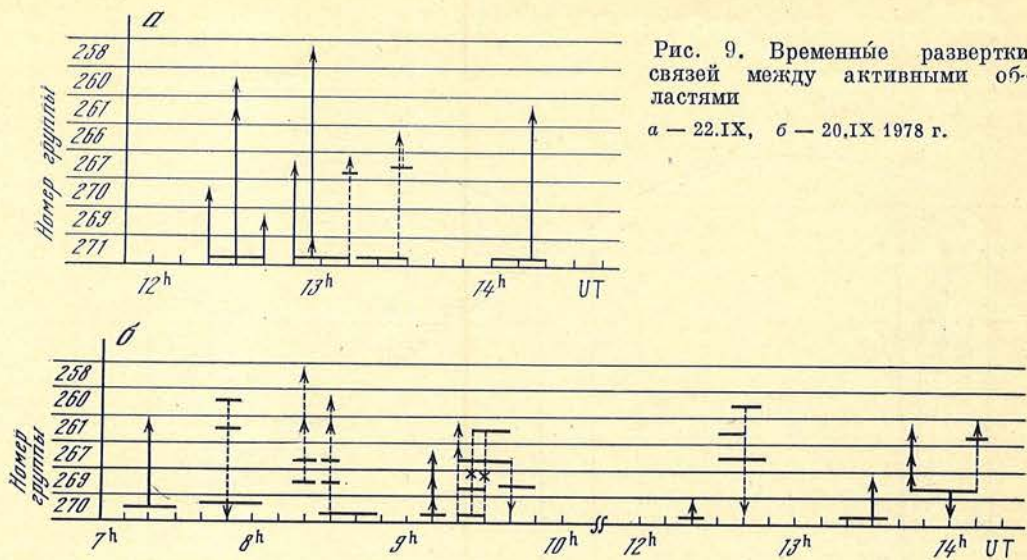


Рис. 9. Временные развертки связей между активными областями  
 а — 22.IX, б — 20.IX 1978 г.

Схемы на рис. 9, а и б, кроме того, показывают, что связи между активными областями могут изменяться довольно быстро, за время от 10 до 50 мин в рассмотренных случаях.

Для оценки скоростей распространения возбуждения надо точно знать момент начала этого процесса. Если начало симпатической вспышки приходится точно на момент максимума вспышки в другой области, то, возможно, здесь мы имеем дело с одновременным в обеих областях изменением магнитного поля, происходящим под фотосферой.

Если же взять, например, время запаздывания равным 5 мин, то при разных расстояниях между активными областями мы получим скорости от 1000 до 4000 км/с. Если считать, что в этом случае мы имеем дело с распространением магнитогидродинамических волн, то скорость их  $V = H/\sqrt{4\pi\rho}$ , как известно, в хромосфере и фотосфере значительно меньше (порядка 100 и 10 км/с соответственно). Если же взять корону, то, приняв напряженность магнитного поля  $H = 10$  Гс и плотность вещества  $\rho = 10^{-16}$  г/см<sup>3</sup>, получим

$$V_{\text{кор}} = \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}} \approx \frac{10}{\sqrt{4\pi \cdot 10^{-16}}} \approx 3 \cdot 10^8 \frac{\text{см}}{\text{с}} = 3 \cdot 10^3 \frac{\text{км}}{\text{с}}.$$

Таким образом, скорости распространения магнитогидродинамических волн в короне или, возможно, и в верхней хромосфере по порядку величины могут быть сравнимы с теми скоростями, которые получаются по нашим наблюдениям.

Итак, выполненное исследование изменений яркости в 19 активных областях, по-видимому, свидетельствует о реальности явления симпатических вспышек и, следовательно, о существовании физических связей между активными областями на Солнце. Эти связи должны характеризоваться тонкой структурой и быстрой изменчивостью во времени.

Причиной появления симпатических вспышек, возможно, является вынос новых магнитных полей в определенных активных областях. Момент появления этих вспышек относится к максимальной фазе вспышек в других областях.

Возможно, в явлении симпатических вспышек мы имеем дело или с одновременным изменением состояния магнитных полей в разных активных областях, или с распространением магнитогидродинамических волн в верхней хромосфере или короне.

Приношу искреннюю благодарность А. Б. Северному за полезное обсуждение работы.

Декабрь 1979 г.

## Л и т е р а т у р а

1. Степанов В. Е.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 20, с. 52.
2. Chase R. C., Krieger A. S., Svestka Z., Vaiana G. S.— Space Research, v. XVI. Berlin: Akad.-Verl., 1976, p. 917.
3. Richardson R. S.— Astrophys. J., 1939, 90, p. 368.
4. Richardson R. S.— Astrophys. J., 1951, 114, p. 356.
5. Becker U.— Zs. Astrophys., 1958, 44, S. 243.
6. Waldmeier M.— Zs. Astrophys., 1938, 10, S. 276.
7. Fritrová L.— Bull. Astron. Inst. Czech., 1959, 10, p. 145.
8. Smith H. J.— G. R. D. Res. Note N 58, AFCRL-472 (III).
9. Smith H. J., Smith E. v. P. Solar Flares, N. Y.: The Macmillan Co., 1963.
10. Fritrová L., Chase R. C. Статья, представленная на AAS совещании. Сан Диего, Калифорния, 1975.
11. Огирь М. Б.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1980, 62, с. 131.
12. Солнечные данные, 1978, № 9.
13. Солнечные данные, 1978, № 10.
14. Solar-Geophysical Data, 1979, N 415 — Part II, U.S. Department of Commerce (Boulder, Colorado, U.S.A. 80302).
15. Solar-Geophysical Data, 1979, N 416 — Part II, U.S. Department of Commerce (Boulder, Colorado, U.S.A. 80302).

УДК 523.746

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ В ЯДРАХ НЕПРЕРЫВНОЙ ЭМИССИИ

Э. А. Барановский, А. Н. Коваль

Для ядер непрерывной эмиссии (я. н. э.) получена наблюдаемая зависимость величины эмиссии от длины волны в непрерывном спектре и в крыльях линий К Ca II и D<sub>2</sub> Na I. Наблюдаемая зависимость сравнивается с теоретической, рассчитанной для различных глубин залегания я.н.э. Делается вывод, что наблюдаемые характеристики я.н.э. хорошо объясняются моделью, в которой температура в фотосферных слоях ( $\tau$  от  $10^{-2}$  до 1,7) увеличена на 200—300 К.

THE DETERMINATION OF PHYSICAL CONDITIONS IN THE CONTINUUM EMISSION GRAINS, by E. A. Baranovsky and A. N. Koval.— The observed dependence of the emission of the continuum emission grains (c.e.g.) on the wavelength in the continuum and in the wings of K Ca II and D<sub>2</sub> Na I lines is obtained. This dependence is compared with that calculated for different depths of c. e. g. locations. The conclusion is made that the observed features of c.e.g. are well explained by the model, in which the temperature in the photospheric layers ( $\tau$   $10^{-2}$  to 1.7) is enhanced by 200—300 K.

При исследовании тонкой структуры активных образований на Солнце А. Б. Северным [1] были обнаружены полосы яркой непрерывной эмиссии, возникающие как в области факелов, так и у края пятен. Как показывают наблюдения [1], ядра непрерывной эмиссии (я. н. э.) не имеют непосредственной связи с факелами. Контраст непрерывной эмиссии с невозмущенной фотосферой составляет десятки процентов и возрастает в фиолетовую часть спектра. А. Б. Северным и В. Л. Хохловой [1—3] определялась глубина залегания я. н. э. по распределению эмиссии в некоторых линиях поглощения. Было получено, что я.н.э. располагаются в фотосфере на глубинах  $\tau_{0,5}$  от 0 до 1,0.

В представляемом здесь исследовании мы для определения глубины залегания я.н.э. используем наблюдения этих образований в непрерывном спектре от  $\lambda 3940 \text{ \AA}$  до  $\lambda 6560 \text{ \AA}$  и в крыльях линий К Ca II и D<sub>2</sub> Na I.

#### 1. Наблюдательные данные

Нами использованы спектрограммы полосок непрерывной эмиссии, полученные в течение 1956—1968 гг. в Крымской астрофизической обсерватории на БСТ [4] и ГСТ [5] при помощи спектрографа с эшелле и с дифракционной решеткой.

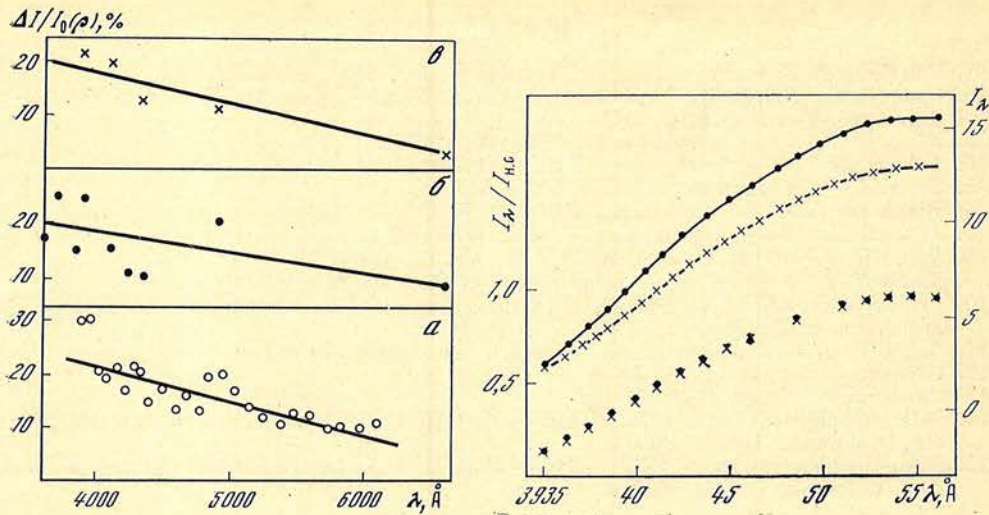


Рис. 1. Ход контраста я.н.э. с длиной волны  
 а — я.н.э. 15.VII 1967 г., б — 20.VIII 1957 г., в — 13.VIII 1957 г.

Рис. 2. Контур (вверху, шкала справа) и остаточные интенсивности (внизу, шкала слева) линии К Са II в невозмущенной фотосфере (крестики) и в я.н.э. (точки)

Из-за влияния атмосферной дисперсии число спектрограмм, полученных с эшелле, пригодных для изучения хода контраста непрерывной эмиссии с длиной волны, ограничено. К обработанным ранее [6] трем наблюдениям я.н.э. удалось добавить еще одно наблюдение 15.VII 1967 г. Я.н.э. наблюдалось на расстоянии от центра диска Солнца  $\rho = 0,96$ , спектрограммы получены на Горизонтальном солнечном телескопе.

Были также обработаны спектрограммы я.н.э., полученные при помощи спектрографа с решеткой на Башенном солнечном телескопе 13.VIII 1957 г. ( $\rho = 0,97$ ) и 20.VIII 1957 г. ( $\rho = 0,89$ ). Спектрограммы в областях от  $\lambda 6560$  до  $\lambda 3640$  для я.н.э. 20.VIII 1957 г. и от  $\lambda 6560$  до  $\lambda 3930$  для я.н.э. 13.VIII 1957 г. получены в течение 6 мин. Так как время жизни ядер эмиссии, возникающих у края пятен и в факельных полях, согласно [4] не менее 10 мин, а световая кривая, по-видимому, подобна световой кривой усов [7], то мы считаем, что неодновременность фотографирования разных спектральных участков не сильно исказит ход контраста непрерывной эмиссии с длиной волны. Методика обработки спектрограмм та же, что и в [6].

Ход контраста  $\Delta I/I_0(\rho)$  с длиной волны для этих трех я.н.э. приведен на рис. 1;  $\Delta I = I_{н.э.} - I_0(\rho)$ ,  $I_{н.э.}$  — интенсивность непрерывной эмиссии,  $I_0(\rho)$  — интенсивность непрерывного спектра невозмущенного места на Солнце.

Контур линии К Са II изучены нами для 20 ядер непрерывной эмиссии. Ранее в [8] были получены контуры линий Н и К для 14 я.н.э., расположенных на расстоянии от центра диска Солнца  $\rho = 0,96$ . Дополнительно нами рассмотрены контуры линий Н и К в шести ядрах непрерывной эмиссии, наблюдавшихся на меньших расстояниях от центра диска ( $\rho = 0,7 \div 0,9$ ). Обработка спектрограмм проводилась так же, как и в [8]. На рис. 2 приведены контуры линии К Са II в я.н.э. 29.VII 1957 г. ( $\rho = 0,87$ ) и в невозмущенной фотосфере. Как и в [8], остаточные интенсивности крыльев линий Н и К в я.н.э. и в невозмущенной фотосфере приблизительно совпадают.

Контуры линии  $D_2$  Na I получены для 18 ядер непрерывной эмиссии, наблюдавшихся на расстоянии от центра диска Солнца  $\rho = 0,5 \div 0,96$ . Остаточные интенсивности линии  $D_2$  Na I в рассмотренных я.н.э. с точностью до нескольких процентов совпадают с остаточными интенсивностями линии в невозмущенной фотосфере.

В дальнейшем при выборе модели мы используем ход контраста с длиной волны, полученный для шести ядер непрерывной эмиссии, четыре из которых



наблюдались на расстоянии от центра диска Солнца  $\rho = 0,87$  и два на расстоянии  $\rho = 0,96$ .

Считаем также, что для данных  $\rho$  остаточные интенсивности крыльев линий К Са II и D<sub>2</sub> Na I в ядрах непрерывной эмиссии и в невозмущенной фотосфере совпадают.

## 2. Эмиссия: вычисления и сравнение с наблюдениями

Мы рассчитали эмиссию в непрерывном спектре ( $\lambda 3940$ ,  $\lambda 5183$ ,  $\lambda 5890$ ,  $\lambda 6560$ ) и в крыльях линий К Са II и D<sub>2</sub> Na I для ряда моделей я.н.э. Модели характеризуются увеличением температуры на какой-то глубине (или на всех глубинах) в фотосфере по сравнению с моделью невозмущенной фотосферы. Имеется в виду увеличение температуры плоского слоя. Вычисления делаются для моделей, состоящих из плоскопараллельных слоев. Для объектов с размерами в картинной плоскости порядка 1" такое представление вполне приемлемо, так как по глубине объекты ограничены величиной 200—300 км (более глубокие слои не просматриваются).

Таким образом, здесь рассчитывается свечение я.н.э. в рамках теории теплового происхождения этого свечения. Другими словами — причиной увеличения интенсивности излучения в я.н.э. считается увеличение температуры некоторых слоев в фотосфере или хромосфере. Источником нагревания могут быть ударные волны, проникновение быстрых протонов или какие-то другие механизмы — этот вопрос мы здесь не обсуждаем.

Модель невозмущенной фотосферы мы взяли из [9]. При расчете интенсивности в крыльях линий, мы, как и в [10], предполагаем равенство функции источников функции Планка. Интенсивность выходящего излучения вычисляется по формуле

$$I_{\nu}(\mu) = \int_0^{\infty} [S(\tau) \varphi_{\nu}(\tau) + r(\tau) B(\tau)] \exp \left[ - \int_0^{\tau} [\varphi_{\nu}(\tau) + r(\tau)] \frac{d\tau}{\mu} \right] \frac{d\tau}{\mu},$$

где  $S(\tau) = B(\tau)$ ,  $\tau$  — оптическая глубина в центре линии,  $S$  — функция источников,  $B$  — функция Планка (функция источников для непрерывного излучения),  $\varphi_{\nu}$  — профиль коэффициента поглощения в линии с нормировкой  $\varphi_{\nu_0} = 1$ ,  $r$  — отношение коэффициента непрерывного поглощения к коэффициенту поглощения в центре линии,  $\mu = \cos \theta$ .

Источники непрерывного поглощения — отрицательные ионы водорода H<sup>-</sup>, нейтральный водород H, магний Mg и кремний Si. При вычислении электронной концентрации рассчитывается ионизация элементов Si, Mg, Fe, Na, Al, Ca, C, H. Величина непрерывного поглощения вычисляется по формулам из [9], а ионизация элементов — по формулам ЛТР. Отклонения от ЛТР учитывались только при расчете ионизации Na.

На рис. 3 показаны семь моделей, в которых тонкий слой с повышенной температурой располагается на разных уровнях фотосферы. На рис. 4, а—в представлены величины  $I_{\nu}/I_{\text{нев}}$  для моделей 1—6 для  $\mu = 0,49$  ( $\rho = 0,87$ ).  $I_{\nu}$ ,  $I_{\text{нев}}$  — интенсивность соответственно для я.н.э. и для невозмущенной области на таком же расстоянии от центра диска. Сравнение теоретических кривых 1—6 с наблюдаемыми величинами (нанесены значками) показывает, что ни одна из моделей 1—6 не дает зависимости величины эмиссии от длины волны, близкой к наблюдаемой. Если рассматривать только излучение в непрерывном спектре, то модель 5 дает хорошее согласие (рис. 4, а), но для излучения в крыле К Са II по этой модели получается весьма значительное расхождение с наблюдаемой зависимостью (рис. 4, б).

Аналогичная картина получается для полосок н.э., наблюдавшихся на другом расстоянии от центра диска (рис. 5, а, б).

Из рис. 4 и 5, а, б мы видим, что модели, в которых принимается увеличение температуры в самых верхних слоях фотосферы (модели 1, 2), дают самое плохое согласие с наблюдениями, причем согласие ухудшается при перемещении горячего слоя в сторону хромосферы. Такие модели приводят к очень большой эмиссии в крыле К Са II, что не наблюдается. Очевидно,

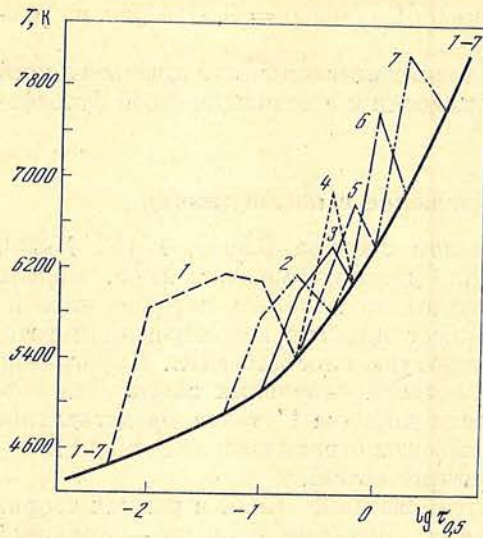
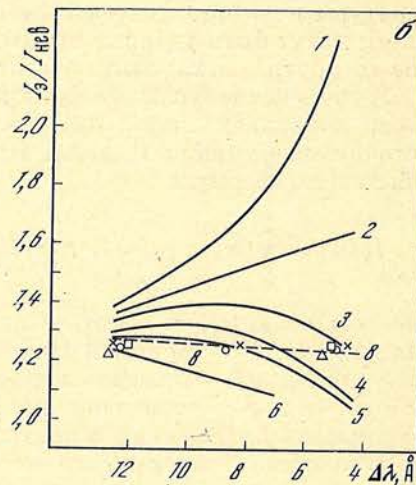
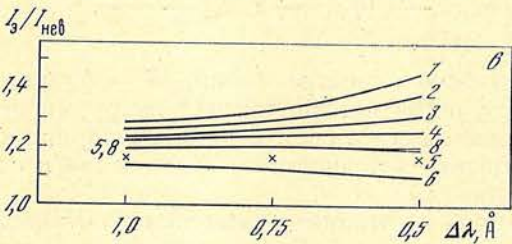
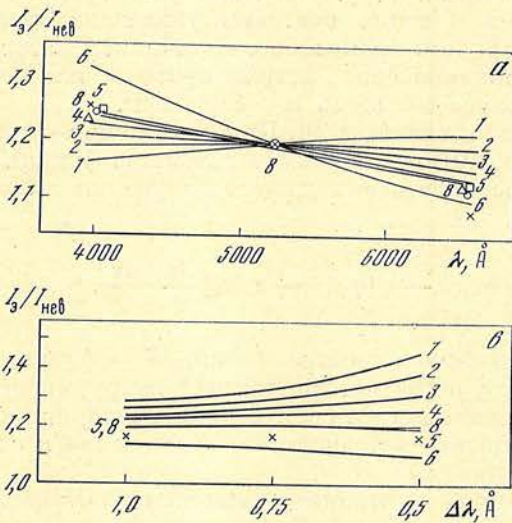


Рис. 3. Ход температуры с глубиной в моделях

Сплошная кривая — невозмущенная фотосфера. Кривые 1—7 — температура соответственно для моделей 1—7

Рис. 4. Теоретические и наблюдаемые величины контраста я.н.э. в непрерывном спектре (а) и в линиях К Са II (б) и D<sub>2</sub> Na I (в) для  $\mu = 0,49$

Кривые 1—6, 8 — теории для моделей 1—6, 8; разными значками показаны наблюдения для разных я.н.э. По оси абсцисс — длины волн (а) и расстояния от центра линии (б, в)



что модели с горячим слоем в хромосфере дадут разногласие не меньше, чем модель 1, поэтому мы не приводим расчеты для подобных моделей. В связи с этим контур крыла К Са II мы рассматриваем только для  $\Delta\lambda > 4 \text{ \AA}$  (расстояние от центра линии), так как центральные части контура образуются в переходном слое или в хромосфере.

Лучшее соответствие (рис. 4, 5, а, б) с наблюдениями дают модели, в которых принято увеличение температуры почти по всей глубине фотосферы. На рис. 6 показан ход температуры в таких моделях (кривые 8, 9), а на рис. 4, 5 а, б — вычисленные кривые ( $I_\lambda/I_{\text{неб}}$ ). Как видно из рис. 6, модель 8, рассчитанная для я.н.э. с  $\mu = 0,49$  ( $\rho = 0,87$ ), практически не отличается от модели 9, рассчитанной для я.н.э. с  $\mu = 0,28$  ( $\rho = 0,96$ ). Это означает, что найденная модель (назовем ее «модель 8—9») хорошо объясняет изменение наблюдаемой зависимости контраста от длины волны (наклон кривых на рис. 4, а, 5, а) при переходе от  $\rho = 0,87$  к  $\rho = 0,96$  (см. рис. 7).

На рис. 4, в и 5, в показаны теоретические и наблюдаемые величины контраста в линии D<sub>2</sub> Na I. Небольшое расхождение между наблюдаемыми значениями и моделью 8—9 может быть вызвано ошибками наблюдений. Если же считать это расхождение реальным, то согласие можно улучшить посредством изменения величины заданной плотности в моделях. Для этой цели потребовалось бы небольшое (на 20—30%) увеличение плотности.

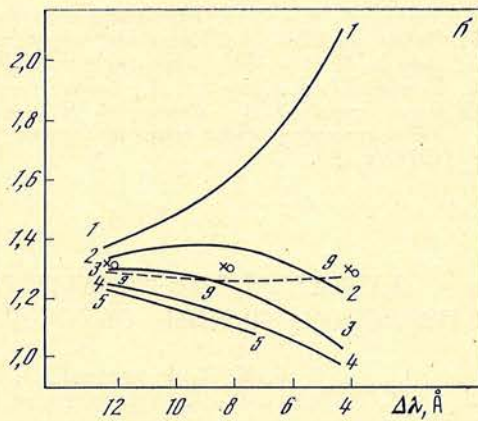
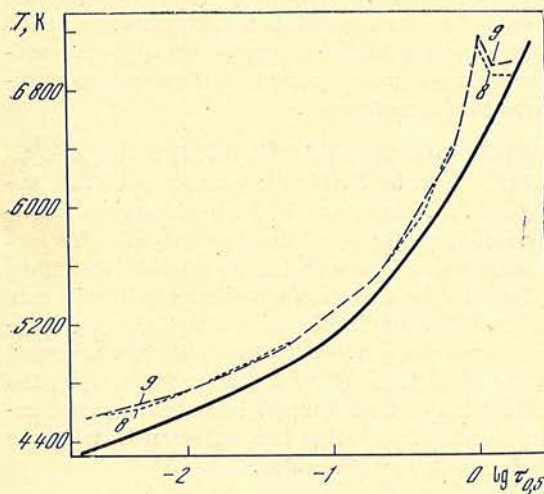
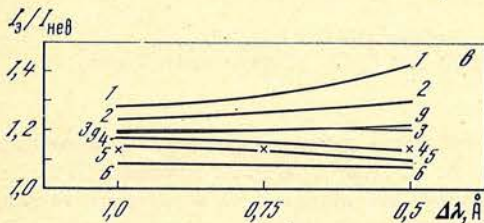
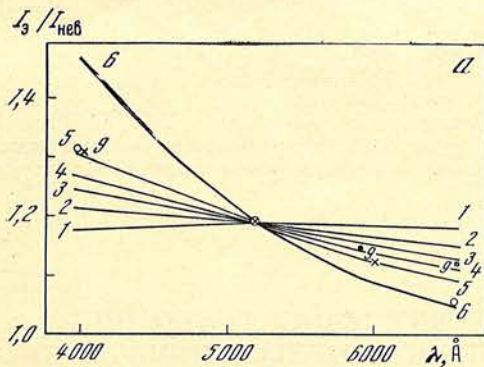
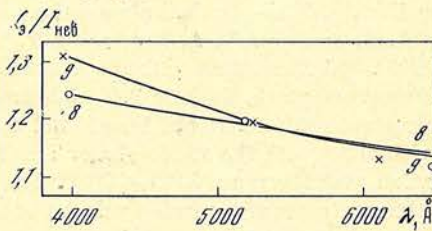


Рис. 5. То же, что на рис. 4, для  $\mu = 0,28$

Рис. 6. Ход температуры с глубиной в моделях 8 и 9  
Сплошная кривая — температура в невозмущенной фотосфере

Рис. 7. Зависимость контраста я.н.э. от длины волны для различных положений на диске  
Кривые 8, 9 — теория для  $\mu_1 = 0,49$  и  $\mu_2 = 0,28$ . Кружки и крестики — наблюдения соответственно для  $\mu_1$  и  $\mu_2$



### Заключение

Наблюдаемые характеристики свечения я.н.э. в непрерывном спектре и в линиях К Са II и D<sub>2</sub> Na I довольно хорошо объясняются равномерным увеличением температуры фотосферы на глубинах от  $\tau_{0,5} = 10^{-3}$  до  $\tau_{0,5} = 1,7$ . Модели с увеличением температуры в сравнительно тонком слое ( $\Delta\tau = 0,1 \div 0,3$ ) дают плохое согласие с наблюдениями.

Увеличение температуры фотосферы на 200 К (на глубинах  $\tau_{0,5} = 10^{-3} \div 1,7$ ) дает контраст эмиссии 20% для  $\lambda 5173$ . Отсутствие прироста температуры для  $\tau_{0,5} > 1,7$  влияет на крутизну теоретических кривых 8, 9 на рис. 7 и является необходимым условием для согласования теории с наблюдениями.

Декабрь 1979 г.

### Литература

1. Северный А. Б. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1957, 17, с. 129.
2. Хохлова В. Л. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 19, с. 115.
3. Северный А. Б., Хохлова В. Л. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1959, 21, с. 190.
4. Северный А. Б. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1955, 15, с. 31.

5. Коваль А. Н., Степанян Н. Н.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1970, 41—42, с. 194.
6. Коваль А. Н.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1979, 59, с. 64.
7. Бабин А. Н.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, с. 88.
8. Коваль А. Н.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1980, 61.
9. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R.— *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 1976, N 30, p. 1.
10. Барановский Э. А., Степанян Н. Н.— Труды VIII консультативного совещания АН социалистических стран по физике Солнца. Физика солнечных пятен. М.: Наука, 1976, с. 80.

УДК 523

## О ПРИСУТСТВИИ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ КОЛЕБАНИЙ С ПЕРИОДОМ 160 МИН, ОБУСЛОВЛЕННЫХ ПУЛЬСАЦИЯМИ СОЛНЦА

Б. М. Владимирский, В. П. Бобова (КАО АН СССР),  
В. Н. Репин, В. К. Веретенникова (ИФЗ АН СССР, обсерватория Борок)

Методом косинор-анализа совместно обработаны данные оптических наблюдений пульсаций Солнца с периодом  $160^m$  (получены А. Б. Северным, В. А. Котовым, Т. Т. Цапом, 1974—1978 гг.) и данные огибающей амплитуд микропульсаций геомагнитного поля Pc 3,4, (получены в обсерватории Борок, 1975—1978 гг.). Обнаружено, что амплитуды Pc 3,4 модулированы колебаниями с периодом  $160^m$  со стабильной фазой. Модуляция Pc 3,4 возникает, вероятно, вследствие пульсаций с периодом  $160^m$  солнечного ультрафиолетового излучения в диапазоне  $\lambda 100—900$  Å. Максимум потока излучения запаздывает на величину  $\gtrsim 1/3$  периода от максимума скорости расширения Солнца.

OSCILLATIONS IN THE MAGNETOSPHERE OF THE EARTH WITH THE PERIOD  $160^m$  CAUSED BY THE PULSATION OF THE SUN, by B. M. Vladimirsky and V. P. Bobova (Crimean Astrophysical Observatory) and V. N. Repin and V. K. Veretennikova (Institute of Physics of the Earth, Borok Geophysical Observatory of the Academy of Science of the U. S. S. R.).— Optical observations of solar pulsations with the period  $160^m$  (obtained by A. B. Severny, V. A. Kotov and T. T. Tsap at the Crimean Astrophysical Observatory in 1974—1978) together with the measurements of the amplitudes envelope of the micropulsating geomagnetic field Pc 3,4 (obtained at Borok Geophysical Observatory) were reduced by cosinor analysis. It has been found that the amplitudes of Pc 3,4 are modulated by the period  $160^m$  with the stable phase. This modulation of Pc 3,4 might be possibly caused radiation over the range  $\lambda 100—900$  Å. The maximum of radiation flux delays with reference to the maximum of expansion velocity of the Sun to  $\gtrsim 1/3$  of the period.

После появления первых сообщений [1, 2] об обнаружении крупномасштабных колебаний (пульсаций) Солнца с периодом  $T \approx 160^m$  было высказано предположение о возможном присутствии эффектов этих пульсаций в земной магнитосфере [3, 4]. В самом деле, нетрудно себе представить по крайней мере два возможных механизма передачи эффектов солнечных пульсаций к Земле:

а) при солнечных пульсациях возможна генерация долгопериодных МГД-волн, переносимых солнечным ветром и воздействующих на магнитосферу;

б) солнечные пульсации могут сопровождаться некоторыми (вероятно, малыми) изменениями температуры Солнца. В этом случае поток коротковолнового солнечного излучения (мягкий рентген, ультрафиолет) мог бы оказаться модулированным соответствующими периодами. Такая модуляция должна приводить к периодическим изменениям параметров ионосферы (проводимость) и, следовательно, к появлению периодической составляющей в ионосферных токовых системах.

В пользу указанного предположения может свидетельствовать и то, что в разного рода колебательных явлениях в магнитосфере встречаются периоды, близкие (или кратные) основному периоду солнечных пульсаций  $160^m$ . Имеющиеся в литературе данные для периодов  $\geq 40^m$  в некоторых обычных видах геофизических измерений суммированы в таблице. В эту

таблицу не включены эффекты акустико-гравитационных волн, постоянно присутствующих в верхней атмосфере и обстоятельно изученных благодаря ионосферным измерениям. Их спектр в диапазоне периодов 5—100<sup>m</sup> обнаруживает, как правило, дискретный характер. Эти колебания выявляются во многих видах наблюдений, включая такие, как поглощение космических радиопумов, свечение ночной атмосферы, яркость дневного неба и т. п.

В целом перечисленные в таблице колебательные явления в диапазоне периодов  $0,5 < T < 6^h$  изучены мало. В частности, вариации Н-компонента слабозмущенного геомагнитного поля с периодом  $\sim 160^m$  [4] выявляются на низкоширотных обсерваториях, например близ экватора, где они и были впервые обнаружены [5]. В те же самые интервалы времени на высокоширотных станциях эти колебания не найдены [6] — в соответствии с наблюдением [7], согласно которому дискретные линии в спектрах мощности флюктуации Н-компонента чаще видны на низких широтах в спокойных условиях. Неясно, являются ли квазигармонические колебания, иногда наблюдаемые во время магнитных бурь [8], тем же самым явлением или они совершенно другой природы.

Из других явлений (см. таблицу) заслуживают внимания, видимо, результаты [9], указывающие на возможное существование автоколебательного режима в последовательности суббурь, развивающихся при устойчивой южной ориентации компонента межпланетного магнитного поля, перпендикулярной плоскости эклиптики. Одна из гармоник этих автоколебаний близка к  $T = 160^m$ . Этот же период найден для других интервалов времени независимо в АЕ-индексе [3, 16]. Если автоколебательный процесс с таким периодом и в самом деле существует в магнитосфере, солнечные пульсации  $T = 160^m$ ,  $T = 80^m$  могли бы выступать в роли внешнего синхронизирующего сигнала этих колебаний.

Итак, наличие в магнитосфере периодов, близких (или кратных) периодам крупномасштабных солнечных пульсаций, можно рассматривать как

Область измерений	Физическое явление	Периоды, мин	Амплитуда	Ссылка; примечание
Спокойное геомагнитное поле	Вариации Н-компонента	160 70—90	Несколько гамм	[4, 5] Некоторые спектры [5] содержат периоды собственных колебаний Земли
Возмущенное геомагнитное поле	Вариации Н-компонента	$\sim 120$ ; $\sim 70$ 48	»	[8, 10]
Магнитосферные суббури	Частота следования при $B_z < 0$	320; 160		[9, 11]
АЕ-индекс	Гармоники иррегулярной части суббурь	165 (155) 80		
	Вариации АЕ-индекса	160; 80	Несколько гамм	[3, 16]
Полярные сияния	Вариации яркости	40; 70 54; 46	1%	[12, 13] Некоторые гармоники близки к периодам собственных колебаний Земли
Ионосфера	Вариации $f_0F_2$	180—157		[16]
Микропульсации геомагнитного поля	Модуляция амплитуд $P_c 3,4$	160; 80		[3]
Космические лучи	Вариации интенсивности электронов $E \lesssim 10^8$ эВ, $H > 18$ км	45; 30	10%	[14]
	Вариации интенсивности в периоды возмущений	45		[15]

указание на возможность передачи эффектов солнечных пульсаций на Землю. Следует обратить внимание на то, что разные механизмы передачи, указанные выше (они, конечно, не являются взаимоисключающими), приводят к разным эффектам и требуют, вообще говоря, разных геофизических индексов для выявления присутствия в магнитосфере солнечных пульсаций. В случае передачи через солнечный ветер из-за флюктуаций его скорости фаза колебаний не будет стабильной. Поиск корреляции между амплитудами пульсаций Солнца и магнитосферными колебаниями должен вестись с учетом запаздывания  $\sim 4^d,5$ . Напротив, если более важны колебания в потоке коротковолновой радиации, фаза магнитосферных колебаний должна быть устойчивой, а запаздывание — мало (время релаксации ионосферы). В любом случае задача поиска эффектов солнечных пульсаций в магнитосфере значительно облегчается, если используется сопоставление данных прямых наблюдений солнечных пульсаций оптическими методами с соответствующими геофизическими измерениями. Изложению некоторых результатов такого сопоставления и посвящено настоящее сообщение.

### 1. Материал и его обработка

В качестве материала для сопоставления с оптическими наблюдениями использовались данные измерений огибающей амплитуд микропульсаций геомагнитного поля Pс 3,4, получаемые в геофизической обсерватории Борок ИФЗ АН СССР с помощью флюксометрической аппаратуры.

Регулярные микропульсации Pс 3,4 представляют собой почти монохроматические колебания в полосе частот  $\sim 0,1-0,01$  Гц с амплитудой на средних широтах порядка десятых долей гаммы. Они практически постоянно наблюдаются на освещенной стороне Земли в околополуденные часы. Для обсерватории Борок оптимальное время наблюдения пульсаций Pс 3,4 02—10<sup>h</sup> UT. Наиболее благоприятная ситуация для возбуждения колебаний Pс 3 — слабая геомагнитная возмущенность. Pс 4 чаще возбуждаются в спокойные интервалы. Амплитуда Pс 3 коррелирует со скоростью солнечного ветра и радиальным компонентом межпланетного магнитного поля.

Согласно теоретическим представлениям, развитым А. В. Гульельми, Pс 3 возбуждаются перед фронтом околоземной ударной волны в результате циклотронной неустойчивости пучка отраженных протонов. Подробное описание свойств Pс 3,4, а также механизма их генерации можно найти в монографиях [17—19]. Pс 3,4 несут также информацию и об ионосфере, которая заметно влияет на их прохождение к Земле. Отмеченные особенности Pс 3,4, а также наличие в огибающей их амплитуд периодов 160 и 80<sup>m</sup> [3] и послужили причиной выбора именно этих данных для настоящей работы.

Подготовка данных для обработки включала в себя оцифровку аналоговой записи. Огибающая амплитуд Pс 3,4 находилась с шагом 3<sup>m</sup> в интервале 04—14<sup>h</sup> UT оптимального времени наблюдений обсерватории Борок. Отбирались дни, когда в КАО проводились оптические наблюдения пульсаций Солнца.

Далее, за каждый день находились параметры периодической составляющей огибающей амплитуд. Для этого использовалась процедура, известная как «косинор-анализ» [21]. Суть ее заключается в следующем: ряд полученных после оцифровки точек аппроксимируется выражением

$$X(t) = A \cos \frac{2\pi}{T}(t - \varphi) + h,$$

где  $X(t)$  — набор измерений за данный день,  $A$  — амплитуда,  $\varphi$  — фаза,  $h$  — постоянная составляющая. Период  $T$  предполагается известным. В данном случае использовалось несколько значений периода близ уточненного значения периода пульсаций Солнца 160<sup>m</sup>,010 [22]: 160<sup>m</sup>,007 ÷ 160<sup>m</sup>,012. Искомые параметры  $A$ ,  $\varphi$  и  $h$  вычисляются методом наименьших квадратов. С теми же данными вычисления повторяются для  $T = 80^m,0$  (опять использовалось несколько значений, близких к этой величине). В проводимых вы-

числениях применялась единая шкала времени с условным нулем 05<sup>h</sup>17<sup>m</sup> 4.VIII 1974 г. В этом случае фаза  $\varphi$  имеет, очевидно, смысл интервала (измеряемого в радианах) между условным нулем и моментом максимума. Соотношение между амплитудой  $A$  и постоянной составляющей  $h$  характеризует степень выраженности переменной составляющей данного периода. При вычислении средних значений  $\bar{A}$  и  $\bar{\varphi}$  (например, за год) параметры  $A_i$  и  $\varphi_i$  рассматриваются как совокупность двух случайных величин. На гармонической диаграмме относительно результирующего вектора  $A$  строится эллипс рассеивания для заданного доверительного интервала. Программа, реализующая описанный алгоритм, при использовании массива около 100 дней на ЭВМ ЕС-1020 требует затраты около 15 мин машинного времени на один пробный период.

## 2. Некоторые результаты обработки данных оптических наблюдений

Данные оптических наблюдений солнечных пульсаций были предоставлены А. Б. Северным, В. А. Котовым, Т. Т. Цапом. Они подробно описаны в [1, 21—23] и представляют собой серии измерений разности лучевых скоростей между центральной и краевой зонами солнечного диска в данный день с шагом 5<sup>m</sup>, исправленные за тренд. Использовались данные с 1974 по 1978 г. включительно, всего 215 дней наблюдений. Обработка этих данных преследовала двоякую цель: во-первых, необходимо было выяснить, является ли косинор-анализ подходящим для решения поставленной задачи; во-вторых, для сопоставления обоих видов данных желательно представить их в одной и той же форме.

Распределения частоты встречаемости вычисленных фаз  $\varphi_{i\odot}$  представлены на рис. 1. Как видно из рис. 1, *a*, распределение  $\varphi_i$  по интервалам фаз близко к равномерному для  $T = 160^m,000$  (что равно  $1/9$  солнечных суток). По мере приближения значения пробного периода к величине, найденной в [22],  $T = 160^m,010$ , это распределение делается существенно неоднородным, одновершинным. Вероятность получить случайно (в результате флюктуации) такое распределение, как 1*g*, не превышает  $10^{-4}$  ( $\chi^2$ -критерий). Такое поведение распределения  $\varphi_i$  однозначно указывает на присутствие колебаний со стабильной фазой. При рассмотрении этих (и изложенных ниже) результатов следует учитывать, что получаемые данным методом значения фаз (и амплитуд, см. ниже) являются оценками реальных значений этих величин. Точность оценки фазы зависит от величины амплитуды. Если амплитуда для какой-то доли случаев оказывается малой, то появляется разброс по фазам чисто методического происхождения. Ширина распределений рис. 1, *b—г* отчасти обусловлена именно этой причиной. Это видно, в частности, из того, что распределения делаются «острее», если исключить дни, когда амплитуда лишь ненамного превышает постоянную составляющую. Кривая на гистограмме 1, *e* показывает результат исключения случаев, когда  $A_{i\odot} < 1,5$  ед.

Было найдено, что распределение рис. 1, *e* не изменяется с сезоном и не зависит от того, на какой интервал суток приходится преимущественно проводимые наблюдения. Как видно из рис. 1, самое симметричное распределение  $\varphi_{i\odot}$  соответствует периоду 160<sup>m</sup>,009. Оказалось также, что для этого значения периода дрейф со временем средних за год значений  $\bar{\varphi}_{\odot}$  является наименьшим среди всех значений пробных периодов. Это указывает на то, что  $T = 160^m,009$  наиболее близко к истинному значению, что хорошо согласуется с [22].

Частота встречаемости амплитуд  $A_{i\odot}$  для периода 160<sup>m</sup>,009 представлена на рис. 2 отдельно для каждого года. Значение постоянной составляющей  $h_{i\odot}$  обычно не превышает 0,5 ед. Хорошо видно, что амплитуда пульсаций заметно изменяется от одного года к другому. В частности, в 1976 г. амплитуда пульсаций была значительно меньше, чем, скажем, в 1974 г. (средние значения, вычисленные с учетом фазы, отличаются для этих двух лет не менее чем в 5 раз). Как показывает анализ, изменения амплитуды пульсаций имеют место, видимо, и в более короткой шкале, ото дня ко дню.

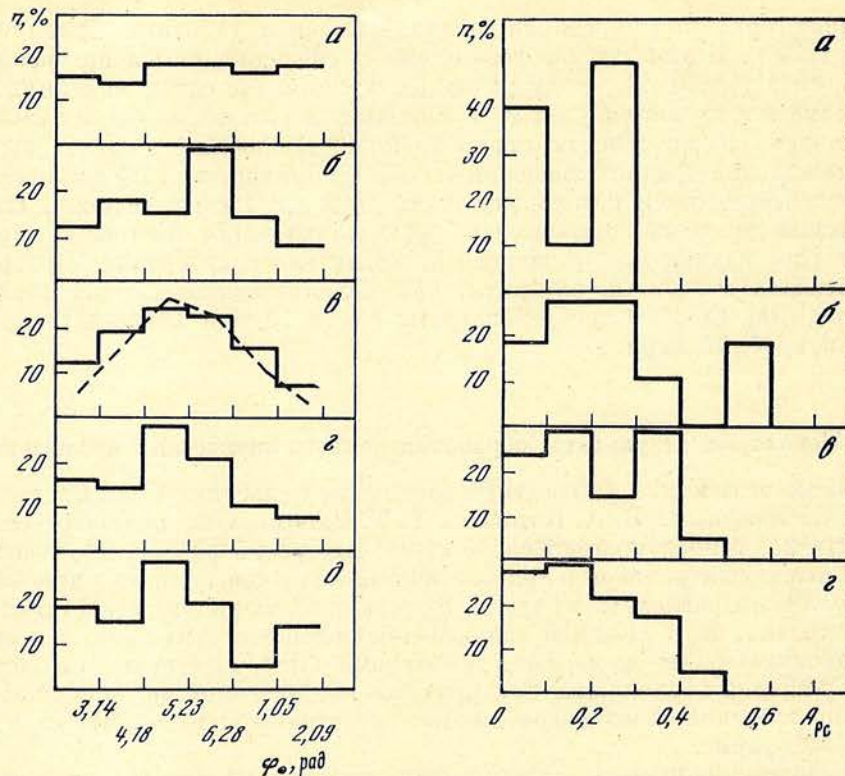


Рис. 1. Распределение (частота встречаемости  $n$ ) фаз  $\varphi_{i\odot}$  для оптических наблюдений пульсаций Солнца для разных значений пробного периода  $160^m$

$a - T = 160^m,000$ ;  $b - 160^m,008$ ;  $c - 160^m,009$ ;  $d - 160^m,010$ ;  $e - 160^m,011$ . Ордината — доля дней со значением фазы в данном интервале фаз, абсцисса — интервалы фаз. Кривая на гистограмме  $c$  — результат исключения дней с малой ( $A_{i\odot} > 1,5$ ) амплитудой

Рис. 2. Распределение (частота встречаемости) амплитуд  $A_{i\odot}$  для оптических наблюдений пульсаций Солнца при значении периода  $160^m,009$  по годам

Ордината — доля дней со значением  $A_{i\odot}$ , попадающих в данный интервал амплитуд, Абсцисса — интервал амплитуд (усл. ед.)  $a - 1975$  г.,  $N = 10$ ;  $b - 1976$  г.,  $N = 11$ ;  $c - 1977$  г.,  $N = 21$ ;  $d - 1978$  г.,  $N = 69$

Точное значение периода для гармоник пульсаций  $80^m$  неизвестно. Изучение распределений, аналогичных рис. 1 и 2, позволяет предположить, что и в данном случае имеют место колебания со стабильной фазой. Однако амплитуда этих колебаний заметно меньше, чем для периода  $160^m,009$ . Обнаружено, что она заметно меняется год от года. В 1977 г. амплитуда 80-минутных пульсаций была сравнима с таковой для пульсаций  $160^m,009$ . Очевидно, для решения вопроса об устойчивости фазы пульсаций с периодом  $80^m$  необходим дополнительный анализ.

Подводя итог, можно заключить, что обработка данных оптических наблюдений методом косинор-анализа привела к результатам, находящимся в хорошем согласии с данными [1, 17, 22, 23], полученными другими методами.

### 3. Результаты обработки огибающей амплитуд $Pc$ 3,4

Вычисление амплитуд и фаз огибающей  $Pc$  3,4 проводилось без какой-либо дополнительной редукции данных. Суточный тренд исключался при самой операции оцифровки. Как показал специально проведенный анализ, дополнительное снятие тренда по параболическому закону не влияло на значение амплитуд и фаз периода  $80^m$  и вносило несущественные изменения в эти параметры для  $T = 160^m$ . Всего было использовано 111 дней измерений,



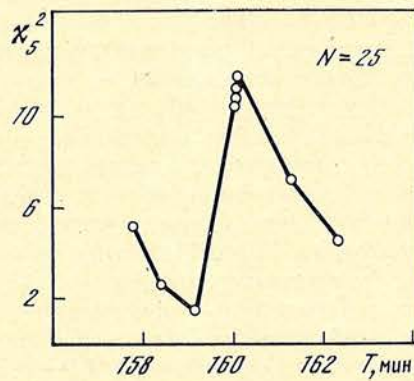
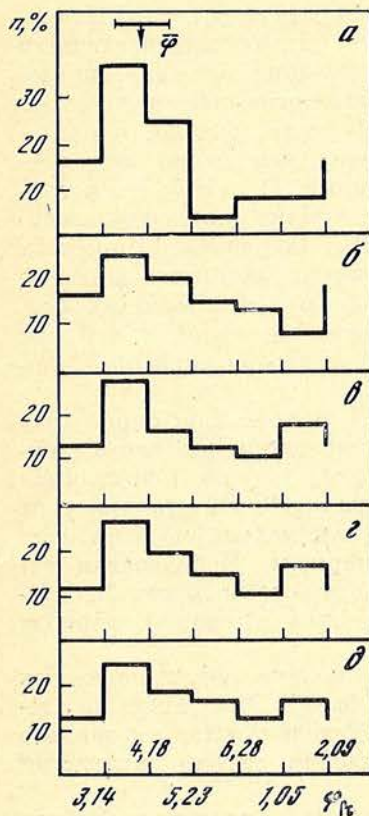


Рис. 3. Распределение (частота встречаемости) фаз  $\varphi_{iPc}$  для огибающей амплитуд  $Pc$  3,4 при значении периода  $160^{m},009$

Ордината — доля дней со значением фазы в данном интервале фаз, абсцисса — интервалы фаз (радианы). *a* — использованы все три вида редукиции одновременно; число дней  $N = 24$ ,  $A_p > 6$ , лето; *b* — исключены дни с  $A_p < 6$ ;  $N = 59$ , лето; *c* —  $A_p > 6$ ,  $N = 16$ , лето (июнь — август); *e* —  $A_{pc} > 0,08$ ;  $N = 94$ , исключены дни с малыми значениями амплитуды ( $A_{iPc}/h_i < 0,08$ ); *d* — полное число дней,  $N = 111$ . Стрелкой отмечено среднее значение фазы  $\varphi_{pc} = 3,9 \pm 0,5$  рад, полученное для полного набора дней

Рис. 4. Степень выраженности в частоте встречаемости фаз (значение  $\chi_5^2$ ) в зависимости от величины пробного периода  $T$  для случая, представленного на рис. 3, *a*

с 1975 по 1978 г. включительно. В соответствии с распределением дней оптических наблюдений основной массив данных приходится на 1978 г.

На рис. 3 можно видеть частоту встречаемости фаз для периода  $160^{m},009$ . Гистограмма 3, *d* относится ко всему набору данных и, казалось бы, мало отличается от однородного распределения. Однако эти данные должны быть подвергнуты некоторой редукиции в связи с существованием определенных условий для благоприятного наблюдения модуляции амплитуд  $Pc$  3,4. Это вполне эквивалентно «отбраковке» отдельных серий измерений в оптических наблюдениях в связи с неблагоприятной погодой или плохим качеством изображений. В частности, следует учесть следующие соображения.

1. Как уже отмечалось,  $Pc$  плохо возбуждаются при совершенно спокойном геомагнитном поле [18]. Поэтому модуляцию амплитуды искомым эффектом солнечных пульсаций нецелесообразно искать в дни, когда индекс магнитной возмущенности  $A_p < 6$ . Результат исключения магнитоспокойных дней из исходного набора данных можно видеть на рис. 3, *b*. Очевидно, должны быть также исключены из рассмотрения и дни с магнитными бурями.

2. Амплитуда  $Pc$  существенно зависит от сезона. На средних широтах эти микропульсации постоянно наблюдаются летом, с несколько меньшей амплитудой — весной и осенью и значительно реже — зимой. Как видно из рис. 3, *b*, при использовании только летних наблюдений (июнь—август) фазовое распределение явно делается менее однородным.

3. При малых значениях амплитуд фаза становится неопределенной, и (как в случае обработки оптических наблюдений) этот «шум» можно понизить, исключив из рассмотрения малые амплитуды (рис. 3, *e*).

Из гистограмм рис. 3 видно, что в каждом из рассмотренных случаев фазовое распределение обнаруживает устойчивый максимум, располагающийся в диапазоне 3—5 рад. На рис. 3, *a* представлен результат отбора по всем трем критериям одновременно. Как видно, максимум наблюдается вполне определенно. Важно, что при редукиции положение максимума не изменяется. На рис. 3 стрелкой указано значение средней фазы  $\bar{\varphi}_{pc} = 3,9 \pm 0,5$

рад, вычисленное для исходного набора данных по методу, изложенному в разделе 1. Относительно невысокая статистическая значимость последнего результата (согласно  $\chi^2$ -критерию вероятность получения такого распределения в результате флюктуаций — около 5%) обусловлена ограниченностью материала. Проведенный анализ не оставляет сомнений, однако, в реальности этого максимума. Он определенно присутствует, как можно было убедиться, во все сезоны года, охваченные наблюдениями. В пользу его реальности свидетельствует также и то, что результаты, вполне аналогичные описанным выше, получены и для других близких к  $160^m,009$  значений пробных периодов, например  $160^m,011$ . В этом случае положение максимума, конечно, оказывается смещенным (примерно на радиан), но разность средних фаз, «оптические наблюдения — огибающая Рс 3,4» остается одной и той же: максимум в огибающей Рс отстает от максимума скорости расширения Солнца в оптических измерениях на  $1,9 \pm 0,7$  рад.

Ограниченность материала по огибающей Рс 3,4 не позволяет определить независимо значение периода модуляции Рс с той же точностью, что и в оптических наблюдениях. Однако, как следует из рис. 4, период модуляции Рс 3,4 отличается от периода  $160^m$  не более чем на  $\pm 1^m$ . На этом рисунке представлен ход изменения  $\chi^2$  (степень выраженности максимума в фазовом распределении) в функции значения пробного периода. Использован тот же набор данных, что и на рис. 3. Как видно, частота встречаемости фаз становится равномерной (максимум «расплывается») при изменении периода  $160^m,0$  на  $1^m$  в ту или другую сторону.

Для 80-минутной гармоникой не было найдено сколько-нибудь надежных признаков присутствия колебаний с устойчивой фазой. Этот вывод не следует толковать как заключение об отсутствии когерентности для указанного периода, поскольку отсутствие его точного значения сильно затрудняет анализ.

Если колебания с устойчивой фазой в огибающей Рс 3,4 солнечного происхождения, то можно ожидать корреляции амплитуд пульсаций Солнца, измеряемых оптически (они, как отмечалось, заметно меняются), и амплитуд модуляции Рс 3,4. Из проведенного сопоставления видно, что такая корреляция и в самом деле наблюдается. Однако подробный анализ этой связи целесообразно сделать, располагая более обширными данными.

#### 4. Некоторые теоретические соображения. Заключение

Изложенное в предыдущих разделах можно рассматривать как однозначное свидетельство присутствия эффектов пульсаций Солнца в земной магнитосфере. Уместно теперь кратко рассмотреть возможный конкретный механизм этого явления.

Устойчивость фазы колебаний, модулирующих Рс 3,4, определенно указывает на то, что эффект обусловлен наличием переменной составляющей (с периодом  $160^m$ ) в потоке солнечного коротковолнового излучения (механизм б; см. начало статьи). Если полагать, как это делают некоторые исследователи, что амплитуда Рс 3,4, измеряемая на Земле, контролируется (среди прочих факторов) поведением слоя  $F$  ионосферы и если учесть, что параметры слоя определяются прежде всего потоком солнечного излучения в диапазоне длин волн  $100-900 \text{ \AA}$ , можно думать, что солнечные пульсации модулируют излучение Солнца, в частности, в этом диапазоне.

Из очевидных соображений (например, структуры уравнения, описывающего динамику электронной концентрации) следует, что в случае присутствия в потоке ионизирующего излучения синусоидальной составляющей такой же периодический сигнал должен присутствовать в электронной концентрации. Максимум в электронной концентрации будет запаздывать по отношению к максимуму излучения на некоторую величину, зависящую от постоянной времени ионосферы.

Далее, амплитуда Рс 3,4 возрастает с увеличением электронной концентрации (при прочих равных условиях). Это следует из эффекта «замирания»

Рс во время солнечных затмений и их исчезновения в полярную ночь. Следовательно, определенная выше фаза максимума огибающей Рс 3,4 должна приходиться на максимум электронной концентрации. Максимум электронной концентрации, как отмечалось, должен запаздывать относительно максимума излучения. Время релаксации для слоя F составляет десятки минут (т. е. может составлять ощутимую долю периода, см., например, [24]). Поэтому истинный сдвиг максимума излучения  $\lambda 100-900 \text{ \AA}$  относительно максимума скорости расширения Солнца (по оптическим наблюдениям) должен быть больше, чем определенная выше величина  $\Delta\varphi \sim 1/3$  периода. Возможно, реальное значение  $\Delta\varphi$  может достигать половины периода. Тогда максимум в потоке излучения будет приходиться на «фазу сжатия» Солнца.

Если рассматриваемый механизм в общих чертах верен, то период  $160^m$  должен наблюдаться в вариациях критических частот верхней ионосферы. В связи с этим следит специально отметить, что близкий период и в самом деле был обнаружен недавно в вариациях  $f_0 F_2$  [16].

С точки зрения описанной выше картины делается качественно понятным присутствие периода  $160^m$  в Н-компоненте геомагнитного поля [4, 5]. Степень выраженности колебаний в геомагнитном поле должна увеличиваться с высотой Солнца над горизонтом, т. е. эффект легче всего должен обнаруживаться на низкоширотных обсерваториях (что, видимо, и наблюдается, см. вводную часть статьи).

Резюмируя все сказанное, можно сделать следующие выводы.

1. Амплитуды короткопериодических колебаний геомагнитного поля Рс 3,4 модулируются с периодом  $160^m$ , совпадающим с точностью  $1^m$  с периодом солнечных пульсаций.

2. Колебания, которые вызывают эту модуляцию, имеют устойчивую фазу.

3. Модуляция Рс 3,4 со стабильной фазой, вероятно, связана с вариациями электронной концентрации слоя  $F_2$  ионосферы, обусловленных в свою очередь колебаниями в интенсивности солнечного ультрафиолетового излучения в диапазоне  $\lambda 100-900 \text{ \AA}$ .

4. Если такое истолкование результатов справедливо, максимум потока ультрафиолетового излучения отстает от максимума скорости расширения Солнца на величину  $\geq 1/3$  периода (т. е. приходится, возможно, на конец фазы сжатия).

Авторы благодарны А. Б. Северному, В. А. Котову и Т. Т. Цапу за предоставление данных своих наблюдений. Авторы весьма признательны А. Б. Северному, В. А. Котову и Ю. И. Нешпору за ценное обсуждение ряда вопросов.

Декабрь 1979 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.*— Nature, 1976, 259, p. 87.
2. *Brooks J. R., Isaak G. R., van der Baay H. B.*— Nature, 1976, 259, p. 92.
3. *Гульельми А. В., Владимирский Б. М., Репин В. Н.* Геомагнетизм и аэрономия, 1977, 17, с. 930.
4. *Toht P.*— Nature, 1977, 270, p. 159.
5. *Winch D. E., Bolt B. A., Slauchajis L.*— J. Geophys. Res., 1963, 68, p. 2685.
6. *Lanzerotti L. J., MacLennan C. G.*— Nature, 1978, 275, p. 113.
7. *Campbell W. H.*— J. Geophys. Res., 1976, 81, p. 1369.
8. *Bhargawa B. N., Rao D. R. K.*— Planet. Space Sci., 1970, 18, p. 1381.
9. *Тверская Л. В., Хорошева О. В.*— Геомагнетизм и аэрономия, 1975, 15, с. 573.
10. *Agarwal A. K., Rastogi R. G., Nityananda N., Singh B. P.*— Nature, 1978, 272, p. 517.
11. *Турбин Ю. Г., Вакулин Ю. И., Урбанович Д. В.*— Геомагнетизм и аэрономия, 1972, 12, с. 1070.
12. *Надубович Ю. А., Руденко И. А.*— Геомагнетизм и аэрономия, 1962, 2, с. 1144.
13. *Ролдугин В. К.*— Геомагнетизм и аэрономия, 1967, 7, с. 1116.
14. *Воронов С. А., Грачев В. М., Дмитриченко В. В.* и др.— Космич. исслед., 1979, 17, с. 114.
15. *Козлов В. И., Мурашев Ф. П.*— В кн.: Исследования по космофизике и аэрономии. Якутск, 1975, с. 127.

16. Гайворонская Т. В., Ляхова Л. Н.— Геомагнетизм и аэрономия, 1979, 19, с. 934.
17. Гульельми А. В., Троицкая В. А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М.: Наука, 1973.
18. Пудовкин М. И., Распопов О. М., Клейменова Н. Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Л.: Изд. ЛГУ, 1976.
19. Гульельми А. В. МГД-волны в околоземной плазме. М.: Наука, 1979.
20. Емельянов И. П. Формы колебаний в биоритмологии. Новосибирск: Наука, 1976.
21. Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.— Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1978, 183, p. 61.
22. Scherrer P. H., Wilcox J. M., Kotov V. A. et al.— Nature, 1979, 277, p. 635.
23. Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T. Deuxieme Assemblee Europeenne de physique solaire. Paris, 1978, p. 123.
24. Поляков В. М., Щепкин Л. А., Казимировский Э. С., Кокорцов В. Д. Ионосферные исследования. Новосибирск: Наука, 1968.

УДК 523.74/75

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИОЯРКОСТИ ПО ДИСКУ СОЛНЦА

Э. Е. Дубов, Л. С. Любимков

На основе неоднородной модели хромосферы и переходного слоя от хромосферы к короне рассчитано распределение по диску Солнца яркостной температуры радиоизлучения для длин волн 0,5; 1; 3; 5; 10; 30 и 50 см. Описана методика вычислений. Определены особенности распределения радиояркости: контраст и относительные размеры границ супергранул, поярчание к краю диска, характеристики яркого кольца на краю, радиодиаметр Солнца. Результаты расчетов сравниваются с данными наблюдений.

RADIO BRIGHTNESS DISTRIBUTION OVER THE SOLAR DISK, by E. E. Dubov and L. S. Lyubimkov.— Brightness temperature distribution over the solar disk has been computed at wavelengths 0.5, 1, 3, 5, 10, 30 and 50 cm using non-homogeneous model of chromosphere and of transition zone. Method of calculations is described. The following features of radio brightness distribution have been determined: contrast and relative dimensions of supergranula boundaries, limb brightening, parameters of bright ring near the limb and radio diameter of the Sun. Computed values and observational data have been compared.

Особенности распределения радиояркости вблизи солнечного лимба, а также наблюдаемые флюктуации яркостной температуры на диске не удается объяснить на основе одномерной модели хромосферы и переходного слоя от хромосферы к короне. Ранее одним из авторов [1] была предложена неоднородная (двумерная) модель хромосферы, в которой зависимость электронной плотности и температуры от высоты предполагалась различной в середине супергранулы (ССГ) и на ее границе (ГСГ). В настоящей работе на основе слегка модифицированной модели, приведенной в [1], рассчитывается ход радиояркости Солнца вдоль диска в диапазоне длин волн от 0,5 см до 50 см. Излучение с меньшими длинами волн образуется ниже, а более длинноволновое излучение образуется выше тех слоев, физические условия в которых задаются моделью.

### 1. Метод вычислений

Расчеты яркостной температуры выходящего радиоизлучения в случае неоднородной модели весьма трудоемки. Для упрощения вычислений принято, что электронная температура  $T_e$  и концентрация свободных электронов  $n_e$  в середине супергранулы (области типа 1 на рис. 1) и на ее границе (области типа 2) зависят только от высоты  $h$  над основанием хромосферы и не зависят от горизонтальных координат. Принято также, что границу между областями 1 и 2 можно представить в вертикальном сечении в виде отрезков парабол и прямых линий.

Мы не требуем равенства давлений в областях типов 1 и 2 на одинаковой высоте. С одной стороны, мы полагаем, что магнитные силы противодействуют

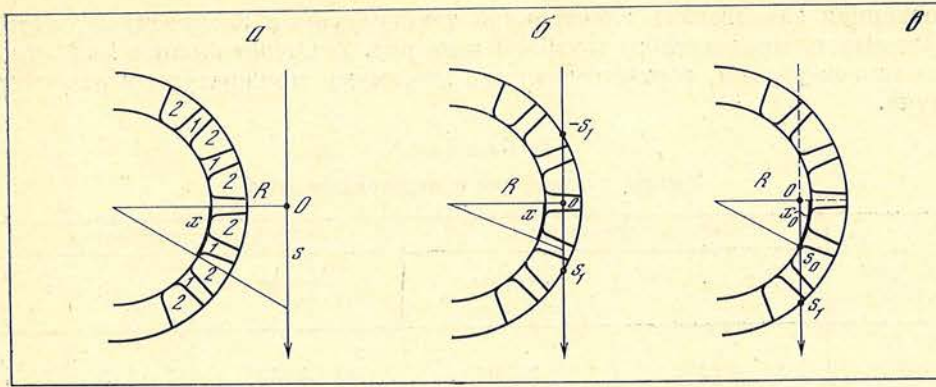
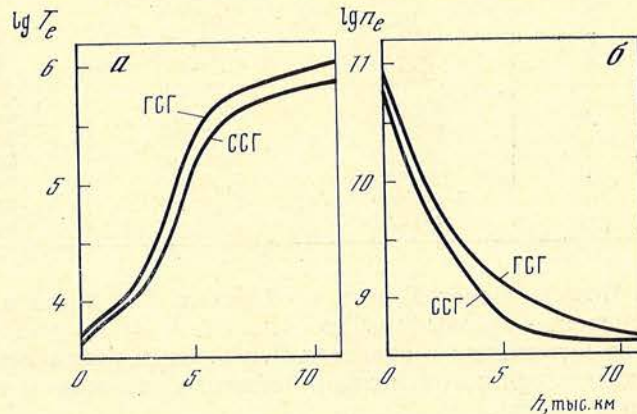


Рис. 1. Ход луча зрения в атмосфере в трех различных случаях  
 $a - \rho > \rho_1$ ,  $b - 1 < \rho < \rho_1$  и  $s - \rho < 1$

Рис. 2. Зависимость  $T_e$  (а) и  $n_e$  (б) от высоты в середине супергранулы (ССГ) и на ее границе (ГСГ)



выравниванию давлений; с другой стороны, образование и существование супергранул, по-видимому, является динамическим процессом, никогда не достигающим стационарности. Этот процесс, вероятно, вызывается подфотосферными силами, приводящими в движение силовые линии магнитного поля. Для компенсации разницы давлений газа в областях типа 1 (ССГ) и типа 2 (ГСГ), например, на высоте 1000 км достаточно, чтобы скорость движения границы супергранулы была порядка 100 м/с.

Яркостная температура радиоизлучения Солнца вычислялась по известной формуле

$$T_{BR}(R) = \int_{-\infty}^{+\infty} K_{\lambda}(R, s) T_e(R, s) e^{-t_{\lambda}(R, s)} ds, \quad (1)$$

где  $R$  — расстояние от центра Солнца до луча зрения,  $K_{\lambda}(R, s)$  — коэффициент поглощения радиоизлучения с длиной волны  $\lambda$ ,  $s$  — координата вдоль луча зрения, а  $t_{\lambda}(R, s)$  — оптический путь от заданной точки  $s$  до наблюдателя. Отсчет  $s$  начинается от основания перпендикуляра, опущенного из центра Солнца на луч зрения (рис. 1).

В дальнейшем расстояние  $R$  считается заданным, и для краткости вместо выражений типа  $K_{\lambda}(R, s)$  пишется  $K_{\lambda}(s)$ . В частности,

$$t_{\lambda}(R, s) = t_{\lambda}(s) = \int_s^{+\infty} K_{\lambda}(s') ds'. \quad (2)$$

Согласно [2]

$$K_{\lambda} = 0,0132 \frac{\lambda^2}{c^2} n_e^2 T_e^{-3/2} \ln(600 T_e n_e^{-1/s}), \quad (3)$$

где  $c$  — скорость света.

Первоначально расчеты выполнялись по модели верхней атмосферы, приведенной в [1]. Затем для достижения лучшего согласия с наблюдаемым распределением радиоизлучения модель была несколько усовершенствована.

Уточненная зависимость электронной температуры и электронной плотности от высоты представлена в табл. 1 и на рис. 2. Отсчет высот в модели начинается от уровня, соответствующего минимуму температуры в атмосфере Солнца.

Таблица 1  
Модель хромосферы и переходного слоя

h, тыс. км	Середина супергранулы		Граница супергранулы	
	T <sub>e</sub> , К	n <sub>e</sub> , см <sup>-3</sup>	T <sub>e</sub> , К	n <sub>e</sub> , см <sup>-3</sup>
0	4 120	5,27 · 10 <sup>10</sup>	4 940	8,79 · 10 <sup>10</sup>
1	6 400	1,47 · 10 <sup>10</sup>	7 590	2,61 · 10 <sup>10</sup>
2	9 380	4,64 · 10 <sup>9</sup>	10 600	7,74 · 10 <sup>9</sup>
3	15 900	2,45 · 10 <sup>9</sup>	24 500	3,59 · 10 <sup>9</sup>
4	42 700	1,14 · 10 <sup>9</sup>	77 400	1,90 · 10 <sup>9</sup>
5	155 000	6,39 · 10 <sup>8</sup>	261 000	1,29 · 10 <sup>9</sup>
6	302 000	5,08 · 10 <sup>8</sup>	464 000	9,38 · 10 <sup>8</sup>
7	417 000	4,47 · 10 <sup>8</sup>	599 000	7,74 · 10 <sup>8</sup>
8	513 000	4,19 · 10 <sup>8</sup>	699 000	6,15 · 10 <sup>8</sup>
9	589 000	4,10 · 10 <sup>8</sup>	794 000	5,14 · 10 <sup>8</sup>
10	661 000	4,08 · 10 <sup>8</sup>	938 000	4,47 · 10 <sup>8</sup>
11	724 000	4,08 · 10 <sup>8</sup>	1 040 000	4,19 · 10 <sup>8</sup>

Модель задает T<sub>e</sub> и n<sub>e</sub> в областях 1 и 2 для ряда значений h от h = 0 (основание хромосферы) до высоты h = H<sub>1</sub> = 11000 км. Зависимость T<sub>e</sub> и n<sub>e</sub> от h различна в областях 1 и 2. Этим различием и определяется неоднородность принятой модели. Полная плотность и газовое давление нами не определялись.

Принято, что в солнечной короне (для высот h > H<sub>1</sub>) электронная температура постоянна и равна T<sub>e3</sub> = 1,25 · 10<sup>6</sup> К, а значения n<sub>e</sub> задаются формулой Богородского и Хинкуловой [3]

$$n_e(r) = 10^8 \left( \frac{2,13}{r^6} + \frac{3,05}{r^{25}} \right), \quad (4)$$

в которой исправлена опечатка. Здесь r — расстояние от центра Солнца, выраженное в долях солнечного радиуса R<sub>0</sub>. В дальнейшем используются следующие безразмерные величины:

$$\rho = R/R_0; \quad \rho_1 = (R_0 + H_1)/R_0; \quad z = s/R_0; \quad r = (R_0 + h)/R_0. \quad (5)$$

Для вычисления T<sub>BR</sub> удобно рассматривать отдельно три случая: 1) ρ ≥ ρ<sub>1</sub>; 2) 1 ≤ ρ < ρ<sub>1</sub>; 3) ρ < 1.

1. При ρ ≥ ρ<sub>1</sub> луч зрения целиком лежит в короне (см. рис. 1, а). Учитывая, что T<sub>e</sub>(s) = T<sub>e3</sub>, и подставляя (3) и (4) в равенства (1) и (2), получаем

$$T_{BR}(\rho) = T_{e3} [1 - e^{-2t_\lambda(0)}], \quad (6)$$

где

$$t_\lambda(0) = 0,1469 \cdot 10^{-6} R_0 \lambda^2 T_{e3}^{-3/2} \int_0^\infty f^2(z) \left[ 0,2567 + \ln T_{e3} - \frac{1}{3} \ln f(z) \right] dz, \quad (7)$$

$$f(z) = \frac{2,13}{r^6(z)} + \frac{3,05}{r^{25}(z)}, \quad (8) \quad r(z) = \sqrt{\rho^2 + z^2}. \quad (9)$$

2. При 1 ≤ ρ < ρ<sub>1</sub> луч зрения пересекает хромосферу и продолжается в короне (см. рис. 1, б), причем в хромосфере он проходит области с различным распределением T<sub>e</sub>(h) и n<sub>e</sub>(h). Точкам пересечения луча зрения с основанием короны соответствуют координаты s = s<sub>1</sub> и s = -s<sub>1</sub>, где s<sub>1</sub> = √(R<sub>0</sub> + H<sub>1</sub>)<sup>2</sup> - R<sup>2</sup>.

В рассматриваемом случае уравнение (1) можно представить в виде

$$T_{BR}(\rho) = T_{e3} \int_{s_1}^{\infty} K_{\lambda}(s) [e^{-t_{\lambda}(s)} + e^{-t_{\lambda}(-s)}] ds + \\ + \int_0^{s_1} K_{\lambda}(s) T_e(s) [e^{-t_{\lambda}(s)} + e^{-t_{\lambda}(-s)}] ds. \quad (10)$$

При выводе (10) учтено, что  $K_{\lambda}(-s) = K_{\lambda}(s)$  и  $T_e(-s) = T_e(s)$ .

Первый интеграл в правой части (10) легко берется, если использовать соотношение  $t_{\lambda}(-s) = 2t_{\lambda}(0) - t_{\lambda}(s)$  и перейти к новой переменной интегрирования  $y = t_{\lambda}(s)$ . Во второй интеграл подставим следующие равенства:

$$t_{\lambda}(\pm s) = t_{\lambda}(0, s_1) + t_{\lambda}(s_1) \mp t_{\lambda}(0, s), \quad (11)$$

где

$$t_{\lambda}(0, s) = \int_0^s K_{\lambda}(s') ds'. \quad (12)$$

Тогда вместо (10) получим

$$T_{BR}(\rho) = T_{e3} [1 - e^{-t_{\lambda}(s_1)}] [1 + e^{-2t_{\lambda}(0, s_1) - t_{\lambda}(s_1)}] + \\ + e^{-t_{\lambda}(0, s_1) - t_{\lambda}(s_1)} \int_0^{s_1} K_{\lambda}(s) T_e(s) [e^{t_{\lambda}(0, s)} + e^{-t_{\lambda}(0, s)}] ds. \quad (13)$$

Таким образом, задача сводится к определению оптических расстояний  $t_{\lambda}(s_1)$ ,  $t_{\lambda}(0, s_1)$  и  $t_{\lambda}(0, s)$ .

Повторяя рассуждения, примененные при выводе формулы (7), находим

$$t_{\lambda}(s_1) = 0,1469 \cdot 10^{-6} R_0 \lambda^2 T_{e3}^{-3/2} \int_{\sqrt{\rho_1^2 - \rho^2}}^{\infty} f^2(z) \left[ 0,2567 + \ln T_{e3} - \frac{1}{3} \ln f(z) \right] dz, \quad (14)$$

где величина  $f(z)$  по-прежнему определяется соотношениями (8) и (9).

При вычислении  $t_{\lambda}(0, s)$ , где  $0 \leq s \leq s_1$ , необходимо учитывать, что луч зрения на своем пути последовательно пересекает области 1 и 2 (см. рис. 1, б). При  $h < H_1$  кривизной атмосферных слоев можно пренебречь, так как  $H_1 \ll R_0$ . Тогда область атмосферы с высотами  $h < H_1$  можно рассматривать как плоскопараллельную среду, однако луч зрения в ней уже не представляется прямой линией.

Введем прямоугольную систему координат  $(x, h)$ , где  $h$  — высота над поверхностью Солнца и  $x$  — длина дуги, измеренная вдоль окружности большого круга, лежащего в плоскости луча зрения (см. рис. 1). Уравнение луча зрения в указанных координатах имеет вид

$$h = R_0 \left( \frac{\rho}{\cos \frac{x}{R_0}} - 1 \right), \quad (15)$$

т. е. представляется некоторой кривой, как показано на рис. 3. Отметим, что при выводе уравнения (15) не учитывалась рефракция радиоволн, связанная со стратификацией солнечной атмосферы и с переходом из области 1 в область 2 и наоборот.

Внутри каждой из областей 1 или 2 соответствующий участок кривой заменяется отрезком прямой линии. Тогда, как видно из рис. 3, луч зрения представляется ломаной линией  $M_0 M_1 M_2 \dots M_N$ . Границу между областью 1 и областью 2 аппроксимируем параболой. Уравнение параболы записывается в виде

$$h = A + B \left[ \frac{x}{L} - \left( n + \frac{1}{2} \right) \right]^2, \quad (16)$$

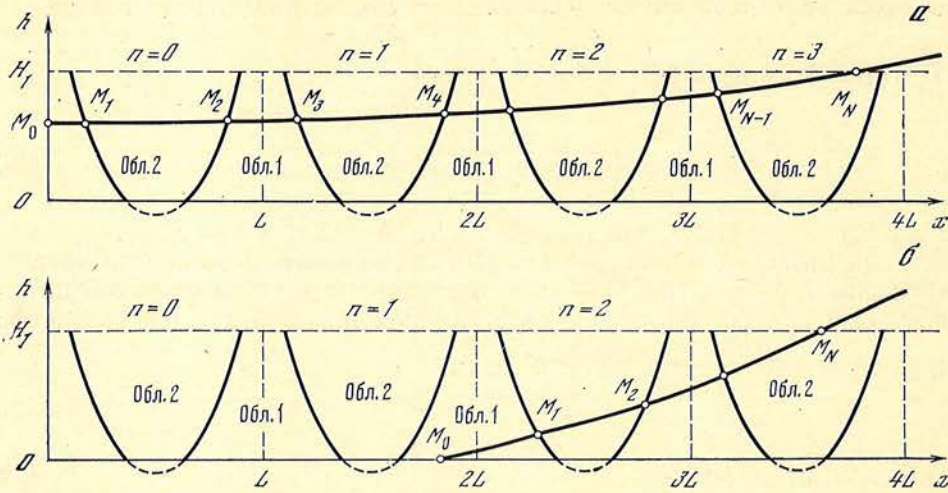


Рис. 3. Ход луча зрения в системе координат  $(x, h)$

а — при  $1 < \rho < \rho_1$ , б —  $\rho < \rho_1$

где  $A$  — коэффициент, определяющий высоту минимума;  $B$  — коэффициент, от которого при заданном показателе  $C$  зависит форма параболы;  $L$  — размер супергранулы, равный величине периода на рис. 3 (в наших расчетах принято  $L = 30\ 000$  км);  $n$  — номер параболы ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ). Рассматривались случаи  $C = 2$  и  $C = 4$ .

Для вычисления  $t_\lambda(0, s)$  необходимо определить координаты  $x_i$  и  $h_i$  точек  $M_1, M_2, M_3$  и т. д. (рис. 3), в которых луч зрения (15) пересекается с параболы (16). Из рис. 3 видно, что в каждом из полупериодов  $[0, 1/2L]$ ,  $[1/2L, L]$ ,  $[L, 3/2L]$ ,  $\dots$  может находиться только одна точка пересечения  $M_i$ . Чтобы найти  $x_i$ , мы применили к каждому из указанных полупериодов метод деления отрезка пополам. После определения  $x_i$  соответствующая высота  $h_i$  вычисляется из (15) или (16).

Можно показать, что оптическое расстояние  $t_\lambda(M_i, M_{i+1})$  между соседними точками пересечения  $M_i$  и  $M_{i+1}$  равно

$$t_\lambda(M_i, M_{i+1}) = \sqrt{1 + \gamma_i^2} \int_{x_i}^{x_{i+1}} K_\lambda[h^{(i)}(x)] dx, \quad (17)$$

где

$$\gamma_i = \frac{h_{i+1} - h_i}{x_{i+1} - x_i}, \quad (18) \quad h^{(i)}(x) = h_i + \gamma_i(x - x_i). \quad (19)$$

Отсюда для оптического пути  $t_\lambda(0, s)$  получаем

$$t_\lambda(0, s) = \sum_{i=0}^{k-1} \sqrt{1 + \gamma_i^2} \int_{x_i}^{x_{i+1}} K_\lambda[h^{(i)}(x')] dx' + \sqrt{1 + \gamma_k^2} \int_{x_k}^x K_\lambda[h^{(k)}(x')] dx'. \quad (20)$$

Для частного случая  $s = s_1$  находим

$$t_\lambda(0, s_1) = \sum_{i=0}^{N-1} \sqrt{1 + \gamma_i^2} \int_{x_i}^{x_{i+1}} K_\lambda[h^{(i)}(x)] dx, \quad (21)$$

причем значение  $x_N$  соответствует точке пересечения луча зрения с уровнем  $h = H_1$ , т. е.

$$h_N = H_1, \quad x_N = R_0 \arccos(\rho/\rho_1). \quad (22)$$

С помощью выражений (14), (20) и (21) определяются все оптические расстояния, входящие в соотношение (13). Интеграл в правой части (13) можно



рассчитывать по формуле вида (21), а именно:

$$\int_0^{s_1} K_\lambda(s) T_e(s) [e^{t_\lambda(0,s)} + e^{-t_\lambda(0,s)}] ds = \\ = \sum_{i=0}^{N-1} \sqrt{1 + \gamma_i^2} \int_{x_i}^{x_{i+1}} K_\lambda[h^{(i)}(x)] T_e[h^{(i)}(x)] [e^{t_\lambda(0,s)} + e^{-t_\lambda(0,s)}] dx. \quad (23)$$

Подставляя (23) в (13), окончательно получаем

$$T_{BR}(\rho) = T_{e3} [1 - e^{-t_\lambda(s_1)}] [1 + e^{-2t_\lambda(0,s_1)-t_\lambda(s_1)}] + \\ + e^{-t_\lambda(0,s_1)-t_\lambda(s_1)} \sum_{i=0}^{N-1} \sqrt{1 + \gamma_i^2} \int_{x_i}^{x_{i+1}} K_\lambda[h^{(i)}(x)] T_e[h^{(i)}(x)] [e^{t_\lambda(0,s)} + e^{-t_\lambda(0,s)}] dx, \quad (24)$$

причем вычисление  $t_\lambda(s_1)$ ,  $t_\lambda(0, s_1)$  и  $t_\lambda(0, s)$  выполняется с помощью равенств (14), (18)–(22).

3. При  $\rho < 1$  наблюдаемый ход луча представлен на рис. 1, в. В этом случае яркостную температуру согласно (1) можно записать в виде

$$T_{BR}(\rho) = \int_{s_0}^{\infty} K_\lambda(s) T_e(s) e^{-t_\lambda(s)} ds, \quad (25)$$

где  $s = s_0$  соответствует точке пересечения луча зрения с основанием хромосферы («поверхностью Солнца»). Обозначим координату  $x$  этой точки через  $x_0$  (рис. 1, в). Из (15) при  $h = 0$  получаем

$$x_0 = R_0 \arccos \rho. \quad (26)$$

Выражение (25) можно представить в виде

$$T_{BR}(\rho) = \int_{s_0}^{s_1} K_\lambda(s) T_e(s) e^{-t_\lambda(s)} ds + T_{e3} \int_{s_1}^{\infty} K_\lambda(s) e^{-t_\lambda(s)} ds$$

или

$$T_{BR}(\rho) = T_{e3} [1 - e^{-t_\lambda(s_1)}] + \int_{s_0}^{s_1} K_\lambda(s) T_e(s) e^{-t_\lambda(s)} ds, \quad (27)$$

где  $t_\lambda(s_1)$  по-прежнему рассчитывается по формуле (14). При вычислении интеграла в правой части (27) вновь находим точки пересечения  $M_1, M_2 \dots \dots M_N$  (рис. 3, б). Повторяя рассуждения, проведенные в предыдущем случае, окончательно получаем

$$T_{BR}(\rho) = T_{e3} [1 - e^{-t_\lambda(s_1)}] + e^{-t_\lambda(s_0, s_1)-t_\lambda(s_1)} \times \\ \times \sum_{i=0}^{N-1} \sqrt{1 + \gamma_i^2} \int_{x_i}^{x_{i+1}} e^{t_\lambda(s_0, s)} K_\lambda[h^{(i)}(x)] T_e[h^{(i)}(x)] dx, \quad (28)$$

где

$$t_\lambda(s_0, s) = \sum_{i=0}^{k-1} \sqrt{1 + \gamma_i^2} \int_{x_i}^{x_{i+1}} K_\lambda[h^{(i)}(x')] dx' + \sqrt{1 + \gamma_k^2} \int_{x_k}^x K_\lambda[h^{(k)}(x')] dx' \quad (29)$$

и

$$t_\lambda(s_0, s_1) = \sum_{i=0}^{N-1} \sqrt{1 + \gamma_i^2} \int_{x_i}^{x_{i+1}} K_\lambda[h^{(i)}(x)] dx. \quad (30)$$

В заключение следует отметить некоторые особенности вычислительной программы. Как видно из приведенных в данном разделе соотношений, яркостная температура находилась последовательным суммированием вкладов отдельных отрезков  $[x_0, x_1]$ ,  $[x_1, x_2]$  и т. д. Интегралы по отрезкам  $[x_i, x_{i+1}]$

и  $[x_k, x]$  рассчитывались по формуле Симпсона, при этом для достижения необходимой точности (ошибка  $< 1\%$ ) оказалось достаточным делить указанные отрезки на 100 частей. В интегралах, входящих в (7) и (14), подынтегральная функция быстро убывает с ростом  $z$ , поэтому в качестве верхнего предела интегрирования было принято  $z = 2$ ; расчеты показали, что промежуток интегрирования в (7) и (14) достаточно разделить на 50 частей.

Чтобы определить, в какой из областей (1 или 2) лежит отрезок  $[x_i, x_{i+1}]$ , применялся следующий прием. Находилась координата середины отрезка  $\bar{x} = (x_i + x_{i+1})/2$ , затем по формулам (15) и (16) вычислялись высоты  $h_s(\bar{x})$  и  $h_p(\bar{x})$  соответствующих точек, лежащих на луче зрения и на параболе. Нетрудно видеть (см., например, рис. 3), что при  $h_s < h_p$  отрезок  $[x_i, x_{i+1}]$  попадает в область 1, а при  $h_s > h_p$  — в область 2.

В соотношениях (24) и (28) подынтегральные функции содержат экспоненту вида  $e^{t_\lambda(s_0, s)}$ , показатель которой  $t_\lambda(s_0, s)$  иногда становится очень большим. При расчетах на ЭВМ можно обойти эту трудность, если ввести под знак интеграла постоянный множитель  $e^{-t_\lambda(s_0, s)}$ , присутствующий в (24) и (28). В результате получится экспонента вида  $e^{-t_\lambda(s_0, s) + t_\lambda(s_0, s)}$ , показатель которой всегда  $\leq 0$ .

## 2. Основные результаты

Вычисления выполнены на ЭВМ БЭСМ-6 ВЦ АН СССР. Результаты расчетов представлены в табл. 2 и 3 и на рис. 4—7.

Таблица 2

Характерные особенности распределения радиояркости в двух различных участках солнечного диска

$\lambda$ , см	$\rho = 0,10 \div 0,14$					$\rho = 0,80 \div 0,82$					$\frac{T_{BR}(0,81)}{T_{BR}(0,12)}$
	$T_{ССГ}$	$T_{ГСГ}$	$\frac{T_{ГСГ}}{T_{ССГ}}$	$\overline{T_{BR}}$	$q_{ГСГ}$	$T_{ССГ}$	$T_{ГСГ}$	$\frac{T_{ГСГ}}{T_{ССГ}}$	$\overline{T_{BR}}$	$q_{ГСГ}$	
0,5	6 550	8 700	1,33	7 210	0,31	7 200	9 470	1,32	7 990	0,35	1,11
1	8 270	11 100	1,34	9 210	0,33	9 140	12 430	1,36	10 520	0,42	1,14
3	13 900	21 100	1,52	16 530	0,36	16 400	25 750	1,57	20 900	0,48	1,26
5	19 950	32 000	1,60	24 490	0,38	24 400	40 100	1,64	32 440	0,51	1,32
10	38 450	62 950	1,65	47 850	0,39	49 600	82 600	1,67	67 660	0,55	1,41
30	156 000	231 300	1,48	187 700	0,42	215 000	312 000	1,45	271 700	0,58	1,45
50	328 200	436 800	1,33	375 600	0,44	447 000	570 000	1,28	519 500	0,59	1,38

Таблица 3

Характеристики яркого кольца на краю диска и оценка радиуса диска в разных длинах волн

$\lambda$ , см	$T_{max}$	$\frac{T_{max}}{T_{BR(0)}}$	$\rho_{max}$	$\Delta''$	$\rho_{0,5}$	$\lambda$ , см	$T_{max}$	$\frac{T_{max}}{T_{BR(0)}}$	$\rho_{max}$	$\Delta''$	$\rho_{0,5}$
1	28 610	3,1	1,004	1,3	1,007	30	748 900	4,0	1,010	4—5	1,170
3	74 810	4,5	1,005	1,5	1,028	50	1096 000	2,9	1,016	5	1,193
5	134 800	5,5	1,006	2,0	1,060						

В табл. 2 для нескольких длин волн  $\lambda$  и двух интервалов  $\rho$ , соответствующих одному периоду на рис. 5 и 6, приведены следующие величины:  $T_{ССГ}$  — средняя яркостная температура в середине супергранулы,  $T_{ГСГ}$  — средняя температура на границе супергранулы,  $T_{ГСГ}/T_{ССГ}$  — контраст между ГСГ и ССГ,  $\overline{T_{BR}}$  — средняя температура для всей супергранулы,  $q_{ГСГ}$  — от-

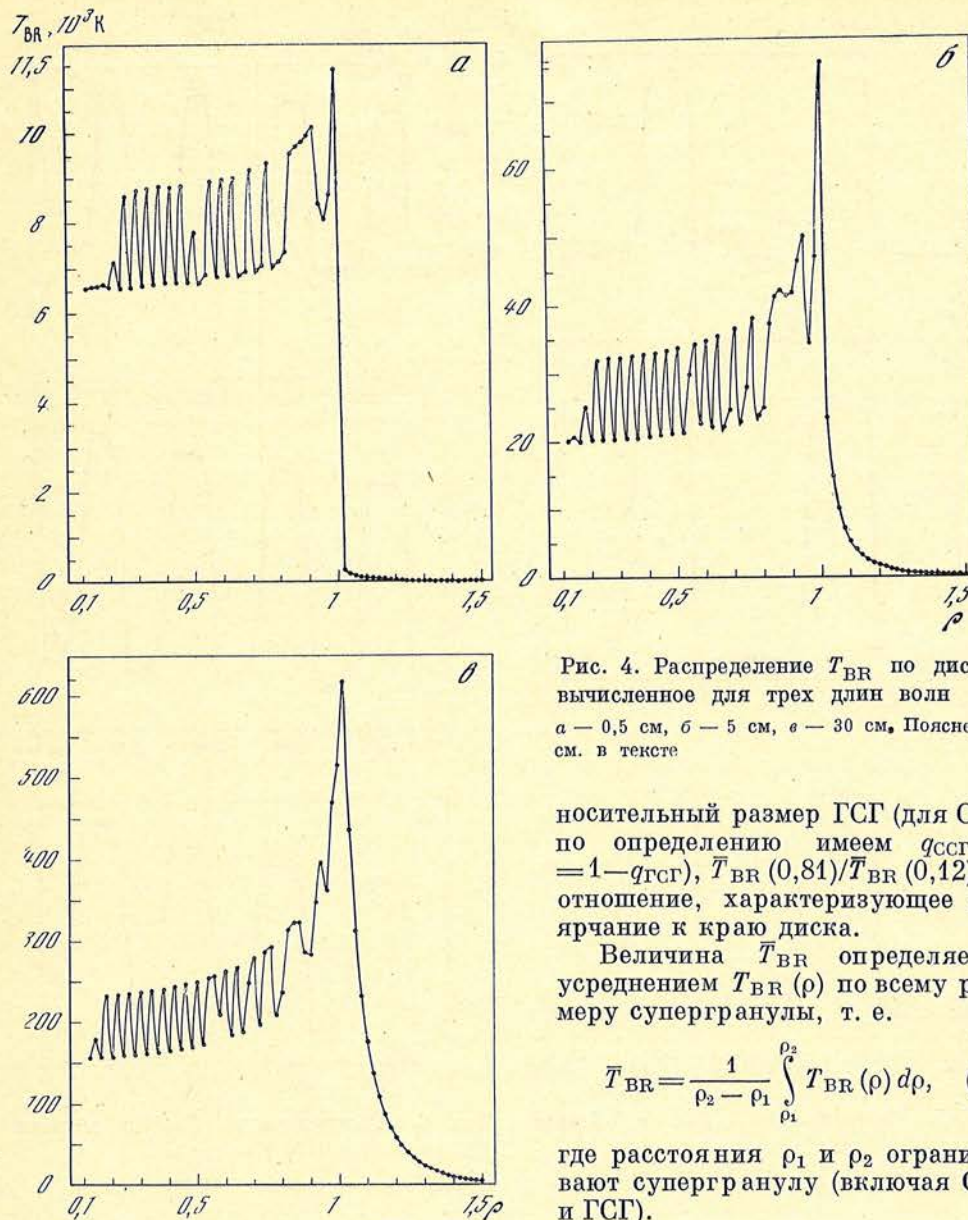


Рис. 4. Распределение  $T_{BR}$  по диску, вычисленное для трех длин волн  $a - 0,5$  см,  $b - 5$  см,  $e - 30$  см. Пояснения см. в тексте

носительный размер ГСГ (для ССГ по определению имеем  $q_{ССГ} = 1 - q_{ГСГ}$ ),  $\bar{T}_{BR}(0,81)/\bar{T}_{BR}(0,12)$  — отношение, характеризующее поярчание к краю диска.

Величина  $\bar{T}_{BR}$  определяется усреднением  $T_{BR}(\rho)$  по всему размеру супергранулы, т. е.

$$\bar{T}_{BR} = \frac{1}{\rho_2 - \rho_1} \int_{\rho_1}^{\rho_2} T_{BR}(\rho) d\rho, \quad (31)$$

где расстояния  $\rho_1$  и  $\rho_2$  ограничивают супергранулу (включая ССГ и ГСГ).

Характерные размеры ССГ и ГСГ можно найти, положив в соотношении (31), что  $T_{BR}(\rho) = \bar{T}_{ССГ} = \text{const}$  для ССГ и  $T_{BR}(\rho) = T_{ГСГ} = \text{const}$  для ГСГ. Тогда

$$\bar{T}_{BR} = T_{ССГ}q_{ССГ} + T_{ГСГ}q_{ГСГ}.$$

Кроме того, необходимо учесть, что  $q_{ССГ} + q_{ГСГ} = 1$ .

В табл. 3 представлены некоторые особенности распределения радиоизлучения вблизи края диска (см. также рис. 7). Здесь  $T_{\max}$  — максимальное значение  $T_{BR}(\rho)$ ,  $\rho_{\max}$  — соответствующее ему расстояние  $\rho$ . Величина  $\rho_{0,5}$  есть координата того участка послемаксимального спада  $T_{BR}(\rho)$ , для которого  $T_{BR}(\rho_{0,5}) = 0,5T_{BR}(0)$ . Следовательно,  $\rho_{0,5}$  характеризует видимый радиус диска в данной длине волны. Оценена также полуширина  $\Delta''$  яркого кольца, соответствующего последнему максимуму на рис. 7.

На рис. 4—7 для длин волн  $\lambda = 0,5$ ; 5 и 30 см представлено распределение яркостной температуры в зависимости от  $\rho$ , полученное на графопостроителе ЭВМ БЭСМ-6. На рис. 4 приведено распределение  $T_{BR}$  по всему диску, вычисленное с относительно большим шагом по  $\rho$ . Характерными особенно-

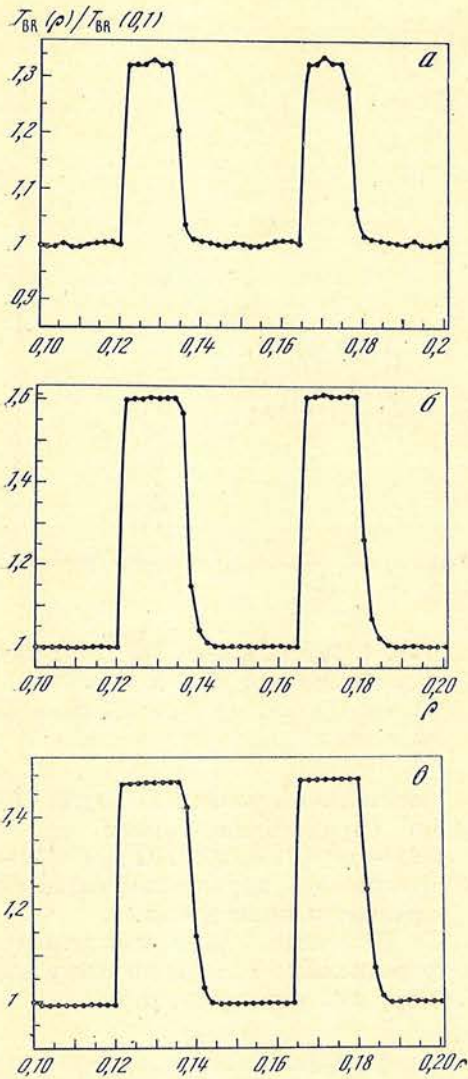


Рис. 5. Распределение  $T_{BR}$  в области  $0,10 \leq \rho \leq 0,20$  (в отн. ед.)  
 а — 0,5 см; б — 5 см; в — 30 см

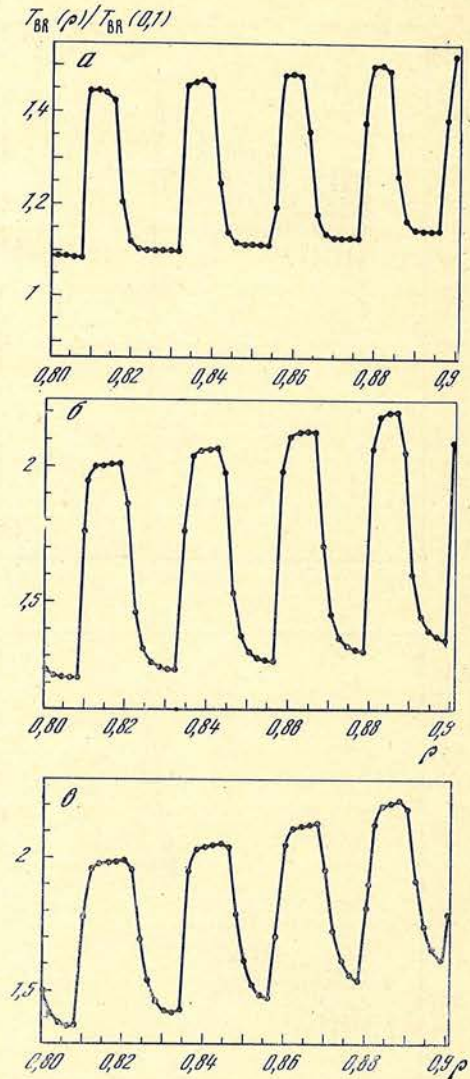


Рис. 6. Распределение  $T_{BR}$  в области  $0,80 \leq \rho \leq 0,90$  (в отн. ед.)  
 а — 0,5 см; б — 5 см; в — 30 см

стями являются пилообразный вид распределения, порождаемый супергрануляцией, и отчетливый максимум на краю диска. Некоторые нарушения хода кривой, и в частности протяженные выступы вблизи  $\rho = 1$ , являются фиктивными и возникают из-за слишком крупного шага.

На рис. 5 и 6 с более мелким шагом построено распределение  $T_{BR}$  в двух разных участках диска. Интересно, что уже на небольших расстояниях от центра (рис. 5) заметна асимметрия ССГ и ГСГ, которая растет с приближением к краю диска (рис. 6). Граница супергранулы со стороны центра диска выглядит более резкой, чем со стороны лимба. Такая асимметрия связана с тем, что луч зрения пересекает две границы одной и той же области под разными углами (см. рис. 3,б). Другой интересной особенностью является увеличение относительных размеров ГСГ с ростом длины волны (см. также табл. 2).

На рис. 7 рассмотрен узкий участок вблизи края диска. Видно, что относительная высота максимума яркостной температуры и его полуширина  $\Delta$  существенно зависят от длины волны (см. табл. 3). Положение максимума  $\rho_{max}$  также меняется с длиной волны, например при  $\lambda = 0,5$  см оно соответствует высоте 2000 км, а при  $\lambda = 50$  см — высоте 11000 км. Спад яркостной

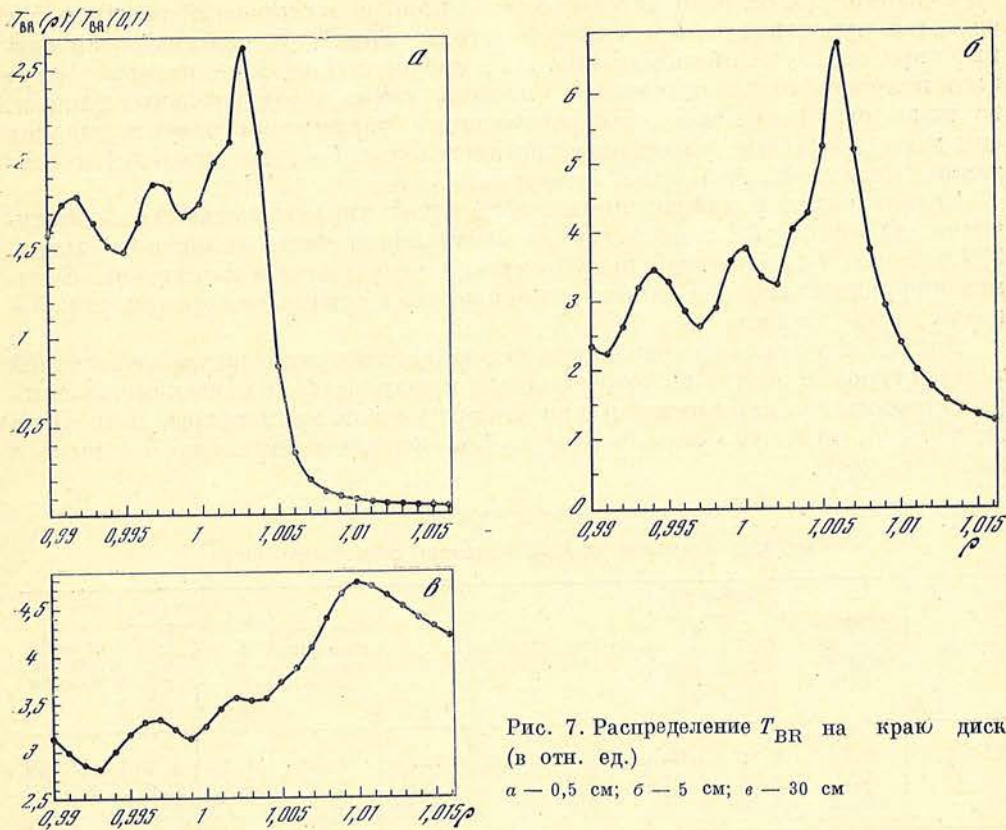


Рис. 7. Распределение  $T_{BR}$  на краю диска (в отн. ед.)  
 а — 0,5 см; б — 5 см; в — 30 см

температуры радиоизлучения после максимума тоже показывает сильную зависимость от  $\lambda$ : в дециметровом диапазоне он происходит гораздо медленнее, чем в сантиметровом. Этот эффект наряду с увеличением  $\rho_{max}$  приводит к росту радиодиаметра Солнца с длиной волны (см. значения  $\rho_{0,5}$  в табл. 3).

Чтобы исследовать, как влияет форма границы между ССГ и ГСГ на распределение  $T_{BR}$ , в расчетах варьировались параметры  $A$ ,  $B$  и  $C$ , входящие в уравнение (16). Оказалось, что при изменении  $A$  на 3 тыс. км (от  $-1 \cdot 10^8$  до  $2 \cdot 10^8$  см) яркостная температура и относительные размеры ССГ и ГСГ меняются на  $\leq 10\%$ . Столь же незначительно меняются результаты при уменьшении коэффициента  $B$  от  $0,782 \cdot 10^{10}$  до  $0,2 \cdot 10^{10}$  см. Замена показателя степени  $C = 2$  на  $C = 4$  приводит к изменению  $T_{ССГ}$  и  $T_{ГСГ}$  менее чем на 10%, однако размеры  $q_{ССГ}$  и  $q_{ГСГ}$ , как и следовало ожидать, испытывают более заметные изменения (особенно значительные для коротких волн и на краю диска). Последнее обстоятельство объясняется тем, что параметр  $C$  в формуле (16) в большей мере, чем  $A$  и  $B$ , определяет «ширину» парабол и, следовательно, относительные размеры ССГ и ГСГ. Отметим, что окончательные результаты, приведенные в табл. 2 и 3 и на рис. 4—7, получены при  $A = -1 \cdot 10^8$  см,  $B = 0,782 \cdot 10^{10}$  см,  $C = 2$ .

Проводились расчеты и для случая сферически-симметричной модели атмосферы. При этом распределение  $T_e$  и  $n_e$  в областях 1 и 2 задавалось одинаковым. Как и следовало ожидать (см., например, [4]), вычисления дали плавное увеличение яркостной температуры к краю диска и узкое кольцо с высоким значением  $T_{BR}$  за краем.

### 3. Сравнение с наблюдениями

При сравнении вычисленного распределения  $T_{BR}(\rho)$  с наблюдаемым необходимо принять во внимание, что наши расчеты для простоты основывались на двумерной картине, причем плоскость разреза ( $x, h$ ) проходила через центры супергранул. Конечно, рассмотрение трехмерной картины дало бы более точные результаты, однако это сильно усложнило бы методику

вычислений. Далее, если плоскость  $(x, h)$  пройдет в стороне от центральных областей супергранул, это снизит контраст  $T_{ГСГ}/T_{ССГ}$ , поэтому наши данные характеризуют лишь максимальные значения  $T_{ГСГ}/T_{ССГ}$ , которые могут быть получены из наблюдений. Что касается самих наблюдательных данных, то из-за ограниченности пространственного разрешения радиотелескопов они дают несколько «смазанное» распределение  $T_{BR}$ , что приводит к снижению реальной амплитуды флюктуаций  $T_{BR}$ .

Сравнивались с наблюдениями следующие характеристики радиоизлучения: 1) яркостная температура в центральной части солнечного диска, 2) изменение  $T_{BR}$  к краю диска, 3) контраст супергранул и их размеры, 4) изменение радиодиаметра Солнца с длиной волны и существование яркого кольца за краем диска.

Достаточно хорошее совпадение между наблюдаемой средней яркостной температурой в центре солнечного диска и результатами наших вычислений рассматривалось как критерий при выборе модели хромосферы. Как видно из табл. 4, принятая модель дает вполне удовлетворительное согласие с наблюдениями.

Таблица 4  
Средние значения  $\lg T_{BR}$  в центре солнечного диска

$\lambda$ , см	Результаты наших вычислений	Данные [5]		Данные других авторов	$\lambda$ , см	Результаты наших вычислений	Данные [5]		Данные других авторов
		минимум пятен	максимум пятен				минимум пятен	максимум пятен	
0,5—0,6	3,86	3,82	3,86	3,78—3,85 [6]	5—6	4,39	4,25	4,40	4,36 [9]
1	3,96	3,88	3,92	3,94 [7]	30	5,27	4,99	5,17	5,3 [7]
3	4,22	4,05	4,15	4,1 [8]	50—60	5,57	5,40	5,55	—

Поярчание диска Солнца к краю в радиоизлучении с длинами волн  $\lambda \leq 3$  см согласно наблюдениям разных авторов [10, 11], по-видимому, не может превышать 300 К; мы получили более значительное увеличение яркостной температуры к краю диска. Как показывает сравнение с данными [4, 9, 11], для более длинных волн такого расхождения нет. Можно думать, что учет спикул в рассматриваемой модели уменьшит расхождение на коротких волнах, для которых поглощение и излучение в спикулах довольно существенно. Мысль о подобном влиянии спикул высказана в [12].

Проведенные расчеты позволили определить размеры и величину флюктуаций потока радиоизлучения, связанных с различием яркостных температур ГСГ и ССГ. Эти флюктуации аналогичны ярким узлам хромосферной сетки, наблюдаемым в видимой области спектра [1]. Радиотелескопы с достаточным пространственным разрешением обнаруживают такие флюктуации на диске Солнца и их связь с хромосферной сеткой. Например, успешное отождествление деталей хромосферной сетки с радиогрануляцией на волне 1,35 см выполнено в [13].

Наблюдая на волне 0,8 см прохождение Меркурия по диску Солнца, В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев и А. Б. Северный [14] нашли в спокойных областях неоднородности в распределении  $T_{BR}$ , характерные размеры которых (17—40") близки к размерам супергранул, хотя в среднем несколько меньше их. Таким неоднородностям соответствуют повышения яркостной температуры на 1300—5000 К. Как видно из табл. 2, наши расчеты предсказывают для  $\lambda = 0,8$  см величину флюктуаций  $\sim 2500$ —2800 К, согласующуюся с наблюдаемой.

Флюктуации потока радиоизлучения в диапазоне 2—4 см исследовали В. М. Богод и Д. В. Корольков [15]. Найденная ими амплитуда флюктуаций ( $\sim 3 \cdot 10^{-5}$  полного потока Солнца) оказывается близкой к результатам наших вычислений, если учесть разрешение радиотелескопа. Характерный размер наблюдаемых деталей составляет приблизительно 12"; с другой стороны, наши

расчеты, выполненные для тех же  $\lambda$  при  $L = 30\,000$  км, дают размеры ГСГ в центре диска около  $14-15''$ . Общее число деталей ( $\sim 3 \cdot 10^3$ ) сравнимо с числом супергранул.

В таком же удовлетворительном соответствии с результатами вычислений находятся данные Ю. Н. Парийского и др. [16], согласно которым флюктуации  $T_{\text{вн}}$  на волне  $2,3$  см составляют в среднем  $3000$  К, а их размеры  $\sim 10''$ .

Недостаточное пространственное разрешение радиотелескопов затрудняет обнаружение яркого кольца на краю диска. Однако указания на существование такого кольца в литературе имеются [10, 17-21]. Существование яркого кольца и недостаточное разрешение должны приводить к некоторому завышению измеряемого радиуса диаметра Солнца. В табл. 5 приведены вычисленные и наблюдаемые размеры диска в разных длинах волн.

Таблица 5

Сравнение вычисленного и измеренного радиуса радиоизображения Солнца

$\lambda$ , см	Результаты вычислений	Данные наблюдений	$\lambda$ , см	Результаты вычислений	Данные наблюдений
0,5	1,006	1,01—1,02 [10]	3	1,03	1,02—1,10 [10]
1	1,007	1,007—1,04 [10]; 1,02 [22]; 1,03 [23]	10	1,11	1,13 [4]
			50	1,19	1,26 [4]

В заключение авторы выражают благодарность сотрудникам ВЦ Морского гидрофизического института АН УССР и ВЦ ГАИШ МГУ за содействие в проведении отладочных расчетов.

Межведомственный геофизический комитет АН СССР  
Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР  
Октябрь 1979 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Дубов Э. Е.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, с. 27.
2. Veckers J. M.— Solar Phys., 1968, 3, p. 367.
3. Богородский А. Ф., Хинкулова Н. А.— Бюлл. Комиссии по исследованию Солнца. 1950, № 5—6 (19—20).
4. Jager C. de.— IAU Symp. N 9, 1959, p. 89. Stanford, California: Stanford Univ. Press.
5. Аллен К. У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977. 272 с.
6. Кисляков А. Г., Кузнецова Н. А.— Солнечные данные, 1977, № 8, с. 71.
7. Дубов Э. Е.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 45, с. 20.
8. Бачурин А. Ф., Ерюшев Н. Н.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 54, с. 241.
9. Ceballos J. C., Lantos P.— Solar Phys., 1972, 22, p. 142.
10. Suzuki I., Kawabata K. A., Ogawa H.— Solar Phys., 1976, 46, p. 205.
11. Fürst E., Hachenberg O., Hirth W.— Astron. Astrophys., 1974, 36, p. 123.
12. Righini G., Simon M.— Astrophys. J. Lett., 1976, 203, p. L95.
13. Гельфрейх Г. Б., Кайдановский М. Н., Кононович Э. В. и др.— Письма в Астрон. ж., 1977, 3, № 12, с. 550.
14. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Северный А. Б.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1975, 53, с. 121.
15. Богод В. М., Корольков Д. В.— Письма в Астрон. ж., 1975, 1, № 10, с. 25.
16. Парийский Ю. Н., Корольков Д. В., Шварц О. Н. и др.— Астрон. ж., 1976, 53, с. 1017.
17. Korzhavin A. N., Arreola J. I., Casselyn Leon V., Timofeyeva G. M.— Bol. Inst. Tonantzintla, 1974, 1, p. 55.
18. Николаев Н. Я., Юровский Ю. Ф.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1972, 46, с. 128.
19. Roosen J., Goh T.— Solar Phys., 1967, 1, p. 242.
20. Hagen J. P., Swanson P. N., Haas R. W. et al.— Solar Phys., 1971, 21, p. 286.
21. Молчанов А. П. Радиоизлучение Солнца. Л.: Изд. ЛГУ, 1974, вып. 3, с. 3.
22. Simon M.— Solar Phys., 1971, 21, p. 297.
23. Wefer F. L., Bleiweiss M. P.— Solar Phys., 1976, 48, p. 77.

## СВЯЗЬ ИЗМЕНЕНИЙ РАДИОЯРКОСТИ СОЛНЦА С ХОЛМАМИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ФЛОККУЛАМИ В ПЕРИОД МИНИМУМА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

А. Ф. Бачурин, А. С. Дворяшин, Н. И. Ерюшев, Л. И. Цветков

Рассмотрено радиоизлучение Солнца в период минимума солнечной активности (2—12.XI 1976 г.). Описана методика оценки коэффициента  $g$ , учитывающего соизмеримость угловых размеров радионисточника и диаграммы направленности, при произвольном распределении радиояркости по источнику. Установлена связь радиоизлучающих областей с флоккулами и слабыми холмами магнитного поля с максимальными значениями поля, не превышающими 20 Гс. Превышение усредненных по источнику яркостных температур этих областей над уровнем «спокойного» Солнца равно в среднем 490; 280 и 190 К на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см соответственно. Это составляет 3,8; 2,6 и 2,0% от радиоизлучения «спокойного» Солнца. Повышенное радиоизлучение наблюдается, как правило, над холмами магнитного поля разной полярности и расположенными над ними флоккулами. Яркостная температура областей повышенного радиоизлучения в рассматриваемом диапазоне волн растет с увеличением плотности магнитного потока и компактности расположения холмов с разной полярностью.

CONNECTION OF THE RADIOBRIGHTNESS VARIATIONS OF THE SUN WITH THE HUMPS OF A MAGNETIC FIELD AND FLOCCULAE DURING OF THE MINIMUM OF SOLAR ACTIVITY, by A. F. Bachurin, A. S. Dvorjashin, N. I. Erjushev, L. I. Tsvetkov.— The radioemission of the Sun during of the minimum of Solar activity (November 2—12, 1976) is considered. The method of estimation of the coefficient  $g$  accounting for the commensurability of angular dimensions of the antenna beam pattern and those of discrete radio source with arbitrary brightness distribution is described. Connection of the radioemission regions with flocculae and magnetic humps of weak field is established. The maximum value of the magnetic field did not exceed 20 Gs. The brightness temperature of these regions, averaged over the sources, in equal, in mean, to 490; 280 and 190 K at the wavelengths 3.5; 2.5 and 1.9 cm respectively. These values amount to 3.8%, 2.6% and 2.0% from radioemission of the quiet Sun. The increased radioemission is observed, as a rule, over the humps of the magnetic field with opposite polarity and flocculae located over them. The brightness temperature of regions with increased radioemission at the considered wavelengths increases with the magnetic flux density and with the decrease of distance between the humps with opposite polarity.

Изучение слабых магнитных полей на Солнце, их тонкой и крупномасштабной структуры проводится уже около двух циклов солнечной активности, т. е. с начала регистрации солнечных магнитных полей с помощью магнитографов [1, 2]. При изучении тонкой структуры слабых магнитных полей А. Б. Северным [3] установлено, что общее магнитное поле складывается из множества мелких элементов разной полярности, напряженности и размеров.

Первые указания на тонкую структуру элементов радиоизлучения, на его связь с тонкоструктурными образованиями в солнечной атмосфере (группы гранул, супергранулы) и присущими им магнитными полями получены по наблюдениям радиоизлучения Солнца на волне 8 мм [4, 5]. Как показали наблюдения на РАТАН-600 в июле—августе 1976 г., мелкомасштабные магнитные поля связаны с хромосферной сеткой и проявляются в радиогрануляции [6]. Мелкомасштабные источники в радиоизлучении Солнца по наблюдениям в минимуме цикла солнечной активности на волне 2,8 см также уверенно связываются с хромосферной сеткой [7].

Нами рассматривается связь между изменениями радиояркости Солнца в коротковолновой части сантиметрового диапазона и слабыми холмами магнитного поля, а также флоккулами в период минимума солнечной активности. В период наблюдений (2—12.XI 1976 г.) пятен и пор на диске Солнца не было. Наблюдения проводились на РТ-22 КАО с использованием радиоаппаратуры, описанной в [8], на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см с угловым разрешением 4,6; 4,9 и 6',1 соответственно. Вследствие сравнительно невысокой разрешающей



способности мы рассматриваем усредненные характеристики неоднородностей радиоизлучения и холмов магнитного поля. В дальнейшем о близких расположенных двух и более холмах, имеющих разную полярность, мы говорим как о холмах магнитного поля с разной полярностью.

### 1. Наблюдательные данные

При наблюдениях на РТ-22 проводилось сканирование всего диска Солнца параллельно центральному меридиану с применением компенсационного метода регистрации для выявления слабых радиоисточников. Иногда использовались сканы по  $\alpha$  и  $\delta$ . Постоянная времени регистрации  $4^s$ . Всего за период со 2 по 12.XI 1976 г. получено 140 сканов с реверсами. Из записей сканов выбирались такие, на которых были заметны радиоисточники. Затем проводилось графическое сглаживание записей радиоизлучения по двум сканам (прямому и с реверсом). Полученные таким путем копии записей радиоизлучения явились исходным материалом для дальнейшего рассмотрения.

На рис. 1 представлены копии записей, усредненных по трем сканам с реверсами за 4.XI 1976 г. на трех волнах (сплошные линии). Штриховыми линиями показаны огибающие отклонения от среднего значения. Вертикальные отрезки дают масштаб антенных температур спокойного Солнца на каждой волне ( $T_{a\odot}$ ). Внизу схематично показан диск Солнца и направление сканов стрелками. Горизонтальная шкала дает угловой масштаб от середины скана в угловых минутах. Показанные на рис. 1 отклонения записей от среднего значения являются типичными и, как правило, не превышают 0,5%  $T_{a\odot}$ .

Оптические данные (магнитные поля, флоккулы) взяты из «Solar-Geophysical Data» [9]. Из рассмотрения магнитограмм за указанный период можно видеть, что на Солнце наблюдались слабые магнитные поля величиной в среднем 5 Гс. Отдельные холмы имели поля, не превышающие 20 Гс. К рассмотрению привлекались также карты кальциевых флоккулов.

Сравнение оптических и радиоданных проводилось следующим образом. На магнитограммах выбиралась полоса шириной  $6'$ , соответствующая скану по диску Солнца. Разрез фотокопии магнитограммы, из которой вырезалась эта полоса, соответствовал ширине скана Солнца по уровню  $0,5 T_{a\odot}$ . При выборе полосы учитывался сдвиг во времени между нашими наблюдениями и оптическими. Ввиду того что не было магнитограммы за 11.XI, наши данные за это число сравнивались с магнитограммой, полученной 10.XI.

### 2. Методика обработки

Усредненная по радиоисточнику яркостная температура определялась следующим образом. Антенная температура  $T_a$  связана с плотностью потока радиоизлучения  $S$  (если пренебречь поглощением радиоизлучения атмосферой) следующей формулой [10]:

$$T_a = SA/2kg, \quad (1)$$

где  $A$  — эффективная площадь антенны,  $k$  — постоянная Больцмана,  $g$  — коэффициент, учитывающий соизмеримость угловых размеров диаграммы направленности (ДН) антенны и источника, который необходимо определить.

Плотность потока  $S$  связана с яркостной температурой  $\bar{T}_\nu$ , усредненной по источнику с телесным углом  $\Omega_\nu$ , соотношением

$$S = \frac{2k\bar{T}_\nu}{\lambda^2} \Omega_\nu. \quad (2)$$

Подставляя значение  $S$  из (2) и (1), получим

$$\bar{T}_\nu = \frac{T_a g \lambda^2}{\Omega_\nu A}. \quad (3)$$

Значения эффективной площади РТ-22 на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см были измерены ранее по дискретным радиоисточникам. Величина антенной температуры радиоисточника  $T_a$  определялась из усредненных записей сканов по диску Солнца с использованием калибровки радиометров от генератора шума.

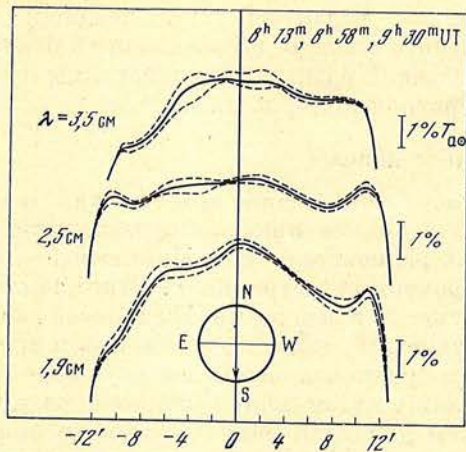


Рис. 1. Копии усредненных записей радиоизлучения Солнца за 4.XI 1976 г. Объяснения в тексте

Значения  $\Omega_{и}$  и  $g$ , входящие в формулу (3), определялись двумя способами. Коэффициент  $g$  в первом случае вычислялся по формуле, полученной из известного выражения для  $g$  [10]:

$$g = 1 + (\theta_{и}/\theta_a)^2, \quad (4)$$

где  $\theta_a$  и  $\theta_{и}$  — ширины диаграммы направленности антенны и источника по уровню 0,5.

Эта формула справедлива для источников с гауссовым распределением радиояркости и при гауссовой аппроксимации диаграммы направленности, в предположении, что диаграмма направленности имеет круговую симметрию. Это предположение в нашем случае выполняется достаточно точно [11]. Величина  $\Omega_{и}$  бра-

лась на уровне 0,2 гауссова распределения радиояркости.

Второй способ, предложенный одним из авторов (А. Ф. Бачуриным), позволяет оценить  $g$  при произвольном распределении радиояркости по источнику, но при известных его угловых размерах.

### 3. Оценка коэффициента $g$ при произвольном распределении радиояркости по источнику

Коэффициент  $g$ , входящий в формулу (1), в общем случае дается выражением

$$g = \frac{\int_{\Omega_{и}} T_{я}(\theta, \varphi) d\Omega}{\int_{\Omega_{и}} T_{я}(\theta, \varphi) F(\theta, \varphi) d\Omega}. \quad (5)$$

В (5)  $T_{я}(\theta, \varphi)$  — яркостная температура радиоисточника,  $\Omega_{и}$  — стягиваемый им телесный угол,  $F(\theta, \varphi)$  — функция, описывающая нормированную ДН по мощности ( $F_{\max} = 1$ ).

Формула (5) справедлива в случае, когда ось ДН антенны ориентирована на точку радиоисточника, от которой ведется отсчет его координат  $\theta$  и  $\varphi$ .

Для вычисления коэффициента  $g$  по формуле (5) необходимо знать распределение  $T_{я}(\theta, \varphi)$  по источнику. Для дискретных источников это распределение иногда аппроксимируется либо двумерной функцией Гаусса, либо «столообразной» функцией [10]. Однако в ряде случаев, как например, для Солнца при наличии на нем мощных локальных радиоисточников, распределение яркостной температуры обычно бывает неизвестно.

Но в этих случаях оказывается возможным оценить величину  $g$  при известных угловых размерах радиоисточника, если воспользоваться обобщенной теоремой о среднем значении (см., например, [12]). Применительно к двойному интегралу эта теорема утверждает следующее. Пусть: 1)  $h(x, y)$  и произведение  $f(x, y) \cdot h(x, y)$  интегрируемы в области  $(P)$ ; 2)  $f(x, y)$  — непрерывная в  $(P)$  функция; 3)  $h(x, y)$  во всей области  $(P)$  не меняет знака:  $h(x, y) \geq 0$  или  $h(x, y) \leq 0$ . Тогда

$$\int_{(P)} f(x, y) h(x, y) dP = f(\bar{x}, \bar{y}) \int_{(P)} h(x, y) dP,$$

где  $(\bar{x}, \bar{y})$  — некоторая точка, принадлежащая области  $(P)$ .

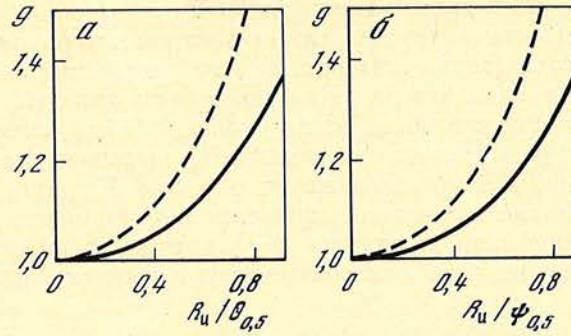
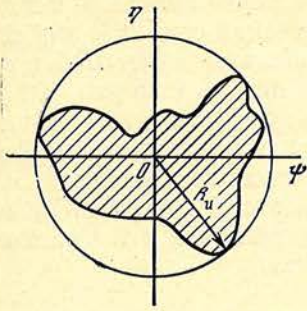


Рис. 2. Схематическое изображение дискретного источника и линии некоторого уровня диаграммы направленности в картинной плоскости

Рис. 3. Зависимость коэффициента  $g$  от относительного углового радиуса радиоисточника

$a$  — для синфазно и равномерно облучаемого круглого раскрыва антенны;  $b$  — для антенны, диаграмма направленности которой описывается функцией Гаусса

Эта теорема применима к интегралу, стоящему в знаменателе формулы (5). Действительно, функция  $F(\theta, \varphi)$  для всех известных нам реальных антенн является непрерывной функцией  $\theta$  и  $\varphi$  в любой области их изменения.  $T_y(\theta, \varphi)$  по физическому смыслу не меньше нуля также в любой области изменения  $\theta$  и  $\varphi$ . Поэтому из (5) получим

$$g = \frac{1}{F(\bar{\theta}, \bar{\varphi})},$$

где  $(\bar{\theta}, \bar{\varphi})$  — некоторая точка, принадлежащая области, стягиваемой телесным углом радиоисточника  $\Omega_n$ .

Пусть ДН антенны обладает круговой симметрией относительно своей оси и максимум ДН расположен на этой оси. Рассмотрим дискретный радиоисточник с известными угловыми размерами. Введем на картинной плоскости прямоугольную систему угловых координат  $\psi$  и  $\eta$ , начало которой находится в точке  $O$  (рис. 2). Точка  $O$  характеризуется тем, что в случае ДН, обладающей круговой симметрией относительно своей оси, изображение источника можно заключить в окружность наименьшего радиуса с центром в точке  $O$ . Эта окружность соответствует на картинной плоскости линии некоторого уровня ДН антенны. Дискретный радиоисточник показан на рис. 2 заштрихованной областью. Значения коэффициента  $g$  в этой области заключены в интервале от 1 до некоторой величины, соответствующей линии уровня функции  $F(\theta, \varphi)$ , обозначенной на рис. 2 окружностью. Пусть  $R_n$  — радиус этой окружности, характеризующей угловые размеры радиоисточника. Зная форму ДН, можно оценить интервал, в котором могут изменяться значения  $F(\theta, \varphi)$  (а значит, и  $g$ ) при различных угловых радиусах радиоисточника  $R_n$ .

Рассмотрим ДН двух видов: 1) ДН круглого раскрыва, облучаемого синфазно и с равномерным распределением поля в раскрыве, 2) ДН, описываемую в пределах главного лепестка (от 1 до уровня 0,5) двумерной функцией Гаусса.

Нормированная ДН по мощности для круглого раскрыва, облучаемого синфазно и равномерно, как известно, описывается функцией

$$F(\theta) = \left[ \frac{2J_1\left(\frac{\pi D}{\lambda} \sin \theta\right)}{\frac{\pi D}{\lambda} \sin \theta} \right]^2 \left( \frac{1 + \cos \theta}{2} \right)^2,$$

где  $J_1$  — функция Бесселя 1-го рода, 1-го порядка;  $D$  — диаметр раскрыва;  $\lambda$  — длина волны;  $\theta$  — угол, отсчитываемый от оси, проходящей через центр раскрыва перпендикулярно плоскости раскрыва.

Линии уровня функции  $F(\theta)$  на картинной плоскости являются концентрическими окружностями с центром в точке пересечения оси ДН с этой плоскостью (точка  $O$  на рис. 2). Для раскрытия с большим значением  $\lambda D/\lambda$  в пределах главного лепестка ДН можно считать, что  $\sin \theta \approx \theta$ . Пусть  $\theta_{0,5}$  — половина ширины ДН на уровне 0,5. Зависимость коэффициента  $g$  от углового радиуса радиосточника  $R_{\text{н}}$ , выраженного в долях  $\theta_{0,5}$ , для рассматриваемой ДН представлена на рис. 3, а. Штриховая линия характеризует максимально возможное значение коэффициента  $g_{\text{max}}$  как функцию от  $R_{\text{н}}/\theta_{0,5}$ . Минимально возможное значение  $g_{\text{min}}$  в пределе стремится к 1. Сплошная линия на рис. 3, а соответствует среднему значению

$$g_{\text{ср}} = (g_{\text{max}} + 1)/2.$$

Часто ДН антенны можно с хорошим приближением аппроксимировать в пределах главного лепестка (от 1 до уровня 0,5) двумерной функцией Гаусса, имеющей в прямоугольной системе координат  $\psi$  и  $\eta$  следующий вид:

$$F(\psi, \eta) = \exp \left\{ - \left[ \left( \frac{\psi}{\psi_0} \right)^2 + \left( \frac{\eta}{\eta_0} \right)^2 \right] \right\}.$$

В случае круговой симметрии

$$F(\psi, \eta) \approx \exp \left( - 0,693 \frac{\psi^2 + \eta^2}{\psi_{0,5}^2} \right),$$

где  $\psi_{0,5}$  — полуширина ДН по мощности на уровне 0,5. На картинной плоскости для линии уровня функции  $F(\psi, \eta)$ , соответствующей радиусу радиосточника  $R_{\text{н}}$ , имеем  $\psi^2 + \eta^2 = R_{\text{н}}^2$ .

Зависимость возможных значений коэффициента  $g$  от  $R_{\text{н}}/\psi_{0,5}$  для рассматриваемой ДН представлена на рис. 3, б, обозначения на котором те же, что и на рис. 3, а.

Сравнивая рис. 3, а и б, видим, что они отличаются не сильно. Кривые на рис. 3, б проходят несколько выше, чем на рис. 3, а, т. е. в случае гауссовой ДН интервал возможных значений  $g$  шире, и, следовательно, этот случай менее благоприятен для оценки  $g$ . Из рис. 3, а и б видно, что если угловой радиус источника, выраженный в долях полуширины ДН на уровне 0,5, составляет 0,2 и менее, то величина коэффициента  $g$  не превышает 1,028, так что в этом случае практически можно вовсе не учитывать распределение яркостной температуры по источнику, а за истинное значение  $g$  принять  $g_{\text{ср}}$ . При  $R_{\text{н}}/\psi_{0,5} \leq 0,4$   $g_{\text{max}} < 1,12$  и  $g_{\text{ср}} < 1,06$ , т. е. относительное отклонение возможных значений  $g$  от  $g_{\text{ср}}$  не превышает 6% и сравнимо с относительными ошибками измерения антенной температуры  $T_{\text{а}}$  при рутинных наблюдениях. Если относительный угловой радиус радиосточника составляет 0,7 от полуширины ДН на уровне 0,5, то возможные значения  $g$  заключены в интервале от 1 до 1,4 ( $g_{\text{ср}} = 1,2$ ). При дальнейшем увеличении относительного углового радиуса источника кривые круто поднимаются вверх, и неопределенность значений коэффициента  $g$  быстро растет, так что оценка возможных значений  $g$  становится грубой. Однако для реальных радиосточников отклонение  $g$  от  $g_{\text{ср}}$ , например, при  $R_{\text{н}}/\psi_{0,5} = 0,8$  будет менее 0,3.

Таким образом, описанная оценка позволяет с удовлетворительной точностью определить коэффициент  $g$  в случае наблюдения локальных радиосточников на Солнце, связанных с отдельным пятном или с компактной группой пятен, в сантиметровом диапазоне при использовании антенн диаметром, не превышающим 20—25 м.

Угловые размеры локального радиосточника ( $\Omega_{\text{н}}$ ) в рассмотренном выше способе оценки коэффициента  $g$  определялись приближенно по магнитограмме как размер области с холмами магнитного поля. При наличии флоккулов эти величины брались по размерам флоккулов (см., например, [13]).

#### 4. Результаты наблюдений

Нами были рассмотрены наиболее сильные крупномасштабные холмы магнитного поля с одной полярностью и угловыми размерами примерно  $3 \times 3'$ . Таких холмов за время наблюдений оказалось 17, из них 13 не давали повышенного радиоизлучения, а в четырех случаях радиоизлучение наблюдалось. С другой стороны, было выявлено, что почти со всеми повышениями радиоизлучения можно связать наличие холмов с разной полярностью. Указанное явление было изучено более подробно, и рис. 4—7 дают примеры, подтверждающие этот факт.

Как это было указано выше, под холмами магнитного поля с разной полярностью мы подразумеваем два (или более) близко расположенных холма, имеющие разную полярность и измеряемые в пределах ДН.

На рис. 4—7 представлены копии записей радиоизлучения, усредненных по двум сканам, на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см. Обозначения на них те же, что и на рис. 1. На этих рисунках правый край соответствует области вблизи N-полюса, а левый—вблизи S-полюса. В нижней части рисунков даны фотокопии полос, вырезанных из магнитограмм, соответствующих каждому скану. Под фотокопиями отмечены флоккулы, взятые с принятой нумерацией [9], схематически обозначенные прямоугольником, длина которого соответствует размеру флоккулы вдоль линии сканирования. Вертикальными стрелками, соединенными снизу чертой, обозначены размеры участков на Солнце, на которых имеются магнитные поля разных знаков.

Из рис. 4 следует, что флоккулы 504 и 507, расположенные над холмами с одной полярностью магнитного поля, не дают повышенного радиоизлучения в нашем диапазоне. Флоккул 502, расположенный над магнитными полями разной полярности, заметен в радиоизлучении на волне 3,5 см. Заметим, что холмы магнитного поля разных полярностей под флоккулом 502 расположены сравнительно далеко друг от друга.

Из рис. 5 видно, что повышенное радиоизлучение в северной полусфере связано со сравнительно сильными холмами магнитного поля разных полярностей. Повышенное радиоизлучение в южной полусфере также можно, хотя и менее уверенно, отождествить с магнитными полями разных знаков.

Рис. 6 показывает, что самое сильное за время наших наблюдений магнитное поле одной полярности в южной полусфере не дает сколько-нибудь заметного радиоизлучения. Заметим, что протяженный холм положительной полярности с полем до 20 Гс не давал заметного радиоизлучения и в последующие дни наблюдений. Флоккул 506, расположенный над магнитными полями разной полярности, дает повышенное радиоизлучение на всех волнах.

Надежное свидетельство в пользу совпадения максимумов радиоизлучения в северной полусфере с группой холмов поля разной полярности дает рис. 7. Там же располагается флоккул 510. Холмы сравнительно сильного магнитного поля одной полярности в южной полусфере заметного радиоизлучения не дают. На S-краю сканов отчетливо заметны максимумы радиоизлучения, совпадающие по положению с холмами магнитного поля разной полярности и флоккулом 506, расположенным над ними.

Из рассмотрения рис. 4—7 можно заметить, что флоккулы, расположенные над магнитными полями с одной полярностью, менее заметны в радиоизлучении по сравнению с флоккулами, расположенными над холмами магнитного поля с разной полярностью. Следует отметить, что все рассмотренные выше флоккулы являются слабыми, нередко находящимися на грани слияния с наиболее яркими узлами хромосферной сетки. Повышенное радиоизлучение преимущественно наблюдается над холмами магнитного поля разной полярности даже в отсутствие флоккулов. Область с наиболее высокими, за время наших наблюдений, значениями магнитного поля одной полярности не давала заметного радиоизлучения, и только в южной части этой области, где имелись холмы магнитного поля разной полярности, постоянно регистрировалось повышенное радиоизлучение.

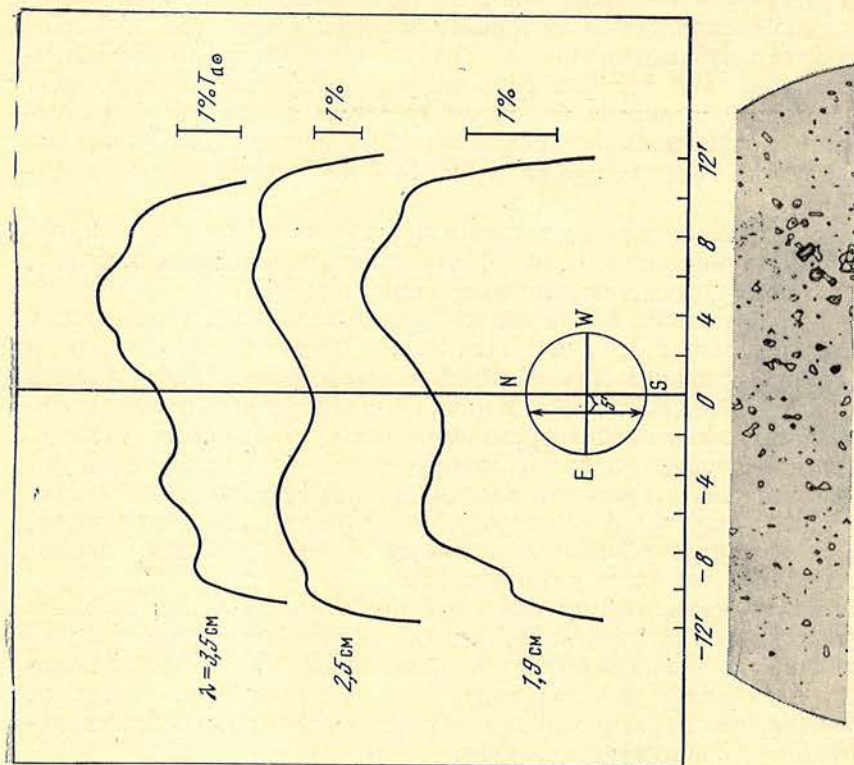


Рис. 4. Копии сглаженных записей сканов Солнца, карта магнитных полей и схематическое изображение флюккулов и холмов магнитного поля в 8<sup>h</sup>13<sup>m</sup> UT 4. XI 1976 г.  
Объяснение в тексте

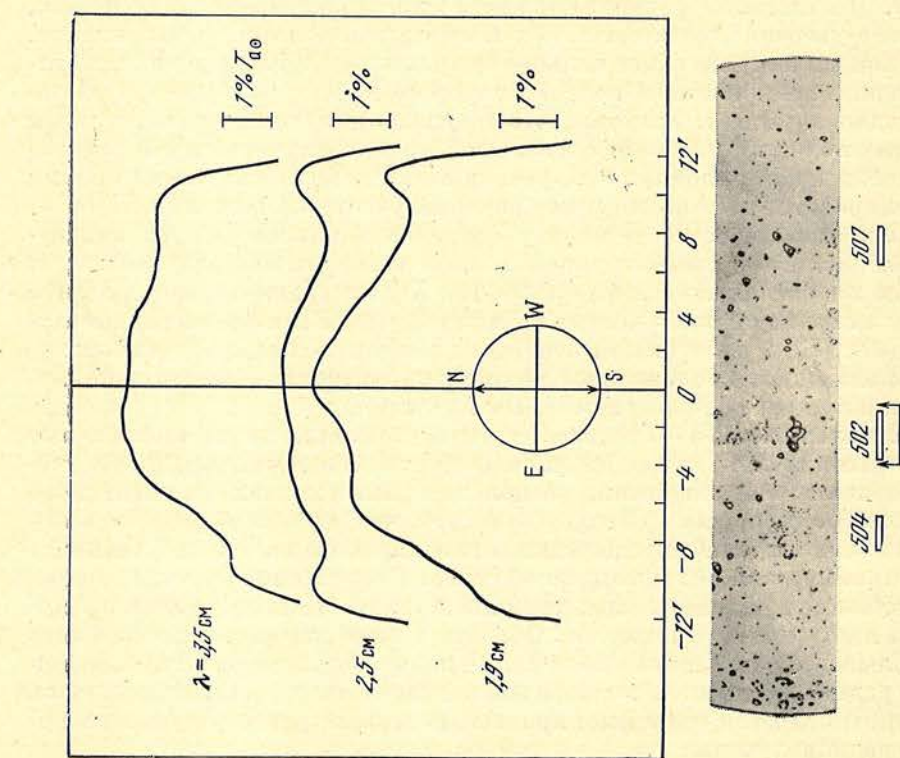


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, в 8<sup>h</sup>03<sup>m</sup> UT 9. XI 1976 г.

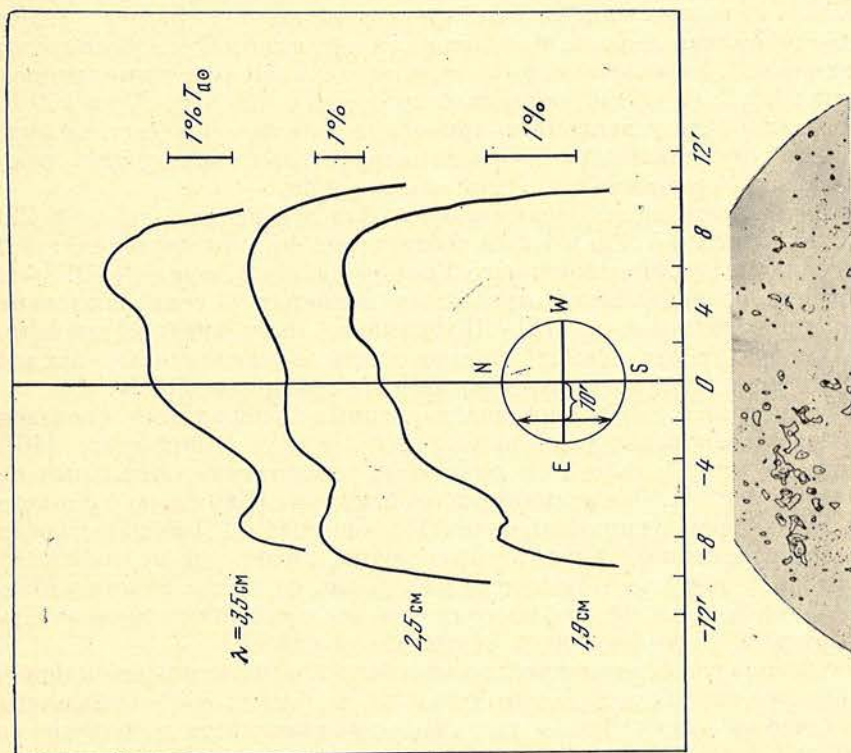


Рис. 6. То же, что и на рис.4, в 8<sup>h</sup>26<sup>m</sup>UT 9.XI 1976 г.

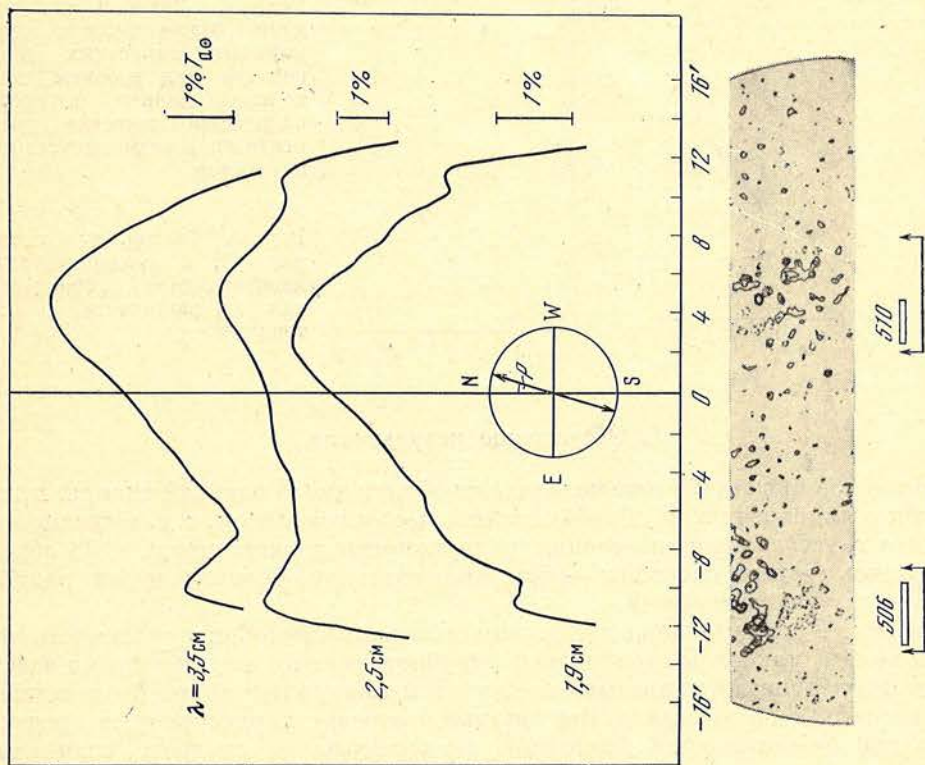


Рис. 7. То же, что и на рис. 4, в 7<sup>h</sup>00<sup>m</sup>UT 11.XI 1976 г.

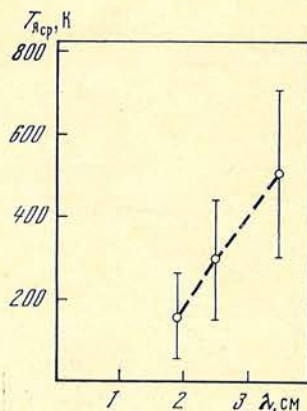
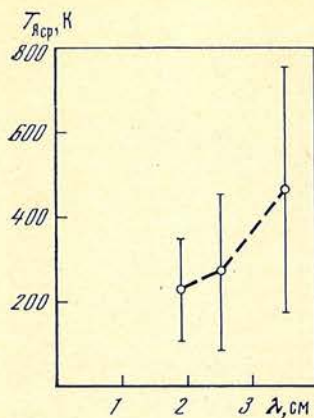


Рис. 8. Зависимость от длины волны среднего превышения яркостных температур над уровнем спокойного Солнца в предположении гауссова распределения радиояркости по источнику

Рис. 9. То же, что и на рис. 8, в предположении произвольного распределения радиояркости по источнику

## 5. Обсуждение результатов

Согласно описанной выше методике из общего числа записей сканов, принятых к рассмотрению, 48 обрабатывались первым способом, т. е. в предположении о гауссовом распределении радиояркости по источнику, а 28 обрабатывались вторым способом — при произвольном распределении радиояркости по радиоисточнику.

На рис. 8 представлена вычисленная первым способом зависимость (от длины волны) яркостных температур радиоисточников, под которыми здесь и далее подразумевается превышение этих температур над яркостными температурами спокойного Солнца. Вертикальные отрезки характеризуют среднеквадратичное отклонение яркостной температуры от среднего значения. Большая величина этих отрезков показывает, что источники были весьма различными. Значения усредненных по всем источникам температур равны: 470; 270 и 230 К на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см соответственно. На рис. 9 приведена аналогичная зависимость, вычисленная вторым способом. Обозначения те же, что и на рис. 8. Усредненные по 28 радиоисточникам яркостные температуры на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см составляют соответственно 510, 300 и 160 К. Из рис. 8 и 9 видно, что усредненные яркостные температуры, вычисленные двумя способами, отличаются друг от друга незначительно, если учесть сравнительно большие среднеквадратичные отклонения.

Усредненная яркостная температура этих областей равна в среднем 490; 280 и 190 К на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см соответственно, что составляет 3,8; 2,6 и 2% от радиоизлучения спокойного Солнца на этих волнах [14]. Указанные значения относительных яркостных температур совпадают с результатами, приведенными в [15]. Полученные нами средние значения яркостных температур для областей повышенного радиоизлучения, связанных с флоккулами и холмами магнитного поля, не превышают 500 К.

Исследования локальных источников, связанных с флоккулами, проведенные на большом пулковском радиотелескопе (БПР) (см., например, [16]), показали, что на волне около 2 см яркостные температуры локальных источников близки к  $10^3$  К. Эти результаты относятся к сравнительно сильным флоккулам, связанным с группами пятен. Приводимые в [16] оценки относятся к той стадии развития флоккула, когда группа пятен еще не появилась или после распада группы. Как отмечалось выше, во время наших наблюдений пятен и пор не было вообще, поэтому есть все основания предполагать, что рассмотренные нами флоккулы существенно слабее.

В [17] изучалась связь повышений радиояркости в миллиметровом диапазоне длин волн с усилением магнитных полей в полярных областях Солнца. Обнаружено, что на волне 13,5 мм увеличение радиояркости в среднем составляет 2000 К и связано с повышенным значением магнитного поля, достигающего в некоторых элементах около 100 Гс. Магнитные поля во время наших наблюдений не превышали 20 Гс, а в большинстве случаев составляли



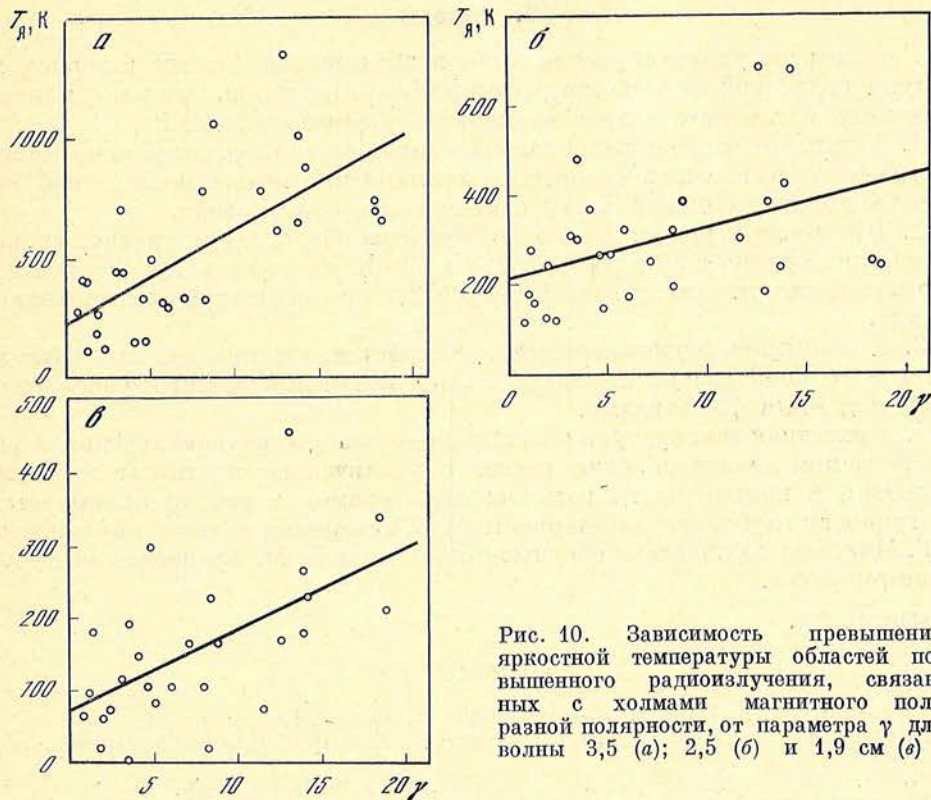


Рис. 10. Зависимость превышения яркостной температуры областей повышенного радиоизлучения, связанных с холмами магнитного поля разной полярности, от параметра  $\gamma$  для волны 3,5 (а); 2,5 (б) и 1,9 см (в)

около 5 Гс. Поэтому можно предположить, что полученные нами более низкие значения яркостных температур областей повышенного радиоизлучения обусловлены более низкими, чем в [17], значениями напряженности в холмах магнитного поля. Таким образом, наши результаты находятся в удовлетворительном согласии с ранее проведенными исследованиями и характеризуют изменения радиояркости слабо возмущенного Солнца, относящиеся к минимуму солнечной активности.

Поскольку нами обнаружена связь повышенного радиоизлучения над участками с холмами магнитного поля разной полярности, представляется целесообразным дать качественную оценку этой связи. На рис. 10, а, б, в дается зависимость яркостной температуры на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см соответственно от параметра  $\gamma$ , выраженного в произвольных единицах

$$\gamma \sim \frac{|\Phi_1 - \Phi_2|}{L^2 P},$$

где  $\Phi_1 = H_1 P_1$  — магнитный поток;  $H_1$  — средняя напряженность магнитного поля на холме одной полярности;  $P_1$  — площадь этого холма. Индекс 2 относится к холму противоположной полярности.  $L$  — расстояние между центрами этих холмов,  $P$  — общая площадь области, по которой производится усреднение яркостной температуры и которая заключает в себе  $P_1$  и  $P_2$ , причем  $P > P_1 + P_2$ . Выражение для  $\gamma$  справедливо только для холмов поля с разной полярностью, для которых  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  имеют разные знаки. Таким образом, параметр  $\gamma$  характеризует величину и компактность магнитного потока через площадку, по которой проводилось усреднение.

В предположении линейной зависимости  $T_{я}$  от  $\gamma$  вида  $y = ax + b$  по методу наименьших квадратов строилась соответствующая прямая. На рис. 10 видно, что на всех волнах яркостная температура в среднем растет с увеличением параметра  $\gamma$ . При  $\gamma$ , стремящемся к нулю, получаем некоторые значения  $T_{я}$  на всех волнах, которые, возможно, относятся к радиоизлучению слабо возмущенного Солнца над «фоновыми» магнитными полями.

## 6. Выводы

Рассмотрено радиоизлучение слабо возмущенного Солнца в период минимума солнечной активности, в отсутствие пятен и пор, при максимальных значениях магнитного поля в холмах, не превышающих 20 Гс.

1. Установлена связь радиоизлучающих областей с флоккулами, которые иногда могут быть очень слабыми, и холмами магнитного поля по наблюдениям в коротковолновой части сантиметрового диапазона.

2. Превышение яркостных температур этих областей над уровнем спокойного Солнца равно в среднем 490; 280 и 190 К на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см соответственно, что составляет 3,8; 2,6 и 2% от радиоизлучения спокойного Солнца.

3. Повышенное радиоизлучение наблюдается, как правило, над холмами магнитного поля разной полярности (определенными выше) и расположенными над ними флоккулами.

4. Яркостная температура областей повышенного радиоизлучения в рассматриваемом диапазоне волн растет с увеличением плотности магнитного потока и компактности расположения холмов с разной полярностью.

Приносим глубокую благодарность А. Б. Северному за внимание к работе, И. Г. Моисееву за полезные обсуждения, а также Е. М. Ерюшевой за оформление рисунков.

Декабрь 1979 г.

## Л и т е р а т у р а

1. Babcock H. W., Babcock H. D.— *Astrophys. J.*, 1955, **121**, N 2, p. 349.
2. Никулин Н. С., Северный А. Б., Степанов В. Е.— *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1958, **19**, с. 3.
3. Северный А. Б.— *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1966, **35**, с. 97.
4. Efanov V., Moiseev I., Severny A.— In: *Structure and development of Solar active regions*. IAU Symp. N 35, Dordrecht-Holland, 1968, p. 588.
5. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Северный А. Б.— *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1975, **53**, с. 121.
6. Гельфрейх Г. Б., Кайдановский М. Н., Кононович Э. В. и др.— *Тезисы докладов*. Иркутск, 1977, с. 5.
7. Zirin N., Hurford G. J., Marsh K. A.— *Astrophys. J.*, 1978, **224**, p. 1043.
8. Цветков Л. И.— *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1974, **50**, с. 189.
9. *Solar-Geophysical Data*, N 389, Part I.
10. Кузьмин А. Д., Саломонович А. Е. *Радиоастрономические методы измерений параметров антенн*. М.: Сов. радио, 1964. 150 с.
11. Цветков Л. И.— *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1977, **57**, с. 189.
12. Фихтенгольц Г. М. *Основы математического анализа*. Т. 1, 2. М.: Гостехиздат, 1956.
13. Железняков В. В. *Радиоизлучение Солнца и планет*. М.: Наука, 1964, с. 90.
14. Бачурин А. Ф., Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И.— *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1974, **50**, с. 180.
15. Яснев Л. В. *Радиоизлучение Солнца*. Сб. 1. Л.: Изд-во ЛГУ, 1969, с. 48.
16. Гельфрейх Г. Б. *Дис. канд. физ.-мат. наук*. Л., 1974, с. 190.
17. Бабин А. Н., Гонасюк С. И., Ефанов В. А. и др.— *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1976, **55**, с. 3.

УДК 529.781

## СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ ТОЧНОГО ВРЕМЕНИ ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЙ ГАММА-КВАНТОВ СФЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В. Г. Шитов, А. А. Степанян

Дано описание системы точного времени, позволяющей регистрировать моменты прихода вспышек черенковского света от  $\gamma$ -квантов с дискретностью  $10^{-6}$  с и обладающей высокой помехоустойчивостью. Применение телевизионного метода сличения шкал времени и записи отклонений частоты опорного генератора от номинальной позволило без использования специализированной аппаратуры приема сигналов точного времени получить высокую точность системы. Погрешность воспроизведения шкалы универсального

координированного времени (TUC) определяется главным образом флюктуациями времени распространения телевизионного сигнала и для данных условий эксплуатации системы не превышает  $\pm 10^{-5}$  с.

EXACT TIME REGISTRATION SYSTEM FOR OBSERVATIONS OF VERY HIGH ENERGY  $\gamma$ -QUANTA, by V. G. Shitov and A. A. Stepanjan.— The description of exact time registration system is presented, which allows to registrate the moments of Cerenkov flashes occurrence with time resolution to  $10^{-6}$  s, and having high stability. The application of TV signal for comparison of time scales and recording the frequency deviations of the reference generator from nominal, permitted to obtain high accuracy system without implication of specialized exact time detectors of reception. The error of reproductivity of the TUC time scale is defined mainly by the time fluctuations of TV signals and does not exceed  $\pm 10^{-5}$  s for the given operation conditions.

Результаты поисков дискретных источников  $\gamma$ -излучения сверхвысоких энергий [1] показывают, что большинство этих источников связано с пульсарами. Поэтому большое значение при наблюдениях объектов такого рода может иметь регистрация точного времени прихода  $\gamma$ -квантов. Поиск дискретных источников  $\gamma$ -квантов сверхвысоких энергий ( $\sim 10^{12}$  эВ) проводится в Крымской астрофизической обсерватории методом регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней, возникающих при попадании в атмосферу заряженных частиц или  $\gamma$ -квантов сверхвысоких энергий. Описание установки дано в [2].

До 1975 г. наблюдения проводились методом сканирования, с 1975 г. начаты наблюдения, в которых ведется регистрация точного времени прихода  $\gamma$ -квантов. Это позволяет выявлять периодическую составляющую  $\gamma$ -излучения. Регистрация периодической составляющей имеет ряд преимуществ.

Во-первых, при этом можно непрерывно держать объект в поле зрения детекторов, что приводит к уменьшению статистической ошибки измерений.

Во-вторых, построение фазовой гистограммы позволяет с большей надежностью обнаруживать поток излучения.

Действительно, предположим, что поток периодического излучения от объекта равен  $n_\gamma$  и весь излучается в  $1/k$  части периода пульсара. При наблюдениях методом сканирования за время  $t$  относительная ошибка измерения будет равна  $\delta = \sqrt{n_p/n_\gamma}$ , где  $n_p$  — скорость счета фона космических лучей. Если же вести непрерывно наблюдения за объектом и затем определить распределение потока по периоду, то относительная ошибка будет равна

$$\delta = \frac{\sqrt{n_p}}{n_\gamma \sqrt{t}} \sqrt{\frac{2}{k}},$$

т. е. в  $\sqrt{k/2}$  раз меньше.

В-третьих, при исследовании распределения моментов прихода  $\gamma$ -квантов по фазе пульсара становятся несущественными небольшие вариации прозрачности со временем.

Вместе с тем регистрация времени прихода  $\gamma$ -квантов имеет свои трудности, заключающиеся в том, что потоки  $\gamma$ -квантов весьма малы. Средняя скорость счета их составляет  $\sim (10^{-2} \div 10^{-3})$  с $^{-1}$ . В то же время средняя скорость счета заряженных частиц космического излучения составляет примерно 1 с $^{-1}$ . Оценочные расчеты показывают, что для достоверного на уровне  $5\sigma$  (стандартных отклонений) обнаружения потоков в  $4 \cdot 10^{-11}$  квантов  $\cdot$  см $^{-2}$  с $^{-1}$  необходимо около 100 ч наблюдений при хороших погодных условиях. Применительно к Крымской астрофизической обсерватории это время можно получить в течение 1—3 месяцев наблюдений в лучшем случае. Применение регистрации времени прихода  $\gamma$ -квантов позволяет уменьшить необходимое время наблюдений до одного месяца.

Таким образом, для временного анализа моментов прихода импульсов необходимо «сшивать» данные наблюдений, разнесенных по времени на десятки и более дней. Это означает, что система регистрации моментов прихода  $\gamma$ -квантов должна обеспечивать абсолютную точность времени 1 мс в течение длительного времени.

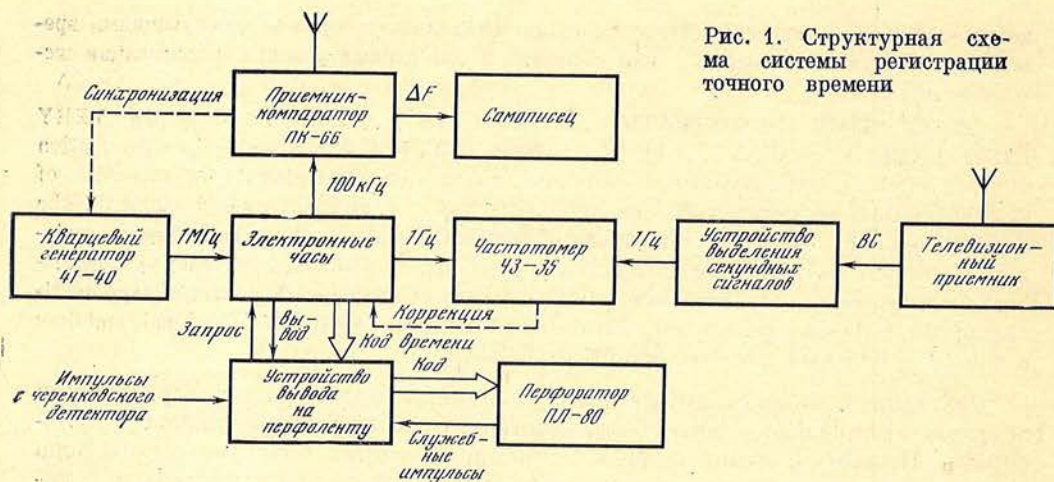


Рис. 1. Структурная схема системы регистрации точного времени

Обычные кварцевые генераторы не могут обеспечить требуемую ( $\sim 10^{-3} - 10^{-10}$ ) стабильность частоты на длительном интервале времени. Кроме того, если бы мы захотели связать моменты прихода  $\gamma$ -квантов с моментами появления импульсов радиоизлучения, необходима привязка к всемирному астрономическому времени.

Для реализации всех перечисленных требований нами была использована система регистрации точного времени с периодическим (или постоянным, если требуется) сличением частоты опорного генератора системы и привязкой к сигналам всемирного координированного времени TUC, передаваемым радиостанцией РБУ и по телевизионной сети.

Структурная схема системы приведена на рис. 1. Опорным генератором системы служит синхронизируемый кварцевый генератор Ч1-40. Его стабильность  $\pm 5 \cdot 10^{-8}$  за месяц.

Выходной сигнал генератора частотой 1 МГц поступает на электронные часы, вырабатывающие код времени с дискретностью  $10^{-6}$  с. Сигнал частотой 100 кГц поступает с часов на приемник-компаратор ПК-66 для сличения с сигналом образцовой частоты.

Приемник-компаратор предназначен для приема сигналов образцовой частоты  $66 \frac{2}{3}$  кГц, преобразования ее в частоту 200 кГц для удобства сличения, приема сигналов точного времени TUC и поправок к TUC, передаваемых радиостанцией РБУ Государственной службы частот и времени СССР. Поправка передается в начале каждого часа и состоит из  $DTU1 + dTU1 = TU1 - TUC$ , где  $TU1$  — всемирное астрономическое время;  $TUC$  — всемирное координированное время;  $DTU1$  — разность, кратная 0,2 с;  $dTU1$  — разность, кратная 0,02 с.

Отклонение  $\Delta F$  частоты 100 кГц (а значит, и частоты генератора Ч1-40) от номинальной наблюдается визуально на индикаторе приемника и документируется на ленте самописца. Кроме того, сигнал разностной частоты сличаемых сигналов может использоваться для автоматической подстройки генератора Ч1-40 (штриховая линия «Синхронизация» на рис. 1). Однако при этом следует иметь в виду, что радиостанция РБУ работает с перерывами [3].

Частотомер ЧЗ-35 предназначен для измерения разности между моментом поступления секундных сигналов с часов и устройства выделения секундных сигналов из телевизионного сигнала (ВС), принимаемого телевизионным приемником. Частотомер позволяет производить измерения разности с дискретностью  $10^{-7}$  с. Измеренная разность шкал времени служит для расчета коррекции шкалы времени часов с учетом времени распространения сигнала от пункта передачи до пункта приема. Необходимая коррекция может быть внесена с помощью наборного поля переключателей с дискретностью  $10^{-6}$  с. Погрешность совмещения шкалы времени часов со шкалой Государственной службы времени определяется в основном погрешностью определения времени распространения сигнала от телецентра в Москве до пункта приема сигналов.

Регистрация времени приема  $\gamma$ -квантов осуществляется следующим образом. Импульсы детектора  $\gamma$ -квантов поступают на устройство вывода на перфоленту, которое при поступлении каждого импульса формирует команду «Запрос», поступающую на часы. По этой команде с часов снимается код времени, сопровождаемый командой «Вывод». Обмен командами необходим для того, чтобы код времени снимался с часов в моменты отсутствия переходных процессов в счетчиках часов. Записанный в запоминающем устройстве (ЗУ) блока вывода на перфоленту код времени по байтам перфорируется. Для увеличения достоверности перфорация производится с формированием контроля на четность. ЗУ служит для уменьшения числа просчетов при регистрации статистически распределенных во времени импульсов от  $\gamma$ -квантов, поскольку перфорация кода времени происходит сравнительно медленно.

Для длительного хранения точного времени в системе предусмотрен автоматический переход на питание генератора Ч1-40 и электронных часов от аккумуляторной батареи в случае пропадания сетевого напряжения.

В состав системы входят приборы как серийные, так и специально разработанные для данной системы. Серийные приборы: генератор кварцевый синхронизируемый Ч1-40; приемник-компаратор ПК-66; самописец; частотомер ЧЗ-35; телевизионный приемник; перфоратор ленточный ПЛ-80. Специальные приборы: электронные часы; устройство выделения секундных сигналов, устройство вывода на перфоленту. Последнее устройство не имеет каких-либо принципиальных особенностей, устройства подобного рода достаточно широко известны. Поэтому рассмотрим подробнее состав и работу электронных часов и устройства выделения секундных сигналов.

### 1. Электронные часы

Электронные часы состоят из двух блоков: блока коррекции и блока собственно часов и предназначены для выработки кода десятков и единиц часов, десятков и единиц минут и т. д. до единиц микросекунд, всего 12 десятичных разрядов или 44 двоично-десятичных разрядов.

Блок коррекции предназначен для выработки трех шкал времени (одна основная и две вспомогательных), кода времени в диапазоне 1 с с дискретностью  $10^{-6}$  с, осуществления синхронизации и коррекции хода часов в пределах секунды, а также формирования фазированной команды «Вывод» по команде «Запрос».

Рассмотрим работу блока коррекции по упрощенной функциональной схеме (рис. 2). Синусоидальный сигнал частотой 1 МГц поступает от генератора Ч1-40 на формирователь Ф, который вырабатывает импульсы с уровнями ТТЛ, как как часы собраны на ТТЛ-микросхемах. Импульсы частотой 1 МГц поступают на элемент запрета Д1, который пропускает их при наличии соответствующих потенциалов на остальных входах элемента. Импульсы с выхода Д1 поступают на декадные счетчики, с которых снимается код времени в двоично-десятичном представлении. На выходе шестой декады получается частота 1 Гц, которая является основной шкалой времени (I). Этот сигнал через элемент запрета Д2 поступает на блок часов.

Вспомогательные (задержанные) шкалы времени (II и III) вырабатываются следующим образом. При нажатии любой из клавиш «Задержка» (0, 1, 2, . . . , 9) через элемент объединения запускается одновибратор ОВ, вырабатывающий импульс «Запись» кода цифры (клавиши) в регистры задержек. Код цифры вырабатывается шифратором и по магистрали поступает параллельно на все регистры. Однако запись произойдет только в тот регистр, который подключен к шине «Запись» через соответствующий переключатель S1—S6. Коды, записанные в регистры задержек, подаются подекадно на управляемые кодом схемы задержек (УСЗ), а также через дешифраторы Дш на индикацию. Каждая схема задержки сравнивает записанный в регистр код декадной задержки с развертываемым во времени кодом декадного счетчика и в момент их равенства вырабатывает сигнал «Лог. 1». Таким образом, на выходе схемы задержки получают импульсы длительностью, равной периоду входного сигнала соответствующей декады, и периодом следования,

Всё времени 24 разряда

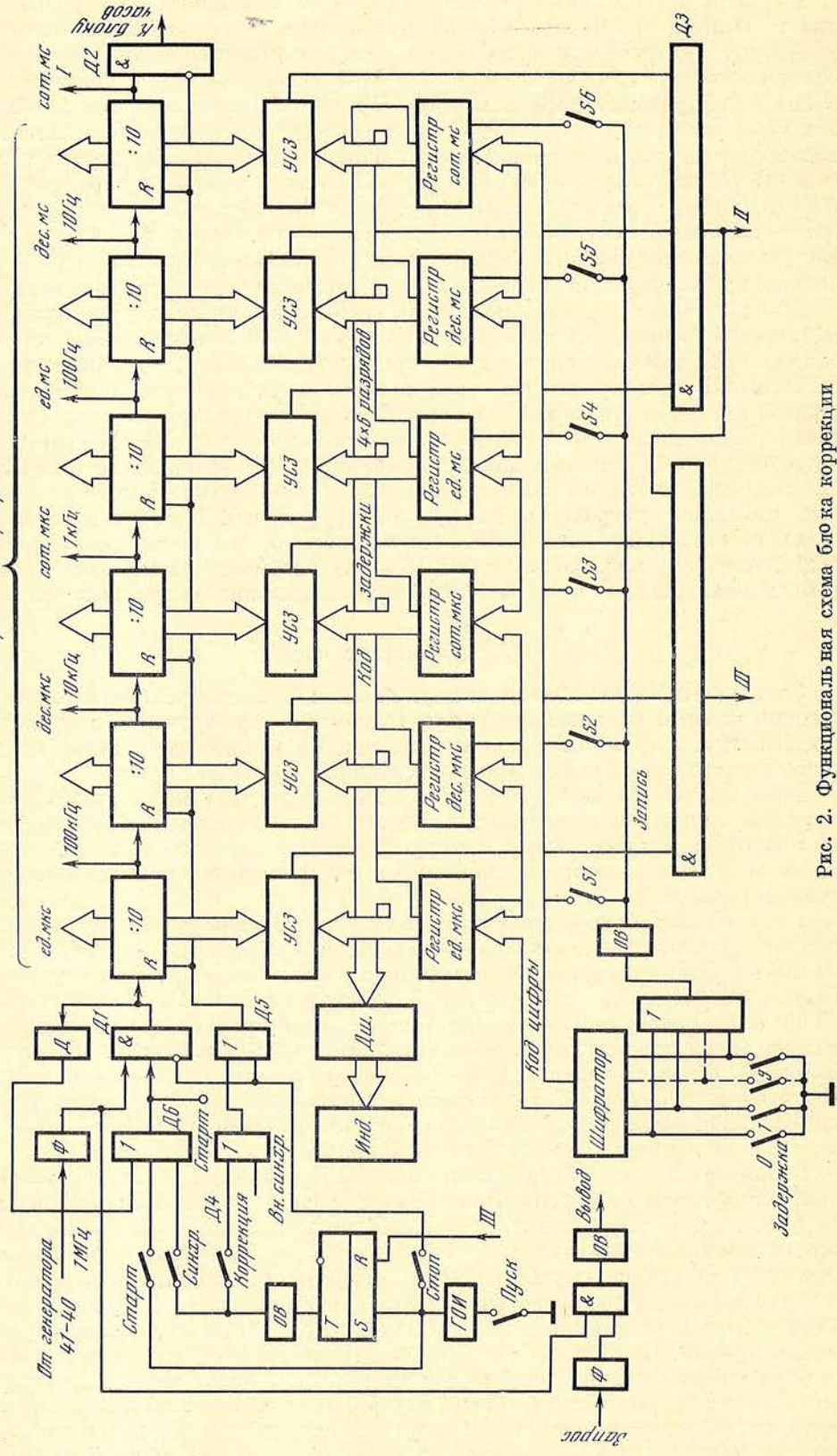


Рис. 2. Функциональная схема блока коррекции

равным периоду выходного сигнала этой же декады. Сигналы с трех «старших» схем задержек подаются на схему совпадений  $D3$ , на выходе которой образуются импульсы частотой 1 Гц и длительностью  $10^{-3}$  с, составляющие шкалу времени  $II$ . Шкала времени  $II$  может быть задержана относительно шкалы  $I$  в диапазоне (0 — 999) мс с дискретностью 1 мс.

Аналогично сигналы с трех «младших» схем задержек совместно с сигналом  $II$  шкалы образуют шкалу времени  $III$  с диапазоном задержек (0—999999) мкс и дискретностью 1 мкс. Шкала  $II$  используется для грубого, а шкала  $III$  — для точного сличения шкал времени осциллографическим методом [4].

Коррекция шкал производится следующим образом. С помощью переключателей «Задержка» и  $S1 - S6$  последовательно набирается нужное время коррекции (6 цифр). При этом имеется в виду, что в блоке часов с точностью до 1 с время откорректировано, например, по сигналам радиостанции РБУ. Импульсы  $III$  шкалы, задержанные относительно импульсов  $I$  шкалы на набранное число микросекунд, поступают на вход  $R$  триггера коррекции  $T$ ; при этом на выходе его устанавливается потенциал «Лог. 0». Переключатель «Коррекция» замкнут. При нажатии клавиши «Пуск» генератор одиночного импульса ( $ГОИ$ ) вырабатывает импульс, устанавливающий триггер коррекции в состояние «Лог. 1». При поступлении очередного импульса  $III$  шкалы перепад триггера из «1» в «0» запускает одновибратор  $ОВ$ . Импульс одновибратора через замкнутые контакты переключателя «Коррекция» и элементы  $D4,5$  устанавливает все декадные счетчики в нуль и для исключения сбоя блокирует на время переходных процессов прохождение импульсов  $I$  шкалы через элемент  $D2$  на блок часов. Таким образом, коррекция внесена, импульсы шкалы  $I$  задержатся на требуемое время.  $I$  шкала времени может быть также синхронизована любым внешним импульсом, поданным на контакт «Вн. синхр.».

Запуск часов осуществляется при замкнутом переключателе «Старт» нажатием клавиши «Пуск». При этом выработанный  $ГОИ$  импульс через элемент объединения  $D6$  разрешает прохождение нескольких импульсов частотой 1 МГц через элемент  $D1$ . За время действия импульса  $ГОИ$  конденсатор детектора  $D$  заряжается от импульсов 1 МГц с выхода  $D1$  до потенциала «Лог. 1». Этот потенциал через элемент  $D6$  разрешает дальнейшее прохождение импульсов 1 МГц после окончания импульса  $ГОИ$ , т. е. схема самоблокируется. Такой способ запуска применен с целью предотвращения сбоя хода часов. Например, после кратковременного пропадания питания или сигнала 1 МГц часы остановятся и самопуск не произойдет.

Переключатель «Синхр.» предназначен для синхронизации от данных часов внешних приборов, например вторичных часов. При замкнутых контактах этого переключателя и нажатии клавиши «Пуск» на гнезде «Старт» появится импульс синхронизации, выработанный аналогично импульсу установки нуля счетчиков в режиме «Коррекция».

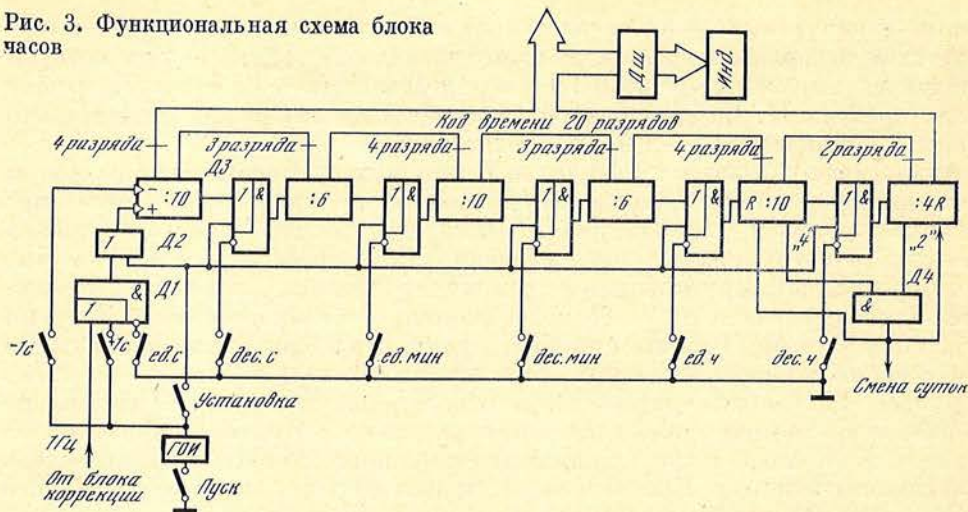
Останов часов осуществляется при замкнутых контактах переключателя «Стоп» нажатием клавиши «Пуск». Импульс  $ГОИ$  через замкнутые контакты переключателя «Стоп» запрещает прохождение импульсов 1 МГц через элемент  $D1$ . Конденсатор детектора  $D$  за время импульса  $ГОИ$  разряжается до потенциала «Лог. 0». Этот потенциал после окончания импульса  $ГОИ$  через элемент объединения  $D6$  запрещает прохождение импульсов 1 МГц через элемент  $D1$  на декадные счетчики. Одновременно импульс  $ГОИ$  через элемент  $D5$  устанавливает декады в нуль.

Команда «Запрос» в виде импульса длительностью не менее 1 мкс поступает на формирователь, выходной импульс которого совпадает хотя бы с одним из импульсов частот 1 МГц. В момент совпадения запускается одновибратор, вырабатывающий команду «Вывод». Это гарантирует отсутствие сбоя из-за переходных процессов в декадных счетчиках.

Блок часов предназначен для выработки кода времени в диапазоне (0—24) ч с дискретностью 1 с. Рассмотрим работу блока по схеме рис. 3.

Импульсы частоты 1 Гц ( $I$  шкала времени), поступающие из блока коррекции, через элементы  $D1,2$  подаются на суммирующий вход реверсивного счетчика единиц секунд. Выход счетчика через элемент  $D3$  подключен к счетчику

Рис. 3. Функциональная схема блока часов



десятков секунд. Аналогично соединены между собой остальные счетчики. Схема совпадений Д4 организует сигнал «Смена суток» при наборе в счетчике 24 ч (сигнал «2» со счетчика десятков часов и сигнал «4» со счетчика единиц часов). Выходы всех счетчиков образуют 20-разрядный двоично-десятичный код времени, который может сниматься на внешние устройства, а также через схемы дешифраторов Дш индицируется на табло из светодиодных индикаторов (Инд). Показания часов могут корректироваться на целое число секунд в сторону опережения и запаздывания. Это достигается применением реверсивного счетчика для счета единиц секунд и включением соответствующего переключателя «+1 сек» или «-1 сек».

Установка времени перед запуском часов производится поразрядно. Для этого служат переключатель «Установка» и разрядные переключатели от «ед. сек» до «дес. час». При каждом нажатии клавиши «Пуск» импульсы с ГОИ будут проходить через открытый соответствующим разрядным переключателем элемент в счетчик до набора нужного числа.

Электронные часы выполнены с применением интегральных микросхем среднего уровня интеграции (СИС) и содержат 146 микросхем, установленных на 16 печатных платах, которые размещены в двух блоках БЧ-13 системы типовых конструкций «Вишня». Габариты без источника питания 320 × 160 × 300.

## 2. Устройство выделения секундных сигналов из телевизионного сигнала

В отличие от разнообразных методов приема сигналов точного времени телевизионный прием крайне прост как с точки зрения аппаратуры, так как вся она, кроме устройства выделения, серийная, так и с точки зрения методики приема (не требуется специальных навыков). При всем этом телевизионный прием обеспечивает наивысшую точность. Недостатком телевизионного приема следует считать то обстоятельство, что передача сигналов времени производится только 1—2 раза в сутки, а также кратковременность появления секундной марки при телевизионных передачах.

Передача телевизионных сигналов точного времени производится Общесоюзной радиотелевизионной станцией в Москве по первой программе. Эти сигналы передаются в интервале шестой строки каждого кадра (нечетного поля) во время передачи циферблата часов (например, перед программой «Время»). Они представляют собой прямоугольные импульсы длительностью 2 мкс с частотой 25 Гц. Импульсы, совпадающие с началом секунды, удлиняются до 15 мкс. Амплитуда 20% от размаха полного телевизионного сигнала [4]. При передаче секундных импульсов моменты выхода их с антенны передатчика в Москве совмещаются с моментами выхода секундных импульсов часов Государственного эталона времени и частоты.



Для привязки шкалы времени часов необходимо учитывать время прохождения сигналов от передатчика в Москве до пункта приема. Расхождение местной шкалы времени со шкалой Государственного эталона складывается из нескольких составляющих:  $\Delta T = t_{\text{изм}} - (t_1 + t_2) - t_3 - t_4 \pm \delta$ , где  $t_{\text{изм}}$  — измеренный в пункте приема временной интервал между секундным импульсом местных часов и секундным импульсом, выделенным из телевизионного сигнала;  $t_1$  — время распространения сигналов по кабельным и радиорелейным линиям от передатчика в Москве до местного телецентра (ретранслятора);  $t_2$  — время распространения сигналов от антенны местного телецентра до антенны приемника;  $t_3$  — время задержки сигнала в приемнике;  $t_4$  — время задержки сигнала в устройстве выделения секундного импульса;  $\delta$  — погрешность установки момента выхода сигналов с антенны телевизионного передатчика в Москве. Основная погрешность определения  $\Delta T$  связана с погрешностью определения  $(t_1 + t_2)$ , так как эти слагаемые имеют наибольшую величину. Значения  $(t_1 + t_2)$  сообщаются соответствующими службами по запросу потребителей. Остальные слагаемые легко могут быть определены, величина же  $\delta$  существенно меньше других ошибок.

Задача выделения секундного импульса сводится к выделению из полного телевизионного сигнала интервала шестой строки и селекции импульсов, находящихся в этом интервале, по длительности. На рис. 4 представлена функциональная схема устройства для реализации этой задачи, а на рис. 5 эюры сигналов в схеме.

Полный видеосигнал ( $BC$ ) снимается с видеодетектора телевизионного приемника и поступает на согласующее устройство ( $CK$ ), задача которого состоит в нормировании амплитуды  $BC$  для нормальной работы последующих каскадов. Нормированный  $BC$  (рис. 5, 1) поступает на амплитудный селектор  $AC$ , выделяющий синхросмесь. Синхросмесь поступает на первый вход схемы совпадений  $Д1$  непосредственно и через линию задержки на 6 мкс на второй вход схемы (рис. 5, 2). Время задержки (6 мкс) выбрано несколько больше длительности строчных синхроимпульсов (4,5 — 4,9 мкс), поэтому на выходе счеты  $Д1$  выделяется только кадровый синхроимпульс с врезками (рис. 5, 3), от начала которого производится отсчет строк. Такой способ выделения кадрового синхроимпульса обладает высокой помехоустойчивостью [5].

Началом кадрового синхроимпульса триггер-селектор  $T$  устанавливается в состояние «Лог. 1» (рис. 5, 4) и открывает схему совпадений  $Д2$ . Таким образом, на вход счетчика  $CT$  начинают поступать импульсы синхросмеси (рис. 5, 5). В качестве счетчика удобно применить микросхему 155ИЕ4. Диаграммы (рис. 5, 6—9) показывают состояния триггеров счетчика при счете импульсов синхросмеси. На выходе схемы совпадений  $Д3$  дешифрируется импульс, совпадающий с шестой строкой кадра — строб (рис. 5, 10). От среза строба запускается одновибратор  $OB$ , импульс которого (рис. 5, 11) устанавливает триггер-селектор в состояние «Лог. 0» и тем самым закрывает элемент  $Д2$ , пропускающий синхросмесь к счетчику. На этом цикл работы счетчика в данном поле заканчивается.

Видеосигнал с согласующего устройства через развязывающий усилитель ( $У$ ) поступает на цепь фиксации уровня. Схема фиксации управляется задержанным синхросигналом (рис. 5, 2) и служит для устранения мешающего действия передаваемого сюжета на выделение импульсов точного времени (черные стрелки — белый циферблат и наоборот). Фиксированный на уровне черного  $BC$  поступает на усилитель-ограничитель ( $УО$ ) для нормирования по амплитуде импульсов точного времени. Выходной сигнал усилителя-ограничителя стробируется на элементе  $Д4$  стробом шестой строки. На выходе элемента  $Д4$  получаем только сигналы точного времени (рис. 5, 12). Выделение секундного сигнала из простых импульсов длительностью 2 мкс решается следующим образом. Импульс точного времени длительностью 2 или 15 мкс запускает одновибратор  $OB$ , вырабатывающий импульс запрета длительностью  $\sim 6,5$  мкс (рис. 5, 13). Этот импульс запрещает прохождение сигналов точного времени длительностью 2 мкс, однако секундные импульсы длительностью 15 мкс запрещаются частично и на выходе элемента  $Д5$  появляется остаток от секундных импульсов длительностью  $15 - 6,5 = 8,5$  мкс (рис. 5, 14).

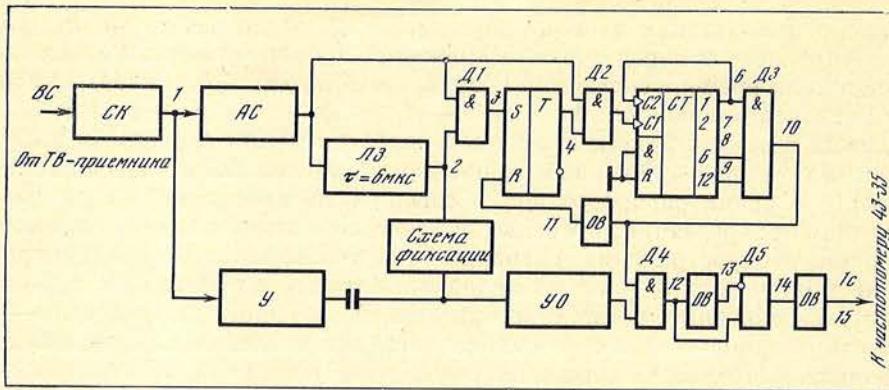


Рис. 4. Функциональная схема устройства выделения секундных сигналов

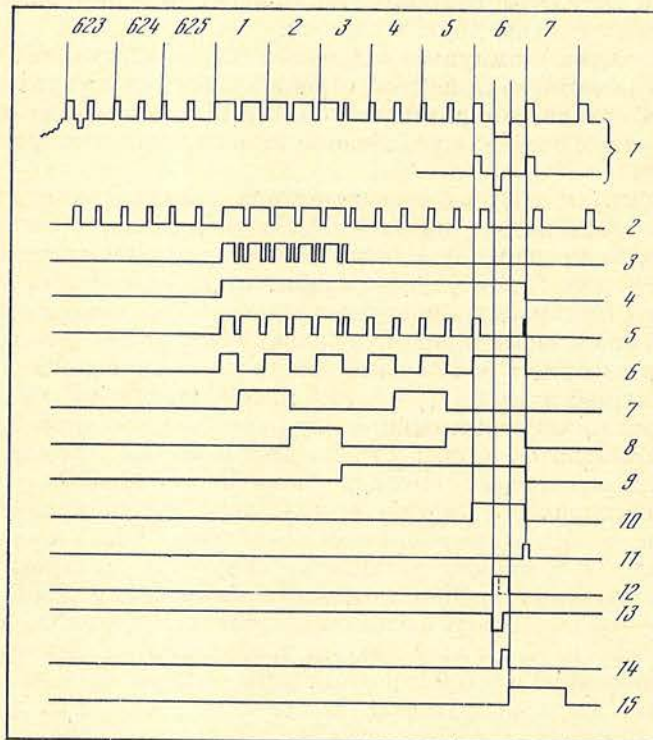


Рис. 5. Временная диаграмма работы устройства выделения секундных сигналов

Срезом выходного сигнала  $Д5$  запускается одновибратор, вырабатывающий импульс (рис. 5, 15), фронт которого совпадает со срезом секундного импульса. Импульс одновибратора используется для измерений в качестве сигнала точного времени, при этом в качестве  $t_b$  при расчете рассогласования шкал  $\Delta t$  следует подставить 15 мкс.

Предлагаемая схема обладает следующими преимуществами перед известной схемой [6]: во-первых, более точное и надежное выделение начала кадрового синхроимпульса с помощью линии задержки вместо обычно применяемого интегрирования; во-вторых, установка строка в интервале шестой строки не подвержена дестабилизирующим температурным и временным воздействиям, так как осуществляется дискретным методом (счет импульсов), а не задержкой от начала кадрового синхроимпульса на ждущих мультивибраторах, как это сделано в [6]; в-третьих, применение управляемой схемы фиксации уровня увеличивает помехоустойчивость схемы в целом и устраня-

ет влияние передаваемого сюжета и уровня *BC* на надежность выделения сигналов точного времени.

Схема проста в изготовлении и не требует обслуживания при эксплуатации.

### Заключение

Рассмотренная система точного времени, позволяющая регистрировать моменты прихода  $\gamma$ -квантов с дискретностью  $\pm 10^{-6}$  с, показала при испытаниях высокую помехоустойчивость и надежность в работе. Наблюдения с помощью этой системы ряда астрофизических объектов производятся в КАО с 1975 г.

Телевизионный метод сличения шкал времени позволяет без применения специализированной аппаратуры приема сигналов точного времени хранить шкалу времени с высокой точностью. Основываясь на трехлетнем опыте эксплуатации системы регистрации точного времени, можно утверждать, что данная система обеспечивает точность шкалы времени не хуже  $\pm 10^{-6}$  с, однако погрешность воспроизведения шкалы всемирного координированного времени ГИС достигает величины  $\pm 10^{-5}$  с, что определяется флюктуациями времени распространения телевизионного сигнала от Москвы до Крымской астрофизической обсерватории.

Рассмотренная система регистрации точного времени является первой попыткой создания в обсерватории службы точного времени и может найти применение в различных астрофизических экспериментах, требующих точной регистрации моментов событий. Предусмотрено также использование этой системы для выработки сигналов управления азимутальными монтировками  $\gamma$ -телескопа ГТ-48 в различных режимах.

Декабрь 1979 г.

### Литература

1. Степанян А. А., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Фомин В. П. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, с. 29.
2. Степанян А. А., Владимирский Б. М., Павлов И. В., Фомин В. П. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 43, с. 42.
3. Расписание передач сигналов точного времени и образцовых частот на 1977 г. М.: Изд-во стандартов, 1976.
4. Бакулин П. И., Блинов Н. С. Служба точного времени. М.: Наука, 1977.
5. Телевидение/Изд. 3-е, перераб. и доп., под ред. П. В. Шмакова. М.: Связь, 1970.
6. Штирберг Л. С., Курбасов В. В. Система регистрации точного времени для лазерной локации ИСЗ на Симеизской станции. — Науч. информ., 1976, вып. 38.

УДК 621.531.6

## ВЫБОР АСТАТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЯ ПОСТОЯННОГО ТОКА ДЛЯ АЗИМУТАЛЬНЫХ МОНТИРОВОК ГАММА-ТЕЛЕСКОПА

В. Г. Шитов

Приведены результаты разработки и исследования различных дискретных систем электропривода с целью поиска оптимальной структуры системы регулирования скорости в широком диапазоне для автоматизированного управления азимутальными монтировками гамма-телескопа. Испытания макетов показали, что только астатическая цифровая система с широтно-импульсной модуляцией обеспечивает диапазон регулирования больше 1000 при удовлетворительном качестве переходного процесса.

THE CHOICE OF ASTATIC SYSTEMS TO CONTROL THE ROTATIONAL VELOCITY OF DIRECT-CURRENT MOTOR FOR ALTAZIMUTH MOUNTINGS OF  $\gamma$ -TELESCOPE, by V. G. Shitov. — The article presents the results of design and test of different

quantified systems of electric drive to choose the optimal design for velocity control over the wide range, and to apply it for automatic electric drive of altazimuth mountings of  $\gamma$ -telescopes. The test of the models showed that only the astatic digital system with pulse duration modulation secures the modulation range  $> 1000$  at satisfactory quality of a transit process.

В последнее время в технике измерений и автоматического регулирования все большее признание получает частотный метод измерения электрических и неэлектрических величин. Интенсивное развитие частотных датчиков обусловлено рядом обстоятельств, главными из которых являются следующие [1].

1. Совмещение простоты, свойственной аналоговым устройствам, с точностью и помехоустойчивостью, характерными для датчиков с кодовым выходом.
2. Удобство связи датчика с удаленной отсчетной частью.
3. Создание опорной величины в виде стабильной частоты представляет более простую задачу, чем создание образцовой меры, например электрического напряжения.
4. Удобство коммутации датчиков в многоканальных системах без потери точности.
5. Точное интегрирование во времени сигнала частотного датчика на суммирующем счетчике.

Ниже рассмотрены дискретные системы автоматического регулирования скорости вращения вала электродвигателя постоянного тока с применением частотного датчика скорости. Сравнительный анализ параметров этих систем позволяет сделать выбор оптимальной структуры системы регулирования скорости в широком диапазоне для автоматизированного электропривода азимутальных монтировок гамма-телескопа.

Как правило, точность системы автоматического регулирования вообще ограничивается погрешностями датчика регулируемой величины. Исключение представляет частотный датчик скорости вращения, который легко выполняется без установившейся погрешности.

В качестве датчика можно использовать многополюсный сельсин, который при возбуждении частотой  $f_0$  вырабатывает сигнал частоты  $f_n = f_0 \pm p_c \omega / 2\pi$ , где  $p_c$  — число пар полюсов. Датчик с большой крутизной можно построить, используя фотоэлектрический принцип. Применение полупроводниковых излучателей и фотоприемников в датчике позволяет сделать его надежным и малогабаритным.

Сравнение частотных сигналов можно выполнить различными известными способами, однако особый интерес представляет сравнение двух последовательностей импульсов по фазе. Регистрация фазового сдвига эквивалентна введению в систему идеального интегратора. В простейшем случае сравнение фаз двух сигналов можно произвести на устройстве с двумя устойчивыми точками (фазовом компараторе). Двухпозиционные системы работают в режиме автоколебаний и характеризуются большой статической точностью и очень хорошей динамикой. Так как режим автоколебаний является для данного типа систем рабочим, следует стремиться к тому, чтобы частота собственных колебаний была по возможности большей, а амплитуда — по возможности меньшей. Частота и амплитуда колебаний в значительной степени зависят от характеристики используемого фазового компаратора (ФК).

Обобщенная структурная схема регулирования скорости вращения вала электродвигателя постоянного тока представлена на рис. 1. Она состоит из кварцевого генератора  $KГ$ , управляемых делителей  $Д1$  и  $Д2$ , схемы антисовпадений  $САС$ , фазового компаратора  $ФК$ , усилителя мощности  $УМ$ , электродвигателя  $ЭД$ , частотного датчика скорости  $ДС$ .

Схема антисовпадений  $САС$  запрещает импульсы задающей и обрабатываемой частот, когда временно расстояние между этими импульсами  $\Delta t$  меньше наперед заданной величины. В этом случае схема вырабатывает импульс  $f_{доп}$  (пунктир на рис. 1) [2].

Фазовый компаратор  $ФК$  выдает сигнал для включения или выключения двигателя в зависимости от знака фазовой разности  $\Delta\varphi$  между частотами  $f_0$  и  $f_n$ . Этот сигнал усиливается импульсным усилителем мощности  $УМ$ .

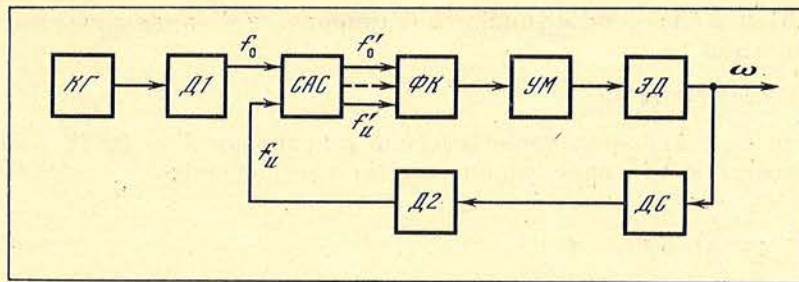


Рис. 1. Дискретная система регулирования скорости

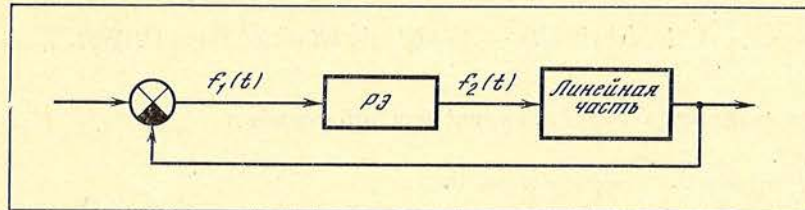


Рис. 2. Схема релейной системы

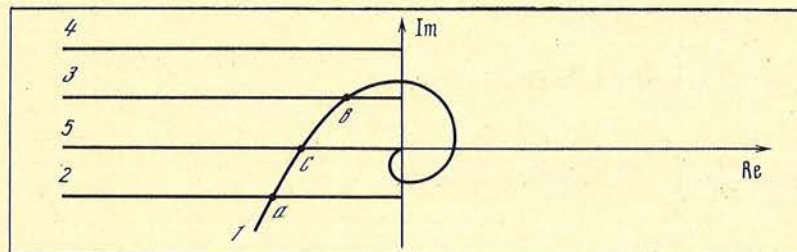


Рис. 3. Определение с помощью годографов параметров автоколебаний

Двигатель и датчик играют здесь такую же роль, как фильтр нижних частот и управляемый напряжением генератор в обычных системах ФАПЧ.

В установленном режиме двигатель выходит на заданную скорость  $\omega = 2\pi f_r N_2 / z N_1$ , где  $f_r$  — частота кварцевого генератора,  $z$  — число импульсов, вырабатываемое датчиком за оборот,  $N_1$ ,  $N_2$  — коэффициенты деления управляемых делителей Д1 и Д2 соответственно. Скорость  $\omega$  устанавливается дискретно изменением  $N_1$  и  $N_2$ .

Фазовый компаратор в системе регулирования скорости подобен релейному элементу в релейных системах. Поэтому для отыскания амплитуды и частоты автоколебаний можно воспользоваться методом гармонической линеаризации [3]. Суть метода заключается в отыскании периодического решения на входе релейного элемента (РЭ), разложении сигнала на выходе РЭ в ряд и его замене первой гармоникой. Такая замена справедлива, если линейная часть системы является фильтром нижних частот, хорошо подавляющим колебания высших частот.

Рассмотрим эквивалентную структурную схему системы (рис. 2). Пусть на входе РЭ имеем синусоидальный сигнал с амплитудой  $A$  и частотой  $\Omega$ :

$$f_1(t) = A \sin \Omega t. \quad (1)$$

Неизвестный сигнал на выходе РЭ обозначим

$$f_2(t) = \Phi(A \sin \Omega t). \quad (2)$$

Заменяем его приближенным значением, которое запишем следующим образом:

$$f_3(t) = A [a(A) \sin \Omega t + b(A) \cos \Omega t], \quad (3)$$

где  $a(A)$  и  $b(A)$  — коэффициенты гармонической линеаризации. Ошибка линеаризации

$$\sigma(t) = f_2(t) - f_3(t). \quad (4)$$

Функция  $\sigma(t)$  является периодической с периодом  $T = 2\pi/\Omega$ , а ее среднеквадратическое значение удовлетворяет соотношению

$$\sigma_m^2 = \frac{1}{T} \int_0^T \sigma^2(t) dt. \quad (5)$$

Подставим (2), (3) и (4) в (5):

$$\sigma_m^2 = \frac{\Omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\Omega} \{\Phi(A \sin \Omega t) - A[a(A) \sin \Omega t + b(A) \cos \Omega t]\}^2 dt. \quad (6)$$

Условия минимума среднеквадратической ошибки

$$\frac{\partial \sigma_m^2}{\partial [Aa(A)]} = 0, \quad \frac{\partial \sigma_m^2}{\partial [Ab(A)]} = 0. \quad (7)$$

Подставив в (7) выражение (6) и произведя преобразования, найдем коэффициенты гармонической линеаризации, удовлетворяющие минимальной ошибке аппроксимации:

$$a(A) = \frac{\Omega}{\pi A} \int_0^{2\pi/\Omega} \Phi(A \sin \Omega t) \sin \Omega t dt,$$

$$b(A) = \frac{\Omega}{\pi A} \int_0^{2\pi/\Omega} \Phi(A \sin \Omega t) \cos \Omega t dt. \quad (8)$$

Выражения (8) не что иное, как первые коэффициенты ряда Фурье, которые можно найти, задавшись характеристикой  $P\mathcal{E} : \Phi(A \sin \Omega t)$ .

По аналогии с передаточными функциями линейных звеньев будем считать передаточной функцией  $P\mathcal{E}$  [3]

$$J(A) = a(A) + jb(A) = Q(A) e^{j\mu(A)}, \quad (9)$$

где  $Q(A) = \sqrt{a^2(A) + b^2(A)}$  — модуль передаточной функции  $P\mathcal{E}$  (амплитудная характеристика),  $\mu(A) = \arctg(b(A)/a(A))$  — фазовая характеристика  $P\mathcal{E}$ .

Допустим, что передаточная функция линейной части есть

$$W(j\omega) = U(\omega) + jV(\omega) = H(\omega) e^{j\varphi(\omega)}.$$

Характеристическое уравнение замкнутой системы при нулевом входном сигнале

$$1 + W(j\omega) J(A) = 0, \quad (10)$$

а так как система работает в режиме автоколебаний, то условие автоколебаний запишем как

$$W(j\omega) J(A) = -1, \quad (11)$$

или

$$H(\omega) Q(A) = 1, \quad \varphi(\omega) + \mu(A) = \pm \pi. \quad (12)$$

Решая (12) с учетом (2), (8) и (9), найдем амплитуду и частоту автоколебаний.

Решение можно получить и графическим путем, записав (11) как

$$W(j\omega) = -1/J(A) \quad (13)$$

и построив на комплексной плоскости левую и правую части выражения (13). Точка пересечения кривой  $1 [W(j\omega)]$  с прямой линией, например  $2 [-1/J(A)]$  определяет частоту и амплитуду автоколебаний (рис. 3)

Рассмотрим практические схемы фазовых компараторов.

### Фазовый компаратор с положительным гистерезисом

Запишем простейший алгоритм сравнения частот. Если задающая частота  $f_0'$  больше, чем обрабатываемая  $f_n'$ , то в конце концов наступит такой момент, когда два импульса частоты  $f_0'$  окажутся между двумя импульсами  $f_n'$ . В этом случае  $\Phi K$  должен включить двигатель. После этого частота  $f_n'$  начнет повышаться, и аналогично наступит момент, когда два импульса  $f_n'$  попадут между двумя импульсами  $f_0'$ ,  $\Phi K$  при этом выключает двигатель, и т. д. Если импульсы  $f_0'$  и  $f_n'$  поступают поочередно (равенство частот), то  $\Phi K$  не должен менять свое предыдущее состояние. Этот алгоритм представлен на рис. 4, а с помощью графов состояний. На рис. 4, б приведена схема  $\Phi K$ , реализующего описанный алгоритм. Такой компаратор имеет релейную характеристику с положительным гистерезисом. На рис. 5 представлена характеристика  $\Phi K$ :  $\Phi [f_1(t)] = \Phi (A \sin \Omega t)$ . Здесь же указаны входной сигнал  $f_1(t)$ , выходной сигнал  $f_2(t)$  и его аппроксимация  $f_3(t)$ . Как следует из рисунка:

$$f_2(t) = \Phi(A \sin \Omega t) = \begin{cases} 0; & 0 \leq t < \frac{1}{\Omega} \arcsin \frac{C}{A}, \\ B; & \frac{1}{\Omega} \arcsin \frac{C}{A} \leq t < \frac{\pi}{\Omega} + \frac{1}{\Omega} \arcsin \frac{C}{A}, \\ 0; & \frac{\pi}{\Omega} + \frac{1}{\Omega} \arcsin \frac{C}{A} \leq t < \frac{2\pi}{\Omega}. \end{cases} \quad (14)$$

Подставив (14) в (8), найдем коэффициенты гармонической линеаризации  $a(A)$  и  $b(A)$  для  $\Phi K$  с положительным гистерезисом:

$$a(A) = \frac{2B}{\pi A} \sqrt{1 - \frac{C^2}{A^2}}, \quad b(A) = -\frac{2BC}{\pi A^2},$$

откуда

$$-\frac{1}{J(A)} = -\frac{\pi A}{2B} \sqrt{1 - \frac{C^2}{A^2}} - j \frac{\pi C}{2B}. \quad (15)$$

В рассматриваемом случае изображение передаточной функции линейной части будет иметь вид

$$W(p) = \frac{k e^{-pT_0}}{(T_0 T_M p^2 + T_M p + 1) p}, \quad (16)$$

где  $k$  — статический коэффициент передачи системы;  $T_0$ ,  $T_M$  — электрическая и электромеханическая постоянные времени двигателя соответственно. Множитель  $e^{-pT_0}/p$  учитывает дискретный характер работы,  $T_0 = 1/f_0$ .

Произведя замену  $p = j\omega$  в (16) и построив на комплексной плоскости  $[W(j\omega)]$  и  $[-1/J(A)]$  по (16) и (15) соответственно, получим решение уравнения (13) для  $\Phi K$  с положительным гистерезисом (точка  $a$  на рис. 3).

### Фазовый компаратор с отрицательным гистерезисом

Обычно собственные колебания системы с положительным гистерезисом являются низкочастотными. Для увеличения частоты автоколебаний нужно уменьшать величину гистерезиса. Однако можно получить те же результаты, изменив алгоритм работы  $\Phi K$ . Для этого используются импульсы  $f_{\text{доп}}$ . Импульс  $f_{\text{доп}}$  переключает компаратор прежде, чем разность фаз будет равна нулю. Поэтому  $\Phi K$  функционирует как элемент с отрицательным гистерезисом. Частота автоколебаний при этом повышается. Характеристика  $\Phi K$  с отрицательным гистерезисом получается из характеристики  $\Phi K$  с положительным гистерезисом заменой направлений переключений. Коэффициенты гармонической линеаризации определяются по аналогии с коэффи-

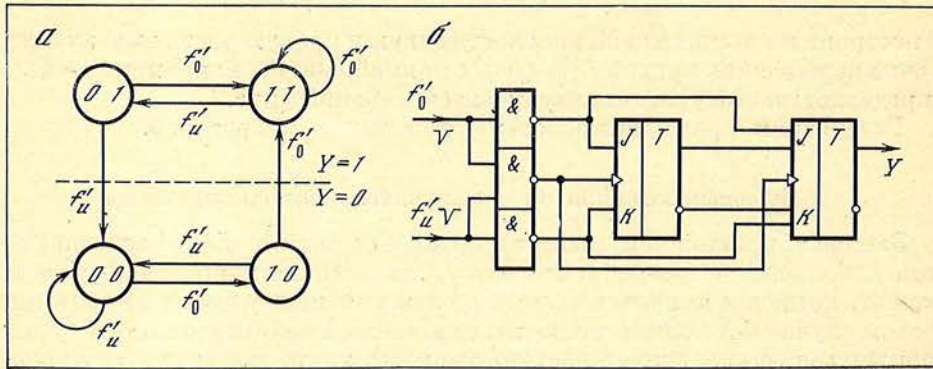


Рис. 4. Фазовый компаратор с положительным гистерезисом  
 а — графы состояний, б — принципиальная схема

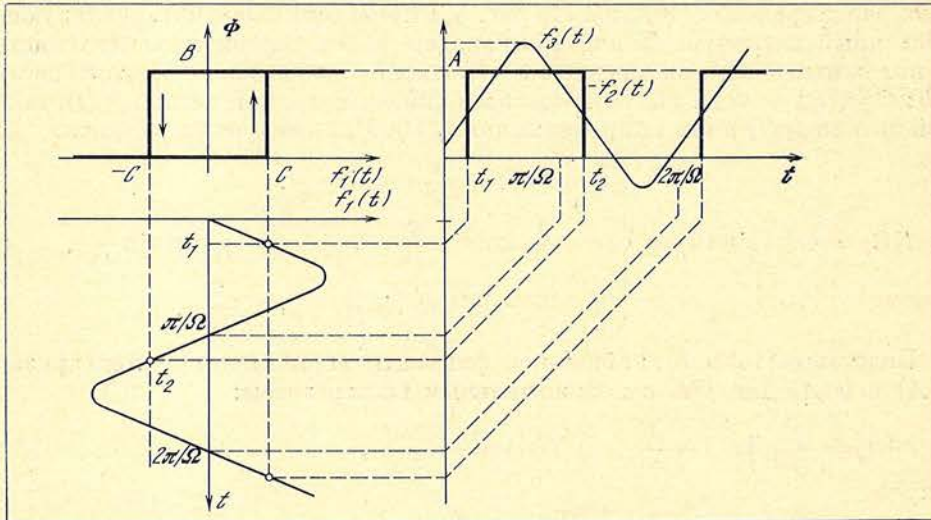


Рис. 5. Определение коэффициентов гармонической линеаризации

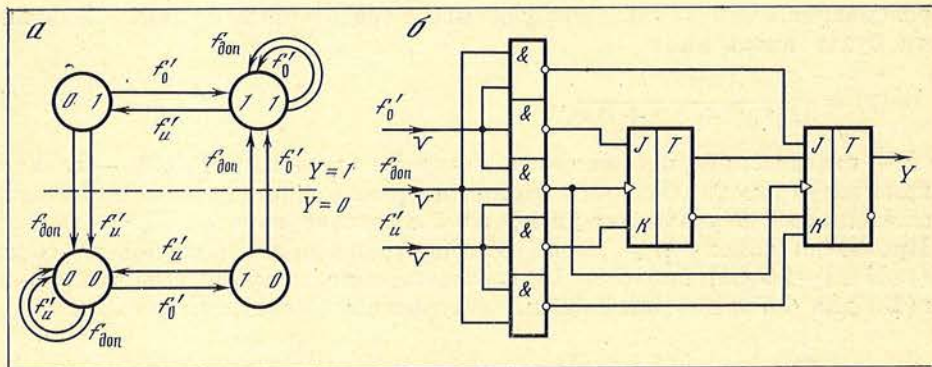


Рис. 6. Фазовый компаратор с отрицательным гистерезисом  
 а — графы состояний, б — принципиальная схема

циентами для  $\Phi K$  с положительным гистерезисом. В этом случае

$$-\frac{1}{J(A)} = \frac{\pi A}{2B} \sqrt{1 - \frac{C^2}{A^2}} + j \frac{\pi C}{2B}.$$

Выражение  $[-1/J(A)]$  изображается прямой 3 (рис. 3). Параметры автоколебаний определяются точкой B. На рис. 6 представлены принципиальная схема  $\Phi K$  с отрицательным гистерезисом и графы его состояний.



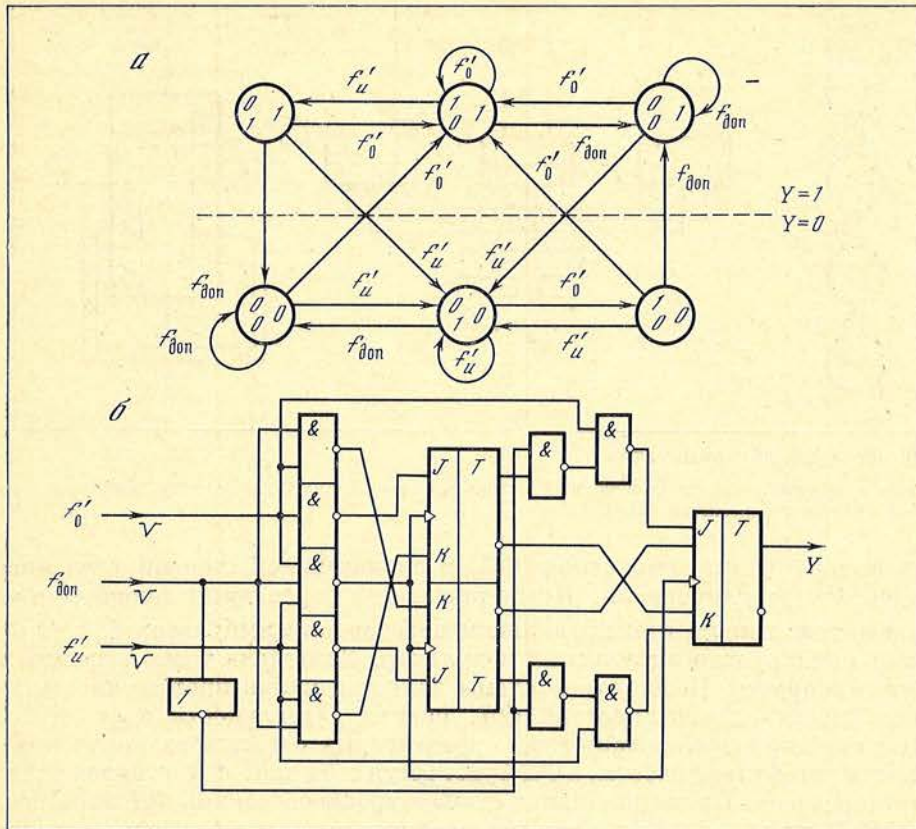


Рис. 7. Фазовый компаратор с двузначной характеристикой  
 а — графы состояний, б — принципиальная схема

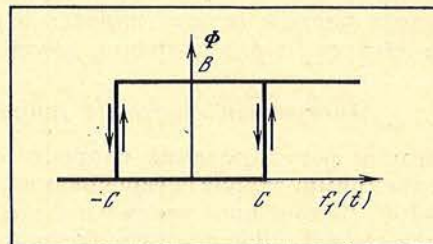


Рис. 8. Двузначная характеристика фазового компаратора

### Фазовый компаратор с двузначной характеристикой

При недостаточной разрешающей способности  $\Phi K$  с отрицательным гистерезисом прямая  $-1/J(A)$  не пересечет кривую  $I$  (например, прямая  $4$  на рис. 3). В системе регулирования наступают тогда собственные низкочастотные колебания, так как фазовый компаратор имеет еще положительную петлю гистерезиса, ширина которой определяется углом между двумя соседними импульсами задающей частоты. Алгоритм работы  $\Phi K$ , который свободен от этого недостатка, представлен на рис. 7 с помощью графов состояний. Здесь же приведена его принципиальная схема. Такой компаратор имеет двузначную характеристику (рис. 8). Выражение  $[-1/J(A)]$  этой характеристики изображается на комплексной плоскости двумя прямыми ( $3$  и  $5$  на рис. 3). Параметры собственных колебаний определяются точкой  $C$ .  $\Phi K$  такого типа функционирует как  $\Phi K$  без гистерезиса, хотя все элементы его схемы имеют конечную скорость переключения.

### Фазовый дискриминатор

Системы с  $\Phi K$  работают в режиме автоколебаний; поэтому на выходе будет иметь место качание скорости вращения двигателя. Это не всегда допустимо. Применение вместо релейного элемента (фазового компаратора) в системе по

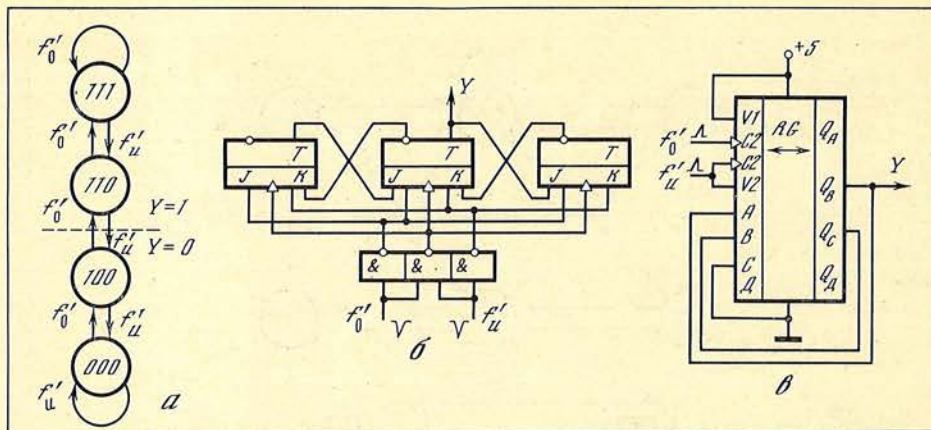


Рис. 9. Фазовый дискриминатор

*a* — графы состояний, *b* — принципиальная схема ФД на *J* — *K* триггерах, *c* — принципиальная схема ФД на сдвигающем регистре 155 ИР 1

рис. 1 фазового дискриминатора (ФД) в значительной степени увеличивает плавность регулирования. После окончания переходного процесса в установившемся режиме при правильном чередовании импульсов  $f'_0$  и  $f'_u$  ФД работает как широтно-импульсный модулятор. Двигатель точно выходит на заданную скорость. Недостатком схемы является малая протяженность линейного участка характеристики ФД, равная длительности периода  $1/f_0$ . Поэтому система регулирования при определенных параметрах может выйти из области устойчивой работы, а ФД будет вести себя как ФК с положительным гистерезисом. Принципиальная схема и графы состояний ФД приведены на рис. 9. Подобная схема может быть реализована на сдвигающем регистре, например 155ИР1, включенном согласно рис. 9, *c*. Следует заметить, что правый сдвиг должен осуществляться задающей частотой  $f_0$ . Принцип работы схемы следует из рассмотрения внутренней структуры микросхемы 155ИР1.

#### Дискретная система с широтно-импульсной модуляцией

Системы регулирования скорости с использованием фазовых компараторов и дискриминаторов обеспечивают устойчивую работу в диапазоне скоростей  $\sim 100$ . Дальнейшее увеличение диапазона регулирования (до нескольких тысяч) возможно при применении широтно-импульсного модулятора (ШИМ) [4]. Использование частотного датчика скорости и элементов цифровой техники при построении схем ШИМ позволяет значительно упростить структуру и увеличить точность систем подобного рода по сравнению с известными, например, [4]. Схема цифровой 4-разрядной системы с ШИМ приведена на рис. 10. Здесь генератор *G* и счетчик *B* являются цифровым аналогом генератора развортывающего (пилообразного) напряжения. Код в счетчике *B* меняется во времени по закону

$$B(t) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{2^q-1} \{1 [t - (m2^q + n + 1)T] - 1 [t - (m + 1)2^qT]\},$$

где  $q$  — число разрядов счетчика,  $T$  — период колебаний генератора *G*.

Частота, задающая скорость вращения, получается делением частоты кварцевого генератора *KГ* на управляемом делителе *N*. Она подается на суммирующий вход реверсивного счетчика *A*. На вычитающий вход реверсивного счетчика подается частота, пропорциональная скорости вращения электродвигателя ЭД, от частотного датчика скорости ДС. Таким образом, код в счетчике *A* есть целая часть выражения

$$A(t) = \int_0^t [f_{KГ}/N - f_{\text{н}}(t)] dt,$$

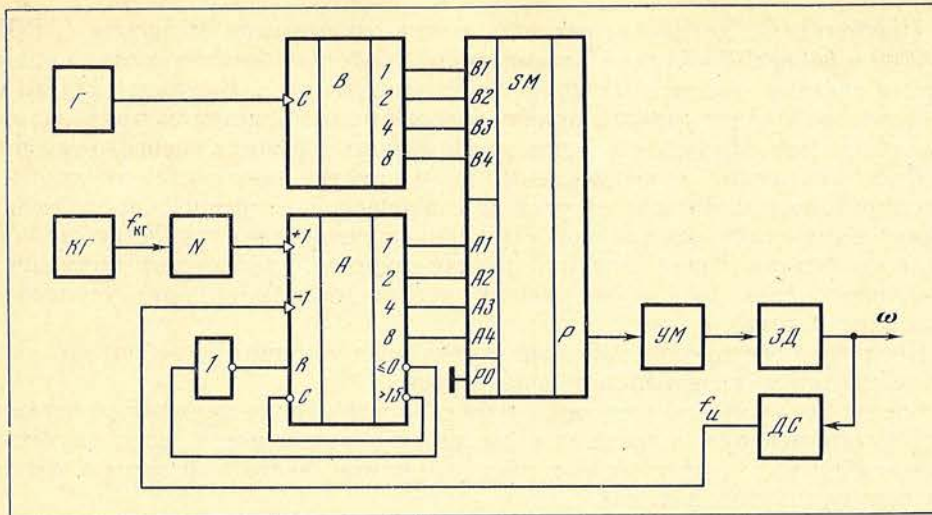


Рис. 10. Цифровая система с ШИМ

где  $f_{кГ}$  — частота кварцевого генератора,  $N$  — коэффициент деления управляемого делителя,  $f_{ш}$  — частота, вырабатываемая датчиком скорости.

Для исключения опрокидывания регулирования счетчик  $A$  блокирован от переполнения при суммировании и вычитании.

Сравнение кодов счетчиков  $A$  и  $B$  осуществляется на сумматоре  $SM$  с закрытым входом переноса. На выходе переноса  $P$  при этом вырабатывается импульс длительностью, пропорциональной коду в счетчике  $A$ :  $\tau(t) = A(t)T$ , где  $T$  — период генератора  $G$ . Здесь  $SM$  играет роль широтно-импульсного модулятора II рода. Напряжение, поступающее на двигатель:

$$U(t) = k \sum_{n=0}^{\infty} \{1(t - n2^q T) - 1[t - n2^q T - \tau(t)]\},$$

где  $k$  — коэффициент передачи усилителя мощности  $UM$ .

Экспериментальные исследования макета 8-разрядной системы регулирования скорости с датчиком, вырабатывающим 360 импульсов за оборот, показали, что устойчивость системы без коррекции сохраняется в диапазоне регулирования  $\sim 1000$  при удовлетворительном качестве переходного процесса. Эти обстоятельства и обусловили выбор данной системы в качестве скоростного контура автоматизированной системы управления азимутальными мониторами гамма-телескопа ГТ-48, где требуется большой диапазон скоростей и не предъявляется жестких требований к быстродействию системы.

### Заключение

Практические исследования макетов систем регулирования показали, что качество переходного процесса при ступенчатом изменении управляющего воздействия и нагрузки у систем с фазовыми компараторами близко к оптимальному. Применение фазового компаратора с двужанчивой характеристикой дает повышение частоты собственных колебаний в 10—15 раз. Диапазон регулирования скорости у систем с фазовыми компараторами достигает 50. Жесткость электромеханических характеристик таких систем позволяет реализовать с малоинерционными двигателями шаговый режим. Такие системы целесообразно применять для отработки управляющих сигналов с широким частотным спектром, например, различные сканирующие устройства астрофизических приборов, устройства со старт-стошным режимом работы.

Системы с фазовыми дискриминаторами обладают несколько худшими динамическими свойствами и могут потребовать принятия мер для обеспечения устойчивости. Диапазон регулирования  $\sim 100$ . Такие системы целесообразно применять для стабилизации скорости вращения с высокой точностью.

Наибольший диапазон регулирования оказывается у систем с ШИМ (~1000 и более). Требуемые динамические свойства обеспечиваются включением в систему дискретных корректирующих звеньев. Системы данного типа наиболее полно удовлетворяют требованиям к системам привода азимутальных монтировок телескопов, работающих в режиме часового ведения.

Отличительными особенностями всех рассмотренных систем дискретного регулирования являются: отсутствие статической погрешности; изменение фиксированными ступенями скорости и поддержание ее с точностью стабилизации частоты задающего генератора (как правило, кварцевого); применение дискретных схем вместо нестабильных элементов (например, усилителей постоянного тока).

Последнее обстоятельство позволяет строить системы из небольшого числа элементов в интегральном исполнении.

Следует сказать, что регулирование скорости вращения является частным случаем применения описанных схем, они с успехом могут использоваться в разнообразных частотных системах (например, частотный синтез, частотная синхронизация и т. д.).

Декабрь 1979 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Новицкий П. В., Киорринг В. Г., Гутников В. С. Цифровые приборы с частотными датчиками. Л.: Энергия, 1970.
2. Трахтенберг Р. М. Астатические дискретные системы электропривода постоянного тока. — Электричество, 1972, № 4.
3. Попков С. Л., Попков Ю. С. Непрерывные и дискретные следящие системы. М.; Л.: Энергия, 1974.
4. Гольц М. Е. и др. Автоматизированные электроприводы постоянного тока с широтно-импульсными преобразователями. М.: Энергия, 1972.

УДК 522.617

### РАСШИРЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ 5-КАНАЛЬНОГО СПЕКТРОФОТОМЕТРА

Л. В. Гранецкий, А. Б. Букач, Н. И. Букач

Описан метод расширения динамического диапазона 5-канального спектрофотометра с помощью введения на входе регистрирующей системы делителей с регулируемыми коэффициентами пересчета. Сделан вывод о том, что применение этого метода позволяет качественно улучшить прибор: прежде всего расширить диапазон исследуемых астрофизических объектов, снизить объем регистрируемой информации, сократить наблюдательное время, что важно с точки зрения учета влияния атмосферной экстинкции.

Проведен анализ погрешностей, как вносимых в общую ошибку регистрации схемой пересчета, так и возникающих за счет влияния «мертвого времени» аппаратуры (ошибки просчетов). Эти ошибки необходимо учитывать при разработке методики наблюдений и при проведении самих исследований. Проведенный анализ ошибок имеет значение при оптимальном синтезе регистрирующей аппаратуры, так как позволяет определить такие основные требования, предъявляемые к прибору, как разрешающая способность, объем регистрируемой информации и время регистрации. Влияние указанных погрешностей показано на примере обработки данных при регистрации линии  $H_{\beta}$  у двух звезд,  $\alpha$  Lac и HD 249891.

THE WIDENING OF THE DYNAMIC RANGE OF THE DATA-MEASURING SYSTEM OF FIVE-CHANNEL SPECTROPHOTOMETER, by L. V. Granitsky, A. B. Bukatch and N. I. Bukatch. — The method to widen the dynamic range of the five-channel spectrograph with the help of registering devices located in the entrance has been described. These

attenuators are coefficient recalculation controled. We have come to the conclusion that such mode allows to upgrade the efficiency of the device; mainly, to widen the range of analysed astrophysical objects, to decrease the value of registered information, to reduce the time of observations which is important from the viewpoint of consideration of the atmospheric extinction.

We have analysed the errors contributed to the full error of registration both by the system of recalculation and due to the influence of dead time of the device (the errors of miscalculations). Such errors should be considered while designing the methods of observations, as well as while carrying out the research. The analysis of the errors is of great importance for the registering device optimally synthesized, since it permits to estimate the resolution, the value of registered information and time of registration. The influence of the errors mentioned above, is shown in the sample of data reduction while registering  $H_{\beta}$  line of two stars  $\alpha$  Lac and HD 219891.

Спроектированный и изготовленный в КАО 5-канальный спектрофотометр [1] предназначен для регистрации спектров звезд в диапазоне длин волн от 3100 до 8500 Å. Этот прибор установлен на телескопе АЗТ-8 с диаметром главного зеркала 70 см. Регистрация спектров звезд производится на цифропечать и перфоленту с использованием метода одновременного сканирования четырьмя ФЭУ изучаемого диапазона длин волн при применении референтного 5-го канала. Например, при помощи этого прибора спектр объекта 3,5 звездной величины может быть зарегистрирован со средней статистической точностью 0,15% при средней скорости счета  $4 \cdot 10^5$  имп/с за 11,2 мин.

Однако при наблюдении звезд разных спектральных классов в одних каналах скорость счета может на 1—2 порядка отличаться от остальных. При этом исследование различных по яркости объектов может в свою очередь изменять скорость счета еще на 3—4 порядка. В связи с этим для обеспечения наблюдения звезд в широком динамическом диапазоне с максимальной возможной точностью регистрации необходимо выбирать емкость входных счетчиков, а значит, и число десятичных (или двоичных) знаков в канале, выводимых на носитель, из расчета самой высокой скорости счета ( $4 \cdot 10^6$  имп/с для Сириуса) при  $\lambda_0 = 5500$  Å. Так, если использовать в каналах счетчики с максимальной емкостью  $10^7$  импульсов (7 десятичных разрядов), то время вывода информации (35 десятичных разрядов полезной информации плюс 14 разрядов служебной) на цифропечать и перфоленту составит 5 с для одной точки спектра.

Использование такой регистрирующей системы невыгодно как с точки зрения большой избыточности информации, выводимой на носитель, так и с точки зрения затрат времени на регистрацию тех разрядов в каналах, которые для данного участка спектра не несут никакой информации (запись нулей).

Для улучшения этого положения можно применить метод подбора (уменьшения) времени экспозиции при наблюдении более ярких звезд [2]. При этом соблюдение условия минимального (вернее, оптимального) объема выводимой информации приводит к тому, что с увеличением яркости объекта точность регистрации не будет увеличиваться. Другими словами, применение этого метода снижения избыточности выводимой информации приводит к существенному ухудшению точности регистрации для ярких объектов, определяемой в этом случае по формуле

$$\delta = 1/\sqrt{I_3 t},$$

где  $I_3$  — скорость счета регистрируемых импульсов,  $t$  — время экспозиции.

Более оптимальным решением является введение в каждый канал пересчетных схем с регулируемым коэффициентом пересчета (схемой пересчета). Этот метод расширения динамического диапазона позволяет путем выбора в каждом канале соответствующего коэффициента деления максимально снизить избыточность выводимой на носитель информации и, следовательно, сократить время сканирования спектра звезды. Так, использование в каждом канале 4-разрядного десятичного счетчика [1] и коэффициентов пересчета с  $k = 1; 2; 4; 8; 16; 32$  [3] позволяет сократить время вывода информации

в одной точке спектра до 3,6 с при максимально возможной скорости счета  $3,2 \cdot 10^5$  имп/с в каждом канале. Использование этого метода позволяет также более гибко использовать время экспозиции с целью повышения точности регистрации.

Наряду с этими преимуществами метод имеет и недостатки, связанные с необходимостью ручного введения и записи нужного коэффициента пересчета и с неизбежными ошибками, вносимыми схемой пересчета. Представляет практический интерес всесторонний анализ этих ошибок, а также ошибок, возникающих за счет просчетов, обусловленных влиянием «мертвого времени» аппаратуры. Последняя группа ошибок возникает не только при применении пересчетных схем, а и в любом случае регистрации. Максимальная абсолютная ошибка  $\Delta$ , вносимая схемой пересчета, функционально зависит от коэффициента пересчета и обусловлена тем количеством импульсов, которое остается в делителях после окончания времени экспозиции. Так как в качестве схем пересчета используются двоичные счетчики на  $(j - k)$ -триггерах, то после выбора, например, коэффициента деления 4 на входе регистрирующей системы включается двухразрядный двоичный счетчик. При регистрации импульсов в этом счетчике может с равной вероятностью остаться 1, 2 или 3 импульса. Эти недосчитанные импульсы и обуславливают ошибку регистрации пересчетной схемы. Причем эта погрешность носит случайный характер и имеет равномерный закон распределения [4]. Максимальное значение абсолютной погрешности определится как  $\Delta = \pm k - 1$ . В этом случае дискретная случайная величина ошибки имеет (учитывая 0)  $k$  равновероятных значений и вероятность наступления  $p(x)$  каждого из них равна  $p(x) = 1/k$ . Как известно [5, 6], дисперсия для этого распределения определится из

$$D_k = \sum_1^k (x_i - \bar{x})^2 p(x),$$

где  $x_i$  — текущее значение ошибки (0, 1, 2, 3, ...,  $k - 1$ );  $\bar{x} = \sum_1^{k-1} (x_i/k)$  — среднеарифметическое значение ошибки для данного  $k$ .

С учетом изложенного для дискретных значений  $k$  найдем абсолютную среднеквадратичную ошибку  $\sigma_2$  из выражения

$$\sigma_2 = \sqrt{D_k}. \quad (1)$$

Для выявления числа импульсов ( $N_{\text{вх}}$ ), поступивших от ФЭУ в каждый канал, очевидно, нужно число зарегистрированных аппаратурой импульсов ( $N_3$ ) умножить на примененный в этом канале коэффициент пересчета. При этом ошибка регистрации  $N_{\text{вх}}$  определится суммарной ошибкой  $\sigma$ , состоящей из статистической ошибки пуассоновского распределения  $\sigma_1 = \sqrt{N_3 k}$  и ошибки  $\sigma_2$ , вносимой пересчетной схемой. В соответствии с известной формулой [5] статистического суммирования погрешностей с разными законами распределения при отсутствии корреляционной связи между ними  $\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$ , найдем искомую относительную ошибку  $\delta$ :

$$\delta = \frac{\sqrt{N_3 k + D_k}}{N_3 k}. \quad (2)$$

Для удобства практического определения ошибки регистрации при заданном коэффициенте пересчета целесообразно иметь зависимость  $\delta$  от  $N_{\text{вх}} = N_3 k$ . На рис. 1 приведена такая зависимость, из которой видно, что при  $N_{\text{вх}} \geq 5 \cdot 10^4$  ошибка регистрации определяется в основном статистикой квантов и не зависит от  $k$ . Однако в области относительно малых значений  $N_{\text{вх}}$  коэффициент пересчета вносит уже заметную погрешность, особенно с ростом  $k$ , когда число оставшихся в делителях импульсов может быть  $\leq k - 1$ . В связи с этим для практического выбора  $k$  в этой области (например, при переходе на регистрацию звезды с меньшей скоростью счета или на регистрацию излучения от эталонного источника, фона и т. п.) необходимо оценивать, какую часть от общей ошибки составляет ошибка, вносимая системой пересчета.

Нагляднее всего эту часть ошибки  $\delta$ , % представить отношением

$$m = \frac{\sigma_2}{\sigma} = \frac{\sigma_2}{\sqrt{N_{\text{вх}} + \sigma_2^2}}$$

Из рис. 2, где представлена зависимость этого отношения от  $N_{\text{вх}}$ , следует, что при малых значениях  $N_{\text{вх}}$  ошибка регистрации  $\delta$  растет в основном за счет погрешностей, вносимых коэффициентом пересчета. Таким образом, в случае перехода на регистрацию потоков с малой скоростью счета применять коэффициенты пересчета нельзя. Выполнение этого требования приводит к тому, что после каждого скана при переходе на регистрацию вспомогательной информации (фона, эталонного источника и темнового тока) необходимо перестраивать систему пересчета. Это приводит к некоторым дополнительным затратам времени, однако общая экономия наблюдаемого времени и времени, затрачиваемого на ввод информации и ее предварительную обработку в ЭВМ, с введением регулируемых коэффициентов пересчета значительно превышает эти затраты.

При решении отдельных астрофизических задач, связанных, например, с изучением некоторых линий в спектрах относительно слабых звезд (скорость счета порядка  $10^3$  имп/с), эту информацию требуется регистрировать с более высокой статистической точностью, чем та, которая получается при  $t = 1$  с ( $\delta = 3,2\%$ ). Повысить точность можно путем увеличения времени экспозиции  $t$ , однако это требует применения коэффициентов пересчета для того, чтобы не было переполнения счетчиков в каналах, так как емкость счетчиков в каналах равна  $10^4$  импульсов. Так, если теперь для приведенного выше примера мы возьмем  $t = 16$  с, то  $N_{\text{вх}} = 1,6 \cdot 10^4$  и необходимо ввести коэффициент пересчета  $k = 2$ . Тогда этот спектр может быть зарегистрирован с относительной ошибкой  $\delta'$ , вычисленной по формуле (2) и равной  $0,8\%$ , т. е. в 4 раза точнее.

Для таких случаев регистрации целесообразно знать влияние коэффициента пересчета на погрешность измерений. На рис. 3 представлена зависимость  $\delta_1$  от времени экспозиции  $t$  для различных как коэффициентов пересчета  $k = 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128$ , так и некоторых скоростей счета  $I_1, I_2, I_3$ . Эта зависимость получена с использованием следующей формулы:

$$\delta_1 = \frac{\sqrt{It + \sigma_2^2}}{It}$$

Как и следует ожидать, с ростом как скорости счета, так и времени экспозиции (например,  $I_3 = 10^4$  на рис. 3) влияние ошибки, вносимой за счет  $k$ , уже несущественно.

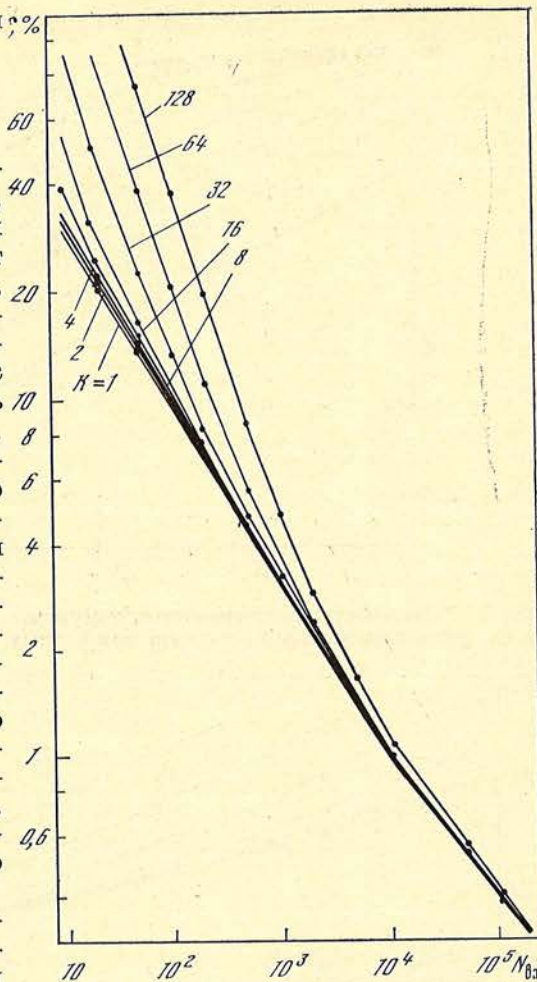


Рис. 1. Зависимость относительной ошибки ре-

гистрации  $\delta = \frac{\sqrt{N_{\text{вх}} + \sigma_2^2}}{N_{\text{вх}}}$  от числа ( $N_{\text{вх}}$ ), появляющихся на выходе ФЭУ, статистически распределенных импульсов, при коэффициентах пересчета  $k = 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128$

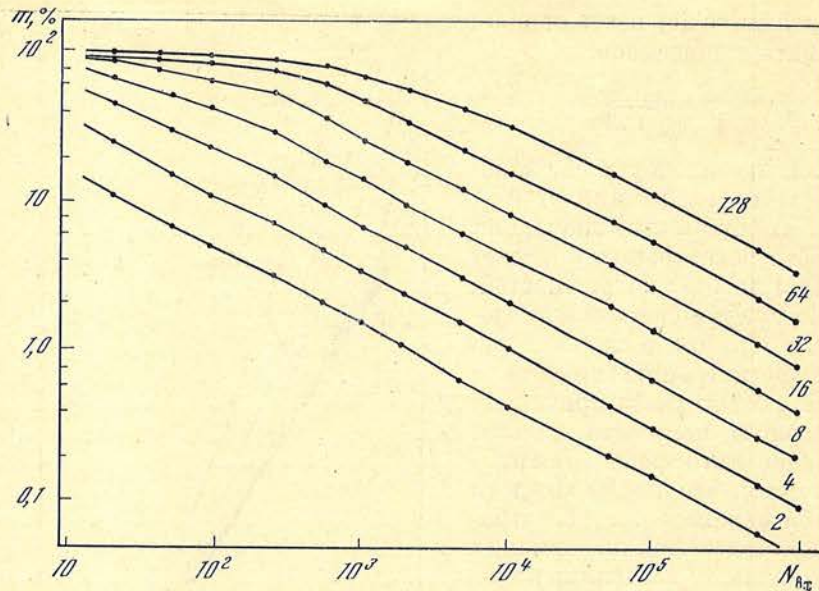


Рис. 2. Зависимость, показывающая, какую часть от общей ошибки составляет погрешность, вносимая системой пересчета при разных значениях  $N_{вх}$

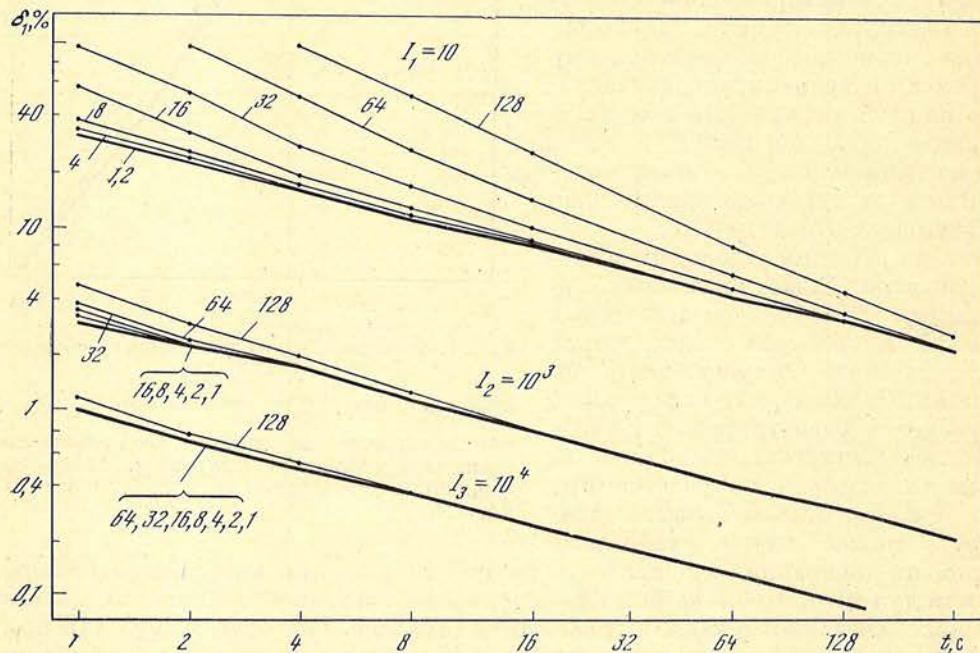


Рис. 3. Зависимость относительной ошибки регистрации  $\delta_1$  от времени экспозиции для разных коэффициентов пересчета ( $k = 1, 2, 4, \dots, 128$ ) и скоростей счета ( $I = 10, 10^3, 10^4$ )

Отдельную группу ошибок составляют погрешности, возникающие за счет «мертвого времени», или времени разрешения  $\tau$ , как схем пересчета, так и самих счетчиков. Для определения этих ошибок воспользуемся соотношением, связывающим число зарегистрированных импульсов в единицу времени (интенсивность)  $I_3$  с количеством импульсов (интенсивностью) на входе измерительной системы  $I_0$  и мертвым временем  $\tau$  [7]:

$$I_3 = I_0 e^{-I_0 \tau}. \quad (3)$$

Это выражение не разрешается относительно  $I_0$  в явном виде, но для оценки истинной интенсивности  $I_0$  можно воспользоваться приближенной формулой,



полученной после разложения (3) в ряд:

$$I_3 = I_0 (1 - \tau I_0). \quad (4)$$

Решив это уравнение относительно  $I_0$ , получаем

$$I_0 = \frac{1 - \sqrt{1 - 4\tau I_3}}{2\tau}. \quad (5)$$

Найдем абсолютную ошибку  $\sigma_{I_0}$ , обусловленную мертвым временем, при определении  $I_0$  согласно (4). Так как у нас  $I_0 = f(I_3)$ , то  $\sigma_{I_0}$  находим из (12). Выражение (12) обычно используется для определения ошибок не прямых измерений [5, 6]:

$$\sigma_{I_0} = \sqrt{\frac{I_3}{1 - 4\tau I_3}}. \quad (6)$$

Относительная ошибка определится следующим образом с учетом формул (5) и (6):

$$\delta_{I_0} = \frac{\sigma_{I_0}}{I_0} = \frac{2\tau \sqrt{I_3}}{\sqrt{1 - 4\tau I_3} + 4\tau I_3 - 1}. \quad (7)$$

С учетом выражения (7) и для  $\tau = 20, 50, 100$  и  $10^3$  нс построим зависимость  $\delta_{I_0}$  от  $I_3$ . Как видно из рис. 4, ошибка регистрации в этом случае определяется в основном статистической ошибкой, так как все кривые слились в одну (кривая 1). В связи с этим для наглядной оценки влияния мертвого времени на величину ошибки найдем величину просчетов из соотношения (8):

$$\delta_{пр} = \frac{I_0 - I_3}{I_0}. \quad (8)$$

В (8) подставим значение  $I_0$ , определяемое из (5), тогда

$$\delta_{пр} = \frac{1 - \sqrt{1 - 4\tau I_3}}{2}. \quad (9)$$

Семейство зависимостей  $\delta_{пр}$  от величины  $I_3$ , представленное на рис. 5 для указанных  $\tau$ , показывает, что, во-первых, относительная величина просчетов растет с ростом  $I_3$ , во-вторых, что просчеты для  $I_3 \leq 10^4$  для всех приведенных  $\tau$  не превышают 1%.

Сопоставляя зависимости (7) и (9), а также их графики (рис. 5), видим, что в одном случае основную погрешность вносит статистическая ошибка, а в другом — величина просчетов. Для того чтобы наглядно увидеть, какую часть от общей ошибки составляет  $\delta_{I_0}$  или  $\delta_{пр}$  при различных значениях интенсивности ( $I_3$ ), составим соотношение

$$n = \frac{\delta_{I_0}}{\delta_{пр}}. \quad (10)$$

Подставив в формулу (10) значения  $\delta_{I_0}$  из (7) и  $\delta_{пр}$  из (9), получим:

$$n = \frac{2\tau \sqrt{\frac{I_3}{1 - 4\tau I_3}}}{1 - \sqrt{1 - 4\tau I_3} - 2\tau I_3}. \quad (11)$$

Из графика (рис. 5) видно, что при интенсивностях  $10-10^3$  для различных значений  $\tau$  ошибка  $\delta_{I_0}$  оказывается на несколько порядков больше ошибки просчетов. При больших интенсивностях  $10^6-10^7$  значительно возрастает величина просчетов. В этом случае она оказывается на несколько порядков выше статистической ошибки. Интересно также отметить, что для измерительной системы с временем разрешения  $\tau = 1000$  нс = 1 мкс при интенсивности  $I_3 = 10^4$  статистическая ошибка равна величине просчетов. Для системы с временем разрешения  $\tau = 20$  нс равенство  $\delta_{I_0}$  и  $\delta_{пр}$  возникает уже при интенсивности  $1,33 \cdot 10^5$  имп/с.

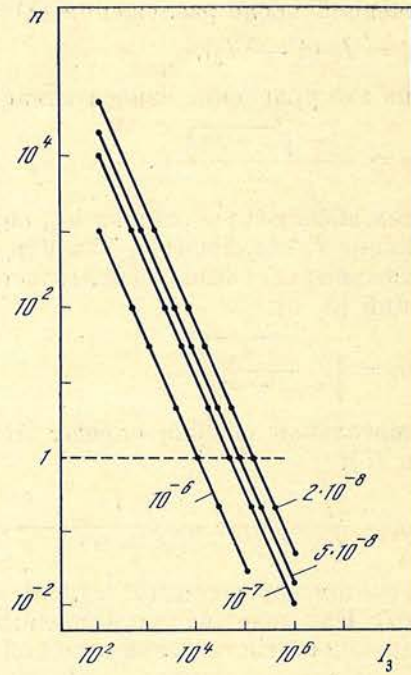
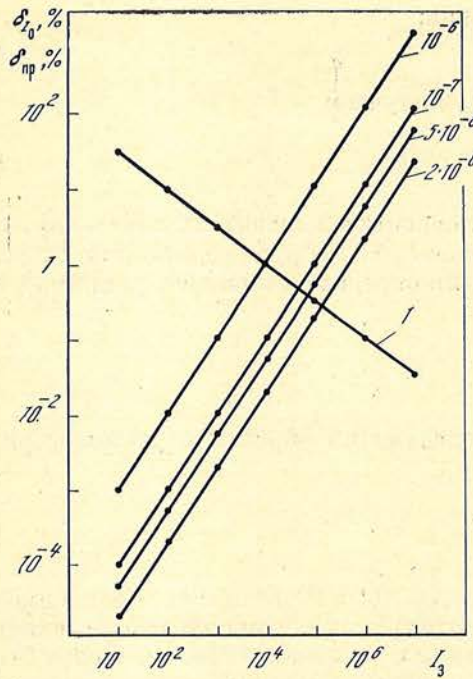


Рис. 4. Зависимость относительных ошибок регистрации  $\delta_{I_0}$  и просчетов  $\delta_{пр}$  от входной скорости счета для значений мертвого времени аппарата, равного 1000, 100, 50 и 20 нс

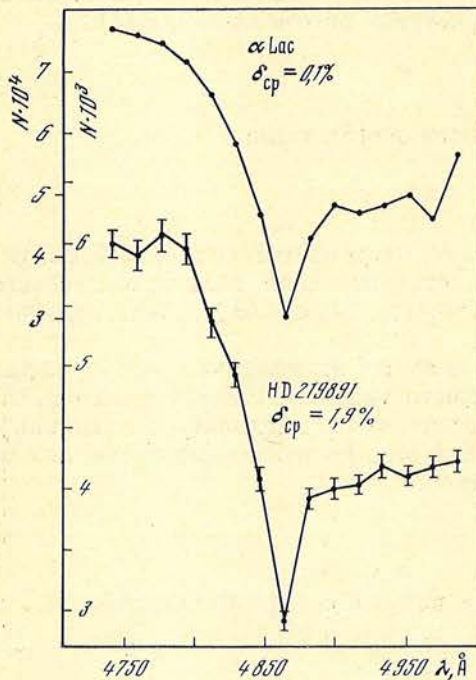


Рис. 5. Зависимость, показывающая, какую часть от общей относительной ошибки регистрации составляет погрешность просчетов при разных значениях мертвого времени аппарата  $\tau$  ( $\tau = 20; 100; 10^3$  нс).

Штриховая линия разграничивает области преобладания статистической ошибки (выше линии) и ошибки просчетов

Рис. 6. Пример регистрации двух звезд ( $\alpha$  Lac и HD 219891) с применением разных коэффициентов пересчета: для  $\alpha$  Lac ( $3^m, 85$ )  $k = 32$ ; для HD 219891 ( $6^m, 47$ )  $k = 1$  ( $k$  — коэффициент пересчета)

Выражение (14) и график на рис. 5 с нашей точки зрения являются весьма показательными и необходимыми как для расчета ошибок, возникающих при регистрации спектров с различной интенсивностью, так и для восстановления  $I_0$  по полученным значениям  $I_3$  при достаточно больших значениях  $\delta_{пр}$ . Эти данные могут быть также эффективно использованы при проектировании систем с известной максимальной скоростью счета для определения времени разрешения  $\tau$ .

Для рассматриваемой информационно-измерительной системы (ИИС) 5-канального спектрофотометра, имеющего  $\tau = 50$  нс [1] при скорости счета от звезды 3,5 звездной величины, равной  $4 \cdot 10^5$  имп/с, величина просчетов практически равна величине статистической ошибки и не превышает 0,2%.

В связи с этим для звезд с меньшей яркостью величину  $\delta_{пр}$  можно не учитывать.

Из проведенного анализа можно сделать вывод о том, что одним из критериев оптимальности при проектировании ИИС является величина  $\delta_{пр}$ . Эта величина, при заданной скорости счета, позволяет определить наиболее близкое к оптимальному время разрешения ( $\tau$ ) как счетчиков или пересчетных схем, так и импульсных усилителей. А это обстоятельство, как известно [8, 9], определяет основные требования к конструкции усилителя. Так, в случае 5-канального спектрофотометра оптимальный выбор  $\tau$  позволил значительно упростить усилитель, а значит, и повысить его надежность, долговечность, снизить его габариты, стоимость. Это же относится и ко входным счетчикам и пересчетным схемам.

Для иллюстрации проведенных выше расчетов на рис. 6 приведена запись участка спектра, в который попадает линия  $H_{\beta}$  ( $\lambda = 4861 \text{ \AA}$ ) для двух звезд разной яркости. Так, для звезды HD 219891 ( $6^m, 47$ ) средняя скорость счета для данного участка спектра составляла 1200 имп/с, а для звезды  $\alpha$  Lac ( $3^m, 85$ )  $6 \cdot 10^4$  имп/с. Время экспозиции для обеих звезд было одинаковым и равным 4 с, но для первой звезды коэффициент пересчета выбирался равным 1, а для второй  $k = 32$ . Так как при реальных наблюдениях погрешность регистрации определяется еще и ошибками гидирования, изменениями прозрачности (что можно исключить, используя референтный 5-й канал), то для определения суммарной погрешности воспользуемся формулой для определения погрешностей не прямых измерений [7]

$$\sigma_y = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1}\right)^2 \sigma_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2}\right)^2 \sigma_{x_2}^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n}\right)^2 \sigma_{x_n}^2} \quad (12)$$

для

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_n).$$

В нашем случае интенсивность в измерительном (втором) канале есть  $I'_{2i} = f(I_{2i}; I_{5i}; \bar{I}_5)$ , где  $I_{2i}$  — значение интенсивности в данной точке (длине волны) в измерительном 2-м канале,  $I_{5i}$  — значение интенсивности в этой же точке в 5-м канале,  $\bar{I}_5$  — среднее значение интенсивности в 5-м канале. Пронормируем значение интенсивности в измерительном канале к значениям интенсивности в 5-м канале согласно

$$I'_{2i} = \frac{I_{2i}}{I_{5i}} \bar{I}_5.$$

На основании (12) найдем возникающую при этом абсолютную ошибку  $\sigma_0$ :

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= \sqrt{\left(\frac{\partial f(I_{2i}, I_{5i}, \bar{I}_5)}{\partial I_{2i}}\right)^2 \sigma_{I_{2i}}^2 + \left(\frac{\partial f(I_{2i}, I_{5i}, \bar{I}_5)}{\partial I_{5i}}\right)^2 \sigma_{I_{5i}}^2 + \left(\frac{\partial f(I_{2i}, I_{5i}, \bar{I}_5)}{\partial \bar{I}_5}\right)^2 \sigma_{\bar{I}_5}^2} = \\ &= \frac{\sqrt{I_{5i} I_{2i} \bar{I}_5}}{I_{5i}^2} \sqrt{I_{5i} \left(I_{5i} + I_{2i} + \frac{I_{2i} I_{5i}}{\Sigma I_{5i}}\right)}, \end{aligned}$$

выражение для  $\sigma_0$  получено с учетом, что

$$\sigma_{I_{5i}} = \bar{I}_5 \delta_5; \quad \delta_5 = \frac{1}{\sqrt{\Sigma I_{5i}}}; \quad \sigma_{\bar{I}_5} = \frac{\bar{I}_5}{\sqrt{\Sigma I_{5i}}}.$$

Для звезды  $\alpha$  Lac, значения интенсивности для которой получены с использованием системы пересчета, ошибка определялась следующим образом:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_2^2},$$

где  $\sigma_0$  — ошибка для функции от  $(I_{2i}, I_{5i}, \bar{I}_5)$  для этой звезды, а  $\sigma_2$  — ошибка, вносимая системой пересчета. Значение интенсивностей в каждой точке определялось из

$$I''_{2i} = \frac{I_{2i}}{I_{5i}} \bar{I}_5 K.$$

На графике рис. 6 нанесены значения абсолютной ошибки  $\sigma$ , причем для  $\alpha$  Лас эти значения не превышают размеров точки. Как видно из графика, ошибка регистрации определяется в основном статистической ошибкой, а значения ошибки от коэффициентов пересчета и мертвого времени пренебрежимо малы для этого случая.

Таким образом, проведенный анализ позволяет сделать вывод о том, что применение регулируемых коэффициентов пересчета позволяет качественно улучшить прибор. Во-первых, почти на два порядка можно расширить динамический диапазон прибора, а значит, и увеличить число наблюдаемых объектов, различающихся как по яркости, так и (что самое главное) по спектральному классу. Во-вторых, можно сократить объем выводимой на носитель информации, что экономит как время ввода и предварительной обработки данных на ЭВМ, так и носитель, а также снизить наблюдательное время, что более важно, так как в конечном итоге приводит к уменьшению общей ошибки регистрации за счет уменьшения влияния дестабилизирующих факторов (атмосферы, температуры, точности гидирования и т. п.). Здесь следует отметить, что представляет практический интерес в дальнейшем заменить ручную установку коэффициентов пересчетов автоматической с одновременной записью выбранных значений  $k$  на носитель информации. В-третьих, приведенные данные позволяют судить о тех погрешностях, которые вносятся в общую ошибку регистрации как за счет мертвого времени аппаратуры, так и за счет самих пересчетных схем. Эти оценки необходимы для практической работы с 5-канальным спектрофотометром, а также могут быть полезны при проектировании оптимальных информационно-измерительных систем, предназначенных для регистрации статистически распределенных импульсов по разным каналам.

Авторы искренне благодарны В. Б. Никонову за постоянный интерес к работе, а также А. В. Брунсу за ценные замечания при обсуждении работы.

Декабрь 1979 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. *Границкий Л. В., Букач А. Б., Каплин Ю. В.* и др.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1979, 60, с. 185.
2. *Горохов В. Л.*— В кн.: Новая техника в астрономии, 1975, вып. 5, с. 49.
3. *Букач А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1981, 63, с. 204.
4. *Щиголов Б. М.* Математическая обработка наблюдений. М.: Физматгиз, 1960.
5. *Новицкий П. В.* Основы информационной техники. Л.: Энергия, 1968.
6. *Гмурман В. Е.* Теория вероятностей и математическая статистика. М.: Высшая школа, 1977.
7. *Калашиников В. И., Козадаев М.* Детекторы элементарных частиц. М.: Наука, 1966.
8. *Местияшвили З. Д.*— В кн.: Новая техника в астрономии, 1972, вып. 4.
9. *Лебедев В. С., Локов В. Д.*— В кн.: Приборы и техника эксперимента, 1975, № 6 с. 97.

УДК 520

### ОБ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ДЛЯ БОЛЬШИХ ТЕЛЕСКОПОВ

Г. М. Попов, М. Б. Попова

Проведено численное исследование на ЭВМ систем кассегреновского типа с диаметром главного зеркала 25 м. Эксцентриситет  $e_1^2$  главного зеркала изменяется от 0 до 1,3, в разных вариантах. Фигура вторичного зеркала определяется по точным формулам из условия исправления сферической аберрации на оси системы. Диаметр вторичного зеркала не превосходит 6 м. Изучена кома системы при угле поля  $1'$ , и показано, что она в первом приближении линейно зависит от  $e_1^2$ . Кома максимальна для систем со сферическим главным зеркалом и практически отсутствует при  $e_1^2 \approx 1 + 1,1$ . Данные для наиболее интересных систем приведены в таблицах. Предложен телескоп, главное зеркало которого состоит из центрированных кольцевых сферических зеркал с различными кривизнами и

сплошным вторичным асферическим зеркалом. Ширина, кривизна и положение кольцевых зеркал подобраны так, чтобы значительно уменьшить кому системы по сравнению с телескопом, имеющим сплошное сферическое главное зеркало.

ON THE OPTICAL SYSTEMS DESIGNED FOR LARGE TELESCOPES, by *G. M. Popov* and *M. B. Popova*.— The numerical investigation computed for the Cassegrain systems with 25-m primary mirror has been fulfilled. The eccentricity  $e_1^2$  of the primary mirror changes from 0 to 1.3. The shape of the secondary mirror is determined by exact formulae derived from conditions free from spherical aberration on the axis of the system. The diameter of the secondary mirror does not exceed 6 m. The aberration of coma has been investigated for field-angle  $1'$ , thus shown that it is practically linear with  $e_1^2$ . Coma is maximal for the systems with a spherical primary mirror, but when  $e_1^2 \approx 1 \div 1.1$  it is practically absent. Parameters for the most interesting systems are tabulated. The model of a telescope with a ring-shaped primary mirror of different curvatures and a solid aspherical secondary mirror has been proposed. Width, curvature and location of the ring-shaped mirror are fitted to diminish significantly the aberration of coma in the system, compared with a telescope having a solid or integrated primary mirror.

В настоящее время бурный рост астрофизических исследований приводит к необходимости применять все более мощные телескопы. Практика показала, однако, что сейчас практически пределом для телескопа со сплошным зеркалом следует считать диаметр около 6 м при толщине порядка 0,5—0,8 м, что вызвано невозможностью изготовить и отжечь заготовку большого диаметра. Для линзовых (диоптрических) систем этот предел еще меньше — около 1,5 м, что также обусловлено возможностями изготовления заготовок оптического стекла.

По-видимому, в ближайшем будущем можно ожидать прогресса в первую очередь в двух направлениях, касающихся больших телескопов, т. е. телескопов с главным зеркалом диаметром более 6 м:

1) телескопы с главным зеркалом из отдельных элементов (так называемое «мозаичное зеркало») [1];

2) телескопы с тонким (и, следовательно, гибким) сплошным управляемым зеркалом, т. е. зеркалом, фигура которого непрерывно корректируется автоматической системой (так называемая адаптивная оптика) [2].

Изготовление и отжиг тонкого зеркала (с толщиной порядка нескольких сантиметров) легче осуществить, и действительно, подобная технология (правда, со значительно более грубыми требованиями к отжигу и форме поверхности) уже разработана для зеркального стекла, а адаптивная оптика активно развивается [2].

Телескоп с мозаичным главным зеркалом с отверстием 1,2 м, состоящий из семи шестиугольных зеркал сферической формы, изготовлен и успешно работает в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР [3]: зеркала этого телескопа в процессе наблюдений непрерывно юстируются специальной автоматической системой с использованием газосветных лазеров.

Имеются проекты телескопов с отверстием порядка 25 м с мозаичным главным зеркалом [4, 5].

Поэтому представляется целесообразным изучить возможные и наиболее целесообразные оптические системы, пригодные для больших телескопов с мозаичным либо гибким сплошным зеркалом. Очевидно, в первую очередь следует рассмотреть наиболее простые системы с минимальной длиной, поскольку стоимость механической части (монтаж телескопа и купол) резко возрастает с ростом длины телескопа. Другое требование к большому телескопу — доступное положение фокуса. Поэтому рассмотрим системы из двух зеркал, имеющие доступное положение фокальной поверхности при приемлемых габаритах (т. е. не более 6 м) в диаметре вторичного зеркала; последнее целесообразно изготовить по традиционной технологии, т. е. из сплошного толстого диска. Как известно, системы из двух зеркал могут быть двух типов — зафокальные системы, у которых вторичное зеркало расположено за фокусом главного зеркала, и предфокальные — у них вторичное зеркало находится перед фокусом главного зеркала [6].

Известно, что при равных фокусном расстоянии, диаметре отверстия, расстоянии между зеркалами и заднем отрезке (т. е. расстоянии фокальной поверхности телескопа от вершины вторичного зеркала) зафокальные системы требуют более светосильного главного зеркала, что невыгодно для изготовления при асферической форме последнего. Действительно, как показано в [6], при одинаковых эксцентриситетах и диаметрах зеркал наибольшее отклонение поверхности вращения конического сечения от ближайшей сферы пропорционально кубу относительного отверстия зеркала. Поэтому мы не будем рассматривать зафокальные системы, а ограничимся случаем систем предфокальных. У этих систем целесообразно исключить из рассмотрения укорачивающие системы, поскольку последние, как правило, имеют чрезмерно высокие относительные отверстия (при разумных габаритах вторичного зеркала и длине системы, не превышающей 2—2,5 диаметра главного зеркала системы).

Поэтому ограничимся рассмотрением предфокальных удлиняющих систем с диаметром главного зеркала 25 м (очевидно, можно пересчитать все линейные параметры системы и на произвольный диаметр). Будем рассматривать только тот случай, когда главное зеркало системы является коническим сечением, поскольку методика изготовления и контроля таких поверхностей хорошо разработана.

### 1. Методика расчета

Для расчета двухзеркальной предфокальной стигматической системы (т. е. системы с исправленной сферической абберацией на оси) целесообразно использовать точную методику, разработанную нами [7], если главное зеркало имеет произвольную заданную фигуру. Применяя эту методику к нашему случаю, когда главное зеркало является коническим сечением, находим следующий ряд формул для точного профиля поверхности вторичного зеркала:

$$x_2 = \frac{B^2 - A^2 + y_1^2 + x_1^2 \operatorname{tg}^2(2\varphi_1) + 2x_1 y_1 \operatorname{tg}(2\varphi_1)}{2[y_1 \operatorname{tg}(2\varphi_1) + x_1 \operatorname{tg}^2(2\varphi_1) + B + A/\cos(2\varphi_1)]}, \quad (1)$$

$$y_2 = y_1 + (x_1 - x_2) \operatorname{tg}(2\varphi_1), \quad (2)$$

где

$$A = 2d - r_1 + q - x_1 \left(1 + \frac{1}{\cos(2\varphi_1)}\right), \quad (3) \quad B = q - r_1, \quad (4)$$

$$y_1^2 = 2r_1 x_0 + (e_1^2 - 1)x_0^2, \quad (5)$$

$$\varphi_1 = \operatorname{arctg} \frac{y_1}{r_1 + (e_1^2 - 1)x_0}; \quad x_0 = r_1 + x_1. \quad (6)$$

Здесь  $d$  — расстояние между зеркалами (всегда положительное),  $q$  — расстояние фокальной поверхности от вершины главного зеркала ( $q > 0$ , если фокус системы находится справа от вершины главного зеркала, и  $q < 0$ , если он лежит слева),  $r_1$  — радиус кривизны главного зеркала,  $e_1$  — его эксцентриситет;  $x_1$  и  $y_1$  — декартовы координаты произвольной точки профиля главного зеркала, лежащие на луче, входящем в систему параллельно оптической оси;  $x_2$  и  $y_2$  — координаты точки профиля вторичного зеркала, принадлежащие этому же лучу, но отраженному от главного зеркала.

Начало координат находится в центре кривизны при вершине поверхности главного зеркала. Обычно величины  $y_1$ ,  $e_1^2$ ,  $r_1$ ,  $d$  и  $q$  считаются известными и по ним вычисляют  $x_2$  и  $y_2$ , т. е. определяют по точкам точный профиль вторичного зеркала. Радиус кривизны  $r_2$  при вершине вторичного зеркала можно найти из формулы

$$r_2 = \frac{2d(d+q)}{2d+q-f_0'}, \quad (7)$$

где  $f_0'$  — заданное фокусное расстояние системы в параксиальной области

[8]. Фокусное расстояние  $f'$  для произвольного луча можно найти из выражения, данного в [7]:

$$f' = \frac{y_1 \sqrt{y_1^2 + (q - r_1 - x_2)^2}}{y_2}.$$

После этого легко вычислить и отступление от условий синусов Аббе  $f' - f'_0$ , определяющее кому системы, а также найти и длину пятна комы

$$2\delta g' = \frac{6l'(f' - f'_0)}{f'_0}, \quad (8)$$

где  $l'$  — расстояние изображения от центра поля [9]. Или в угловой мере:

$$\eta = \frac{2\delta g'}{f'_0} = \frac{6(f' - f'_0)w}{f'_0}, \quad (9)$$

где  $w$  — угол поля зрения. Отступление  $\Delta$  от сферы, касающейся в вершине вторичного зеркала и имеющей радиус  $r_2$ , равно

$$\Delta = r^2 + \sqrt{r_2^2 - y_2^2} - x_2 - r_1 - d. \quad (10)$$

## 2. Результаты расчетов

По приведенным выше формулам мы составили программу для ЭВМ ЕС-1020, записанную на машинном языке PL/1, и провели расчеты многих вариантов систем диаметром 25 м. Был введен вспомогательный параметр  $c_1 = e_1^2 - 1$ , который изменялся от  $-1$  (сферическое главное зеркало) до  $0,3$  (гиперболоид) с шагом  $0,01$ . Радиус кривизны главного зеркала принимал значения  $r_1 = -120, -85$  м; значения  $q$  принимались равными  $-5$  и  $-20,01$  м. При  $r_1 = -120$  м расстояние между зеркалами принимало значения  $d = 40; 45; 50; 55$  м.

Угол поля зрения  $w$  во всех случаях принимался равным  $1'$  (известно, что кома с высокой точностью пропорциональна  $w$ , т. е. линейно зависит от угла поля, а потому нет необходимости исследовать ее при других углах поля). Аберрациями астигматизма и кривизны поля, очевидно, можно пренебречь при столь малых полях зрения. Результаты расчетов нанесены на графики (рис. 1—4).

На рисунках изображена зависимость комы от  $c_1$  при разных значениях  $r_1, d, q$  и  $f'_0$ . На рис. 1 представлены системы с  $r_1 = -120$  м (т. е. относительное отверстие главного зеркала  $A = 1 : 2,4$ ) и  $q = -20,01$  м (фокальная плоскость расположена на равных расстояниях как от главного, так и от вторичного зеркала);  $d$  принимает значения  $40, 45, 50, 55$  м. Все линейные размеры на рисунках даны в метрах. Очевидно, что зависимости весьма близки к линейным, причем системы со сферическим ( $c_1 = -1$ ) главным зеркалом во всех случаях имеют наибольшую кому; по мере увеличения  $c_1$  кома уменьшается до нуля и далее становится отрицательной (в системах с гиперболическим главным зеркалом). Точки пересечения кривых с осью абсцисс на рисунках обозначены кружками — они соответствуют системам с нулевой комой (т. е. апланатическим). Очевидно, что во всех случаях апланатические системы имеют гиперболическое главное зеркало ( $c_1 > 0$ ).

Отметим, что длиннофокусные апланатические системы имеют главное зеркало, почти не отличающееся от параболоида (рис. 1—4); эти же системы имеют вторичные зеркала меньших размеров, нежели системы с короткими  $f'_0$ . Очевидно, трудности изготовления главного зеркала во всех случаях зависят от  $e_1^2$  [6] и возрастают по мере перехода от систем с зеркалом сферической формы к системам с параболическим ( $e_1^2 - 1 = 0$ ) и гиперболическим зеркалом. Заметим, что среди систем, представленных на рис. 1—4, имеются системы со вторичным зеркалом, весьма мало отличающимся от сферы, — это аналоги систем Далла—Киркхема [6], кома этих систем невелика, а главное зеркало имеет удобную для контроля эллипсоидальную форму. Подобные системы представляют большой практический интерес. Диаметр вто-

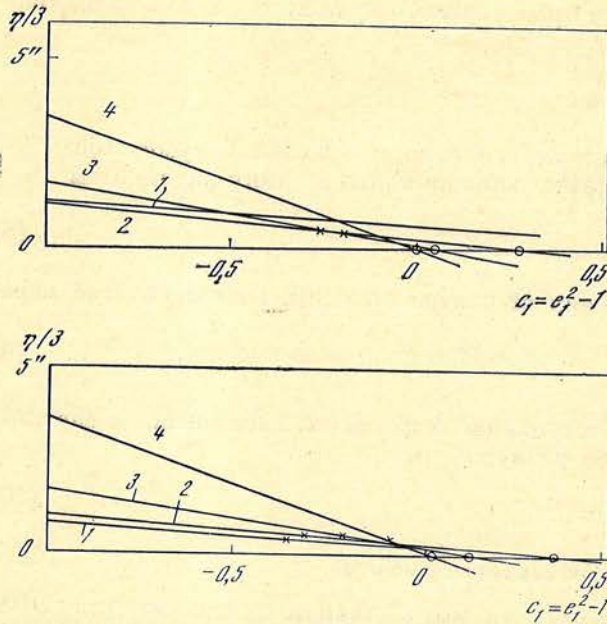


Рис. 1. Кома систем с главным зеркалом умеренной светосилы ( $A = 1 : 2,4$ );  $r_1 = -120$  м,  $q = -20,01$  м,  $w = 1'$

Крестами отмечены системы Далла—Киркхема, кружками — системы Ричи—Кретьена. Фокус системы расположен посередине между главным и вторичным зеркалами. 1 —  $d = 40$  м,  $f' = 60$  м, диаметр вторичного зеркала  $D' = 8,43$  м; 2 —  $d = 45$  м,  $f' = 100$  м,  $D' = 6,3$  м; 3 —  $d = 50$  м,  $f' = 180$  м,  $D' = 4,2$  м; 4 —  $d = 55$  м,  $f' = 420$  м,  $D' = 2$  м

Рис. 2. Кома систем с главным зеркалом умеренной светосилы ( $A = 1 : 2,4$ );  $r_1 = -120$  м,  $q = -5$  м,  $w = 1'$

Фокус системы находится внутри системы около главного зеркала

1 — $d = 40$ м,	$f' = 105$ м,	$D' = 8,3$ м;
2 — $d = 45$ м,	$f' = 160$ м,	$D' = 6,1$ м;
3 — $d = 50$ м,	$f' = 270$ м,	$D' = 4,2$ м;
4 — $d = 55$ м,	$f' = 600$ м,	$D' = 2,08$ м

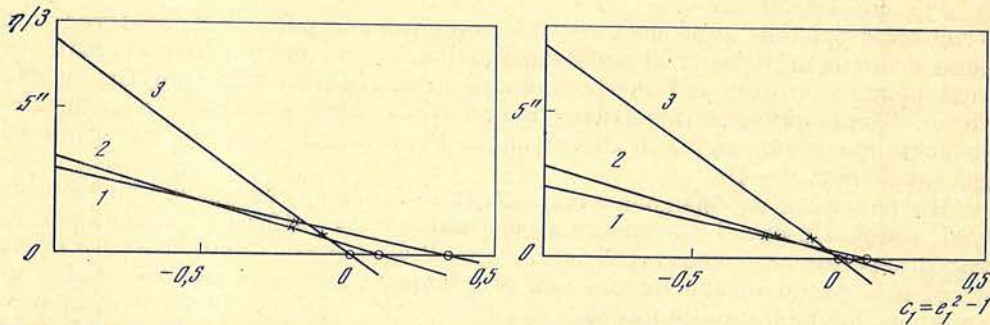


Рис. 3. Кома систем с главным зеркалом высокой светосилы ( $A = 1 : 1,7$ );  $r_1 = -85$  м,  $q = -20,01$  м,  $w = 1'$

Фокус системы находится внутри системы около главного зеркала

1 — $d = 33$ м,	$f' = 58,1$ м,	$D' = 5,8$ м;
2 — $d = 35$ м,	$f' = 84,9$ м,	$D' = 4,53$ м;
3 — $d = 39$ м,	$f' = 230,6$ м,	$D' = 2,04$ м;

Рис. 4. Кома систем с главным зеркалом высокой светосилы ( $A = 1 : 1,7$ );  $r_1 = -85$  м,  $q = -5$  м,  $w = 1'$

Фокус находится внутри системы около главного зеркала

1 — $d = 33$ м,	$f' = 125,3$ м,	$D' = 5,64$ м;
2 — $d = 35$ м,	$f' = 170$ м,	$D' = 4,44$ м;
3 — $d = 39$ м,	$f' = 412,9$ м,	$D' = 1,81$ м

ричного зеркала уменьшается с ростом эквивалентного фокусного расстояния системы  $f'_0$  (рис. 1—4). Из рис. 1—4 также следует, что влияние параметра  $c_1$  на кому незначительно, поскольку при переходе от  $q = -5$  м до  $q = -20,01$  м кома почти не меняется.

Приведем данные для наиболее интересных для практики систем из числа представленных на рис. 1—4 (табл. 1—8). Все системы из табл. 1—8 имеют идеальное исправление сферической аберрации для точки на оси (проверка



Таблица 1

$$r_1 = -120,00000, r_2 = -48,00000, d = 45,00000, q = -5,00000, s' = 40,00000,$$

$$f_0' = 160,00000, w = 60'',00000, \eta/3 = 1'',06811, k = 2,916666, c_1 = -1,0000$$

$x_1$	$y_1$	$x_2$	$y_2$	$\Delta$	$f'$
119,99895833	0,5	74,99983724	0,12499756	0,00000000	160,00455743
119,99062463	1,5	74,99853539	0,37493406	0,00000026	160,04102652
119,97395551	2,5	74,99593280	0,62469460	0,00000199	160,11401644
119,94894747	3,5	74,99203172	0,87416138	0,00000764	160,22363089
119,91559532	4,5	74,98683552	1,12321593	0,00002086	160,37002607
119,87389207	5,5	74,98034878	1,37173881	0,00004652	160,55341146
119,82382902	6,5	74,97257725	1,61960928	0,00009065	160,77405088
119,76539567	7,5	74,96352800	1,86670508	0,00016048	161,03226380
119,69857977	8,5	74,95320938	2,11290211	0,00026437	161,32842699
119,62336728	9,5	74,94163116	2,35807413	0,00041184	161,66297644
119,53974235	10,5	74,92880460	2,60209245	0,00061346	162,03640962
119,44768729	11,5	74,91474253	2,84482565	0,00088088	162,44928809
119,34718262	12,5	74,89945948	3,08613925	0,00122678	162,90224047

Таблица 2

$$r_1 = -120,00000, r_2 = -25,71429, d = 50,00000, q = -5,00000, s' = 45,00000,$$

$$f_0' = 270,00000, w = 60'',00000, \eta/3 = 1'',65975, k = 12,906250, c_1 = -1,0000$$

$x_1$	$y_1$	$x_2$	$y_2$	$\Delta$	$f'$
119,99895833	0,5	69,99986498	0,08333004	0,00000000	270,01195086
119,99062463	1,5	69,99878526	0,24991101	0,00000030	270,10760266
119,97395551	2,5	69,99662841	0,41625452	0,00000228	270,29914637
119,94894747	3,5	69,99339956	0,58220182	0,00000873	270,58706388
119,91559532	4,5	69,98910647	0,74759340	0,00002381	270,97208218
119,87389207	5,5	69,98375956	0,91226905	0,00005300	271,45517840
119,82382902	6,5	69,97737192	1,07606695	0,00010310	272,03758669
119,76539567	7,5	69,96995942	1,23882402	0,00018215	272,72080689
119,69857977	8,5	69,96154079	1,40037531	0,00029935	273,50661529
119,62336728	9,5	69,95213768	1,56055381	0,00046504	274,39707740
119,53974235	10,5	69,94177479	1,71919013	0,00069056	275,39456316
119,44768729	11,5	69,93048001	1,87611224	0,00098816	276,50176455
119,34718262	12,5	69,91828454	2,03114512	0,00137090	277,72171607

Таблица 3

$$r_1 = -85,00000, r_2 = -28,75676, d = 33,00000, q = -5,00000, s' = 28,00000,$$

$$f_0' = 125,26316, w = 60'',00000, \eta/3 = 2'',40306, k = 4,021978, c_1 = -1,0000$$

$x_1$	$y_1$	$x_2$	$y_2$	$\Delta$	$f'$
84,99852940	0,5	51,99978282	0,11175930	0,00000001	125,27118551
84,98676368	1,5	51,99804617	0,33514812	0,00000076	125,33544688
84,96322734	2,5	51,99457705	0,55814702	0,00000584	125,46418569
84,92791061	3,5	51,98938387	0,78049416	0,00002239	125,65783639
84,88079877	4,5	51,98247942	1,00192489	0,00006106	125,91705657
84,82187218	5,5	51,97388104	1,22217054	0,00013591	126,24273414
84,75110619	6,5	51,96361088	1,44095729	0,00026434	126,63599714
84,66847111	7,5	51,95169621	1,65800497	0,00046688	127,09822642
84,57393215	8,5	51,93816983	1,87302581	0,00076705	127,63107132
84,46744935	9,5	51,92307056	2,08572323	0,00119111	128,23646882
84,34897747	10,5	51,90644376	2,29579050	0,00176774	128,91666654
84,21846591	11,5	51,88834198	2,50290940	0,00252776	129,67425000
84,07585860	12,5	51,86882573	2,70674885	0,00350360	130,51217489

Таблица 4

$$r_1 = -85,00000, r_2 = -20,00000, d = 35,00000, q = -5,00000, s' = 30,00000, \\ f_0' = 170,00000, w = 60'',00000, \eta/3 = 3'',10878, k = 9,583333, c_1 = -1,0000$$

$x_1$	$y_1$	$x_2$	$y_2$	$\Delta$	$f'$
84,99852940	0,5	49,99980538	0,08822893	0,00000001	170,01409450
84,98676368	1,5	49,99824965	0,26453407	0,00000082	170,12694871
84,96322734	2,5	49,99514475	0,44038048	0,00000629	170,35318238
84,92791061	3,5	49,99050386	0,61546050	0,00002411	170,69385287
84,88079877	4,5	49,98434695	0,78946366	0,00006565	171,15056365
84,82187218	5,5	49,97670098	0,96207562	0,00014588	171,72548565
84,75110619	6,5	49,96760018	1,13297697	0,00028311	172,42138660
84,66847111	7,5	49,95708645	1,30184210	0,00049875	173,24166895
84,57393215	8,5	49,94520983	1,46833802	0,00081693	174,19041758
84,46744935	9,5	49,93202897	1,63212314	0,00126414	175,27245831
84,34897747	10,5	49,91761185	1,79284601	0,00186864	176,49342900
84,21846591	11,5	49,90203648	1,95014410	0,00265990	177,85986514
84,07585860	12,5	49,88539172	2,10364246	0,00366780	179,37930235

Таблица 5

$$r_1 = -120,00000, r_2 = -48,00000, d = 45,00000, q = -5,00000, s' = 40,00000, \\ f_0' = 160,00000, w = 60'',00000, \eta/3 = 0'',37964, k = 1,036666, c_1 = -0,2950$$

$x_1$	$y_1$	$x_2$	$y_2$	$\Delta$	$f'$
119,99895833	0,5	74,99983724	0,12499985	-0,00000000	160,00161980
119,99062489	1,5	74,99853516	0,37499604	-0,00000000	160,01457860
119,97395750	2,5	74,99593106	0,62498166	0,00000000	160,04049844
119,94895513	3,5	74,99202500	0,87494961	0,00000000	160,07938380
119,91561625	4,5	74,98681712	1,12489269	-0,00000001	160,13124142
119,87393880	5,5	74,98030759	1,37480361	-0,00000002	160,19608030
119,82392022	6,5	74,97249664	1,62467490	-0,00000003	160,27391173
119,76555744	7,5	74,96338455	1,87449891	-0,00000003	160,36474931
119,69884686	8,5	74,95297164	2,12426778	-0,00000003	160,46860897
119,62378436	9,5	74,94125832	2,37397338	0,00000001	160,58550900
119,54036532	10,5	74,92824507	2,62360729	0,00000010	160,71547012
119,44858459	11,5	74,91393244	2,87316077	0,00000027	160,85851547
119,34843651	12,5	74,89832105	3,12262470	0,00000058	164,01467070

Таблица 6

$$r_1 = -120,00000, r_2 = -48,00000, d = 45,00000, q = -5,00000, s' = 40,00000, \\ f_0' = 160,00000, w = 60'',00000, \eta/3 = 0'',00024, k = 0,000667, c_1 = 0,0935$$

$x_1$	$y_1$	$x_2$	$y_2$	$\Delta$	$f'$
119,99895833	0,5	74,99983724	0,12500112	0,00000000	160,00000105
119,99062503	1,5	74,99853504	0,37503019	-0,00000014	160,00000970
119,97395860	2,5	74,99593010	0,62513980	-0,00000110	160,00002858
119,94895935	3,5	74,99202131	0,87538367	-0,00000423	160,00005080
119,91562777	4,5	74,98680702	1,12581563	-0,00001156	160,00011104
119,87396452	5,5	74,98028505	1,37648960	-0,00002581	160,00018553
119,82397041	6,5	74,97245262	1,62745967	-0,00005040	160,00029206
119,76564640	7,5	74,96330645	1,87878006	-0,00008944	160,00043996
119,69899363	8,5	74,95284266	2,13050525	-0,00014777	160,00064013
119,62401341	9,5	74,94105683	2,38268991	-0,00023093	160,00090497
119,54070718	10,5	74,92794399	2,63538903	-0,00034521	160,00124843
119,44907658	11,5	74,91349857	2,88865786	-0,00049767	160,00168600
119,34912338	12,5	74,89771447	3,14255202	-0,00069612	160,00223466

Таблица 7

$$r_1 = -85,00000, r_2 = -20,00000, d = 35,00000, q = -5,00000, s' = 30,00000, \\ f_0' = 170,00000, w = 60'',00000, \eta/3 = 0'',70177, k = 2,163333, c_1 = -0,2050$$

$x_1$	$y_1$	$x_2$	$y_2$	$\Delta$	$f'$
84,99852941	0,5	49,99980537	0,08823460	-0,00000000	170,00318141
84,98676449	1,5	49,99824844	0,26468705	-0,00000000	170,02863565
84,96323366	2,5	49,99513543	0,44108926	-0,00000001	170,07955975
84,92793491	3,5	49,99046798	0,61740754	-0,00000005	170,15598504
84,88086524	4,5	49,98444859	0,79360804	-0,00000013	170,25795859
84,82202063	5,5	49,97648061	0,96965653	-0,00000028	170,38554342
84,75139606	6,5	49,96716824	1,14551841	-0,00000050	170,53881861
84,66898552	7,5	49,95631659	1,32115855	-0,00000080	170,71787960
84,57478196	8,5	49,94393166	1,49654123	-0,00000115	170,92283847
84,46877735	9,5	49,93002039	1,67163004	-0,00000150	171,15282422
84,35096261	10,5	49,91459067	1,84638779	-0,00000174	171,41098323
84,22132766	11,5	49,69765141	2,02077638	-0,00000173	171,69447968
84,07986139	12,5	49,87921255	2,19475675	-0,00000123	172,00449603

Таблица 8

$$r_1 = -85,00000, r_2 = -20,00000, d = 35,00000, q = -5,00000, s' = 30,00000, \\ f_0' = 170,00000, w = 60'',00000, \eta/3 = 0'',00026, k = 0,000800, c_1 = 0,0267$$

$x_1$	$y_1$	$x_2$	$y_2$	$\Delta$	$f'$
84,99852941	0,5	49,99980536	0,08823625	0,00000000	170,00000118
84,98676473	1,5	49,99824809	0,26473163	-0,00000024	170,00001089
84,96323351	2,5	49,99513272	0,44129569	-0,00000186	170,00003176
84,92794199	3,5	49,99045756	0,61797426	-0,00000714	170,00006668
84,88088458	4,5	49,98422010	0,79481330	-0,00001954	170,00011996
84,82206380	5,5	49,97641696	0,97185885	-0,00004366	170,00019740
84,75143029	6,5	49,96704396	1,14915714	-0,00008530	170,00030618
84,66913484	7,5	49,95609601	1,32675460	-0,00015148	170,00045496
84,57502836	8,5	49,94356721	1,50469789	-0,00025043	170,00065381
84,46916190	9,5	49,92945077	1,68303396	-0,00039166	170,00091423
84,35153663	10,5	49,91373903	1,86181004	-0,00058601	170,00124914
84,22215385	11,5	49,89642349	2,04107374	-0,00084564	170,00167288
84,08101499	12,5	49,87749471	2,22087306	-0,00118411	170,00220119

принципа Ферма показала, что он выполняется с точностью не хуже  $10^{-8}$  м, т. е. 0,01 мкм). В таблицах приведены:

- 1) координаты  $x_1, y_1$  и  $x_2, y_2$  точек профиля главного и вторичного зеркал,
- 2) отступление  $\Delta$  от сферы для вторичного зеркала на зоне  $y_2$ ,
- 3) фокусные расстояния  $f'$  на зонах  $y_1$ .

В начале каждой таблицы даны параметры системы (каждая таблица характеризует одну систему):

$$r_1, r_2, d, q, s' = d + q, f_0', w, \eta/3, k, c_1,$$

где  $s'$  — расстояние фокуса системы от вершины вторичного зеркала,  $k$  — коэффициент комы третьего порядка. В табл. 1—4 даны системы со сферическим главным зеркалом; в табл. 5 и 7 — системы с почти сферическим вторичным зеркалом; в табл. 6 и 8 — системы типа Ричи—Креггана. Линейные единицы указаны в метрах.

### 3. Зональный телескоп

Наибольший практический интерес представляют системы со сферическим мозаичным главным зеркалом, поскольку сферические элементы такого зеркала легко изготовить и проконтролировать. В то же время, как сле-

дует из изложенного (см. рис. 1—4 и табл. 1—8), эти системы обладают наибольшей комой (из систем с одинаковыми  $f_0$ ,  $d$ ,  $q$ , но различной фигурой зеркал) и, следовательно, наименьшим полезным полем зрения. Представляется наиболее естественным аппроксимировать асферическое зеркало какой-либо системы с приемлемой или нулевой комой (например, систему с параболическим главным зеркалом или систему Ричи—Кретьена) малыми сферическими зеркалами. Однако при этом число элементарных зеркал, в особенности вблизи края отверстия, получается очень большим (если только не пойти по пути уменьшения относительного отверстия главного зеркала до 1 : 7 или менее, что приводит к увеличению габаритов телескопа и его стоимости, а механическая конструкция телескопа может оказаться невыполнимой с требуемой точностью при современном уровне машиностроения).

В то же время из выражения для комы [9] следует, что в первом приближении кома пропорциональна разности фокусных расстояний центральной и краевой зон. Поэтому целесообразно рассчитать такую совокупность стигматических телескопов со сферическими главными зеркалами, общей осью симметрии и общим фокальным полем, чтобы каждый отдельный телескоп обладал значительно меньшей комой, нежели эквивалентный ему телескоп со сферическим главным зеркалом одного радиуса кривизны.

Разумеется, при этом среднее фокусное расстояние всех элементарных телескопов должно быть одинаковым. При этом представляется целесообразным для упрощения технологии изготовления системы рассчитать и расположить элементарные телескопы таким образом, чтобы их вторичные зеркала образовали непрерывную поверхность (вообще говоря, асферическую). При этом главное зеркало составного телескопа будет представлять собой набор кольцевых участков сфер с различными радиусами кривизны; ширина и количество этих колец и будет определять кому полученного телескопа (для краткости назовем его зональным телескопом). Разумеется, каждое кольцевое сферическое зеркало в свою очередь может быть разделено на элементы (но одинакового радиуса кривизны и лежащие на поверхности сферы).

Приведем данные зонального телескопа с  $f_0' = 160$  м и отверстием  $\phi = 25$  м; он состоит из пяти отдельных стигматических систем с общей осью симметрии (оптической осью) и общим вторичным зеркалом диаметром 6,2 м (оно не является мозаичным). Главное зеркало первой системы (компоненты зонального телескопа) имеет диаметр 12,8 м (его центральная часть диаметром 6,2 м, очевидно, не работает, будучи заэкранирована вторичным зеркалом).

Параметры первой системы следующие:

$$r_1 = -120,10537 \text{ м}, \quad e_1^2 = 0 \text{ (сфера)}, \quad r_2 = -48,27031 \text{ м}, \quad f_0' = 159,58 \text{ м}, \\ d = 45 \text{ м}, \quad q = -5 \text{ м}, \quad s' = 40 \text{ м}.$$

Координаты точек профилей главного и вторичного зеркал, а также отступление вторичного зеркала от сферы, касающейся его в вершине и имеющей радиус кривизны  $r_2 = -48,27031$  м, и фокусные расстояния для лучей, проходящих через эти точки, рассчитаны по методике, описанной выше. Для системы № 2 имеем (величины  $e_1^2$ ,  $d$ ,  $q$  для всех систем одинаковы, поэтому мы их опускаем)]

$$r_1 = -120,30303 \text{ м}, \quad r_2 = -48,78049 \text{ м}, \quad f_0' = 158,8 \text{ м}, \quad D_1 = 16,8 \text{ м}, \\ D_2 = 12,8 \text{ м},$$

где  $D_1$  — наружный диаметр главного зеркала,  $D_2$  — его внутренний диаметр. Для системы № 3 имеем

$$r_1 = -120,40541 \text{ м}, \quad r_2 = -49,04632 \text{ м}, \quad f_0' = 158,4 \text{ м}, \quad D_1 = 19,8 \text{ м}, \\ D_2 = 16,8 \text{ м}.$$

Для системы № 4 получаем

$$r_1 = -120,56027 \text{ м}, \quad r_2 = -49,45055 \text{ м}, \quad f_0' = 157,8 \text{ м}, \quad D_1 = 22,6 \text{ м}, \\ D_2 = 19,8 \text{ м}.$$

Для системы № 5 находим

$$r_1 = -120,6644 \text{ м}, \quad r_2 = -49,72376 \text{ м}, \quad f'_0 = 157,4 \text{ м}, \quad D_1 = 25 \text{ м}, \quad D_2 = 22,6 \text{ м}.$$

Эти пять систем соединяем так, чтобы профиль вторичного зеркала образовал непрерывную кривую (необязательное требование, обусловленное технологией изготовления); расстояния между вторичным зеркалом и соответствующим кольцевым сферическим зеркалом изменяют в небольших пределах, чтобы совместить изображения, создаваемые ими; при этом система приобретает небольшую сферическую абберрацию, величина которой не превышает 0,01 мм, что вполне допустимо.

Среднее фокусное расстояние всех систем  $\sim 160$  м. Если главные зеркала всех пяти систем примыкают друг к другу (т. е. не имеют просветов), то и в этом случае на вторичном зеркале имеются нерабочие зоны (кольца шириной в несколько сантиметров); эти зоны работают в наклонных пучках. Следует избегать больших углов поля зрения, так как при этом может произойти попадание света, идущего от главного зеркала одной системы, на вторичное зеркало другой системы, что приведет к появлению рассеянного света. Повидимому, наиболее рациональным следует считать поле  $w = \pm 2'$ , что соответствует поперечнику 20 см в фокальной плоскости.

Заметим, что, варьируя параметры  $d$  и  $q$ , можно получить многочисленные варианты системы, — из них можно, например, выбрать систему с наиболее технологичным вторичным зеркалом.

Мы сформировали систему из пяти отдельных телескопов, но можно использовать и другое число телескопов — чем их больше, тем лучше качество изображения на краю поля.

Описанная система может применяться как для астрономических наблюдений, так и в других областях науки и техники, например для радиотелескопов (антенны), гелиотехники, лазерной техники и связи на субмиллиметровых волнах.

Авторы признательны Н. В. Стешенко за полезное обсуждение и критику.

Декабрь 1979 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Гвоздев М. И., Димов Н. А., Жерноклеев Н. Л. и др. — УФН, 1973, 3, с. 558.
2. Palma G. E., Garcia H. R. — Appl. Opt., 1979, 18, N 17, p. 3057.
3. Steshenko N. V. On the Feasibility of the 25-meter optical telescope. Tucson Conf., Smithon. Astron. Obs., rep. N 385, Arizona (USA), May 1979, p. 191.
4. Meinel A. B. — Optical telescope of the Future, Proc. ESO conf., 12—15 Dec. Geneva, 1977, p. 13.
5. A Concept. for a 25 m. telescope — Next Generation telescope, rep. N 3, by Kitt Peak Nation. Obs., July 1977, Arizona, USA.
6. Максумов Д. Д. Астрономическая оптика. 2-е изд. Л.: Наука, 1979.
7. Попов Г. М. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1980, 62.
8. Попов Г. М. Асферические поверхности в астрономической оптике. М.: Наука, 1979.
9. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. Л.: Машиностроение, 1969.

## ОТНОСИТЕЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПО ПОВЕРХНОСТИ ВОГНУТОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ, ИМЕЮЩЕЙ УГОЛ БЛЕСКА

В. К. Прокофьев

По формулам, данным в [1], с учетом изменения угла блеска по поверхности вогнутой дифракционной решетки проведен для ультрафиолетовой области спектра расчет относительного распределения эффективности по ее поверхности [в среднем сечении]. Расчет для решетки, имеющей  $R = 250$  мм и  $N = 600$  мм<sup>-1</sup>, сравнивается с измерениями. Это сопоставление приводит к выводу, что эффективно действующая грань  $b$  штриха решетки меньше ее геометрического размера и составляет 70% от величины шага  $d$  решетки, т. е.  $b/d = 0,7$ . Рассмотрен ход распределения, его [ширина в зависимости от параметров  $R$  и  $N$  решетки.

RELATIVE DISTRIBUTION OF EFFICIENCY OVER THE SURFACE OF CONCAVE GRATING WITH A BLAZE ANGLE, by V. K. Prokofiev.— The relative distribution of the efficiency over the surface of concave grating has been calculated and compared with the measurements of the grating with  $R = 250$  mm and  $N = 600$  mm<sup>-1</sup>. The comparison between calculations and measurements has shown that the effectively acting side  $b$  of the groove  $d$  equals approximately to  $b = 0,7 d$ , thus being smaller than the geometrical sizes. The dependence of the efficiency distribution on the parameters  $R$  and  $N$  of the concave grating has been discussed.

Для расчета хода эффективности по поверхности вогнутой дифракционной решетки в ультрафиолетовой области спектра используем формулы, приведенные в [1] для плоской решетки. В [1] рассматривается дифракция от действующей грани  $b$  штриха решетки, имеющей шаг  $d = 1/N$ , где  $N$  — число штрихов в миллиметре. Грань наклонена к поверхности решетки под углом  $\gamma$  — углом блеска для некоторой длины волны  $\lambda_{\max}$ .

Распределение дифрагированной энергии определяется функцией  $\Phi(\lambda) = \left(\frac{\sin u}{u}\right)^2$ , где

$$u = k\pi \frac{b}{d} \frac{\sin(\beta - \gamma)}{\sin \beta}, \quad (1)$$

а длина волны в максимуме

$$\lambda_{\max} = \frac{2}{kN} \sin \gamma \cos \frac{\theta}{2}. \quad (2)$$

Здесь  $\beta = 0,5(\varphi + \varphi')$ ,  $\theta = \varphi - \varphi'$ , а  $\varphi$  и  $\varphi'$  — углы падения и дифракции,  $k$  — порядок спектра.

Выражение для параметра  $u$  можно написать в несколько ином виде, используя формулу дифракционной решетки  $k\lambda = d(\sin \varphi + \sin \varphi')$ :

$$u = \pi \frac{b}{d} \left( k \cos \gamma - \frac{\lambda_{1,m}}{\lambda} \cos \beta \right). \quad (3)$$

Здесь  $\lambda_{1,m}$  — длина волны в максимуме блеска для I порядка,  $\lambda$  — длина волны, для которой ищем распределение.

Для вогнутых дифракционных решеток, как отмечено в [2], угол блеска  $\gamma_i$ , т. е. угол между нормалью к грани  $b$  штриха и местной нормалью в данной точке  $B$  поверхности, изменяется в зависимости от удаления  $l_i$  от вершины решетки (рис. 1):

$$\gamma_i = \gamma_0 \pm \vartheta_i, \quad \text{где } \vartheta_i = \arcsin \frac{l_i}{R}. \quad (4)$$

Представляется интересным проследить изменение угла блеска и соответствующей длины волны  $\lambda_{i,m}$  блеска для средней зоны решетки от параметров решетки: радиуса кривизны  $R$  и числа штрихов  $N$  мм<sup>-1</sup>.

На рис. 2 приведены зависимости хода  $\lambda_{i,m}$  для нескольких типов решеток. Мы видим, что зависимости  $\lambda_{i,m}$  от  $l_i$  — положения точки на поверхности решетки практически линейны. Они сохраняют свой вид для группы решеток, у которых остается постоянным произведение  $RN$ , как это иллюстрирует прямая 2.

Прямые 1 и 2 характеризуют изменение хода  $\lambda_{i,m}$  при изменении  $R$  при постоянном  $N = 600 \text{ мм}^{-1}$  или при изменении  $N$  от 600 до  $1200 \text{ мм}^{-1}$  при постоянном  $R = 250 \text{ мм}$ . Прямые 2—4 характеризуют влияние изменения числа  $N \text{ мм}^{-1}$  при постоянном  $R = 500 \text{ мм}$ .

Переходя к расчету относительного распределения эффективности по поверхности вогнутой решетки по формулам (1) или (3), необходимо знать величину  $b/d$ . Эта величина наименее известна. Можно, конечно, определить ее геометрически, если известны углы треугольного сечения профиля штриха, как это сделано в [3]. Однако действительный профиль штриха значительно сложнее, главным образом за счет дефектов нарезания штриха, что подробно рассмотрено в [4] для случая установки решетки в схеме скользящего падения для области спектра с  $\lambda \leq 200 \text{ \AA}$ ; там было найдено, что  $b/d \approx 0,8$ .

Легко видеть, что величина  $b/d < 1$  и существенно уменьшает величину параметра  $u$ , следовательно, несколько расширяет контур кривой распределения  $\Phi(\lambda, l)$  по поверхности решетки. Сопоставление хода расчетных кривых, полученных при разных значениях  $b/d$ , с экспериментально измеренными позволит определить действующую величину отношения  $b/d$  по крайней мере для измеренных решеток.

Мы располагаем измерениями распределения эффективности по поверхности для нескольких вогнутых решеток с  $R = 250 \text{ мм}$  и  $N = 600 \text{ мм}^{-1}$  для ультрафиолетовой области спектра.

Для этих решеток расчет проводился с использованием формул (2) и (3). При расчете было принято: угол падения  $\varphi = 10^\circ,5$ ,  $\theta = 15^\circ$ , в середине решетки длина волны блеска  $\lambda_{0,m} = 2200 \text{ \AA}$ . На рис. 3 приведены результаты расчета при значении отношения  $b/d = 0,7$  сплошными кривыми для трех длин волн 1216, 1440 и 1610  $\text{\AA}$ . Дополнительно приведены расчетные кривые для длин волн 2000 и 2400  $\text{\AA}$  для иллюстрации зависимости хода кривых распределения от длины волны.

Штриховые кривые — результаты измерений в относительных единицах. Расчеты были проведены при нескольких значениях отношения  $b/d$ . Как показывает сравнение с измерениями, принятое значение  $b/d = 0,7$  дает достаточно хорошее согласие расчетных и измеренных данных.

На этом же рис. 3 показано положение двух расчетных точек (квадратики) для 1216  $\text{\AA}$  при значении отношения  $b/d = 0,86$ . Мы видим, что контур распределения существенно сузился, примерно на 20% по сравнению с контуром при  $b/d = 0,7$  и экспериментальным.

Таким образом, приведенное сравнение расчетов с измерениями приводит к оптимальному значению  $b/d = 0,7$ , что, вообще говоря, не противоречит выводу [4].

Второй вывод: с увеличением длины волны довольно быстро возрастает ширина контура распределения, что вполне отчетливо видно на рис. 3.

Эта ширина существенно возрастает также при увеличении числа штрихов на миллиметр ( $N$ ) при неизменном радиусе кривизны. На рис. 4 приведены расчетные контуры распределения эффективности для решетки с  $R = 250 \text{ мм}$  и  $N = 1200 \text{ мм}^{-1}$ . Ширина контура при этом возрастает примерно на 20%. Для возможности сопоставления с рис. 3 в этом последнем расчете принято то же значение  $\lambda_{0,m} = 2200 \text{ \AA}$  для середины решетки.

### Заключение

Приведенный выше геометрический метод расчета относительного распределения эффективности по поверхности вогнутой дифракционной решетки позволяет получить достаточно удовлетворительную картину этого распределения в случае, когда длина волны рассматриваемого участка спектра существенно меньше шага решетки, т. е. при  $\lambda < d$ . При этом ограничении

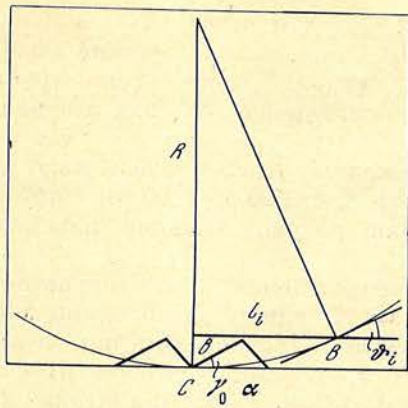


Рис. 1. Схема изменения угла блеска при перемещении по поверхности вогнутой дифракционной решетки

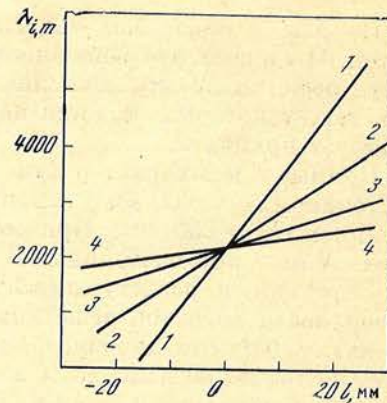


Рис. 2. Изменение  $\lambda_{i,m}$  — длины волны в максимуме блеска по поверхности вогнутой дифракционной решетки

1 —  $R = 250$  мм,  $N = 600$  мм<sup>-1</sup>; 2 —  $R = 500$  мм,  $N = 600$  мм<sup>-1</sup> и  $R = 250$  мм,  $N = 1200$  мм<sup>-1</sup>; 3 —  $R = 500$  мм,  $N = 1200$  мм<sup>-1</sup>; 4 —  $R = 500$  мм,  $N = 2400$  мм<sup>-1</sup>

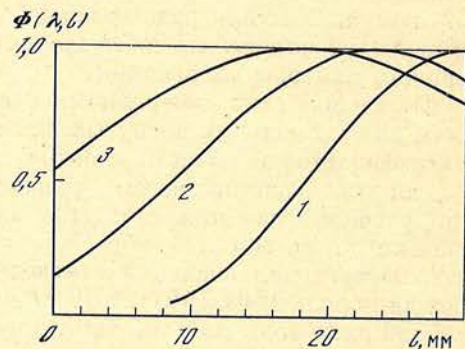
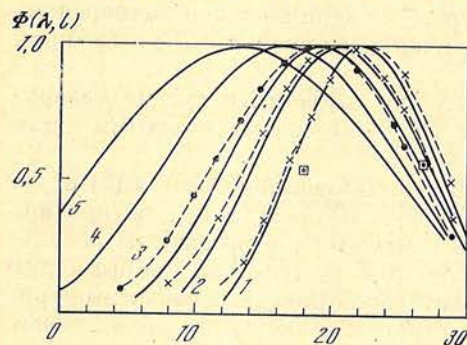


Рис. 3. Расчетное (сплошные линии) и измеренное (штриховые линии) распределение эффективности по средней части вогнутой дифракционной решетки ( $R = 250$  мм и  $N = 600$  мм<sup>-1</sup>)

1 — 1216 Å, 2 — 1440, 3 — 1610, 4 — 2000, 5 — 2400 Å

Рис. 4. Расчетное распределение эффективности по поверхности вогнутой дифракционной решетки ( $R = 250$  мм,  $N = 1200$  мм<sup>-1</sup>)

1 — 1216 Å, 2 — 1610, 3 — 2000 Å

можно достаточно хорошо представить характер работы решетки в проектируемом приборе. Изложенный метод учитывает только действующую ширину штриха решетки и геометрию вогнутой поверхности, не принимаются во внимание физические процессы на поверхности решетки, особенно сильно проявляющиеся при  $\lambda \approx d$ , т. е. взаимодействия падающей электромагнитной волны с металлом поверхности решетки [5].

В заключение автор выражает свою благодарность Ф. М. Герасимову и И. В. Пейсахсону за полезное обсуждение, д-ру Дюбану за ценные указания и проведение измерения распределения эффективности нескольких вогнутых дифракционных решеток.

Декабрь 1979 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Пейсахсон И. В. Оптика спектральных приборов. Л.: Машиностроение, 1975, с. 56.
2. Michels D. J.— JOSA, 1974, 64, N 5, p. 662.
3. Раутиан С. Г.— Оптика и спектроскопия, 1957, 2, № 2, с. 279.
4. Иванов А. В.— ОМП, 1971, 38, № 1, с. 56.
5. Масалов С. А., Яковлев Э. А.— Оптика и спектроскопия, 1977, 43, № 6, с. 1129.



## ХРОНИКА

В 1979 г. в обсерватории созданы две новые лаборатории: лаборатория космических лучей и лаборатория математических методов обработки астрофизических измерений.

В начале октября 1979 г. в обсерватории проходила научная сессия по проблеме «Солнце и солнечно-земные связи», организованная Отделением физики и астрономии АН УССР, Научным советом по проблеме «Астрономия» АН СССР и Крымской астрофизической обсерваторией.

В конце ноября состоялись заседания Комиссии по тематике шестиметрового телескопа.

Состоялось также рабочее совещание специалистов лаборатории космической астрономии (Марсель, Франция) с сотрудниками обсерватории по результатам совместного эксперимента «Галактика» и по вопросам, касающимся будущих совместных экспериментов.

Сотрудники обсерватории принимали участие в работе семинаров, совещаний, конференций, симпозиумов: Бюраканского симпозиума «Вспыхивающие звезды, фуоры и объекты Хербига—Аро», совещания по моделям звездных атмосфер в Киеве; семинара по проблемам использования ТВ-систем в астрономии (Киев); Пленума комиссии астрономического приборостроения (Иркутск); совещания по магнитным звездам (САО АН СССР); совещания «Современные методы повышения эффективности астрономической светоприемной аппаратуры» (Кацивели, Крым); Всесоюзного семинара «Актуальные проблемы современного астрономического приборостроения» (Москва) и других совещаний по различным научным и научно-организационным вопросам.

Кроме этого, отдельные сотрудники обсерватории участвовали в работе XVII Генеральной Ассамблеи МАС и сопутствующих симпозиумов и коллоквиумов, других совещаний, конференций, проходивших за рубежом.

В Крымскую астрофизическую обсерваторию приезжали для общего ознакомления, на стажировку, для обсуждения и выполнения совместных работ, наблюдений на крупных телескопах сотрудники различных учреждений нашей страны и зарубежные ученые.

В обсерватории в этом году были: Я. Беллас, З. Иванова (Болгария); Г. Вирагхалми, Б. Калман, Э. Рупп (Венгрия); К. Пфлюг (ГДР); О. Альварес (Куба); Ч. Цовоохуу (МНР); М. Кльваня (Чехословакия); В. Вайсс (Австрия); М. Вульфсон, Д. Данджи (Англия); А. ван Арден, Я. Нордам (Голландия); А. Эгеланд, О. М. Нимоен (Норвегия); Ф. Шеррер (США); О. Вилху, И. Туоминен (Финляндия); Ф. Барлье, Ж. Булестекс, П. Крувелье, Ж. Куртес, С. Кучми, А. Маньян, А. Пети (Франция); Бартель, Г. Кюр, Ханкинс, Г. Херендель (ФРГ).

На заседаниях Ученого совета обсерватории с докладами выступили: В. Вайсс, «Исследования Ар-звезд в Венской обсерватории»; Ф. Шеррер, «Исследования Солнца в Станфорде».

В зарубежных командировках в 1979 г. побывал ряд сотрудников обсерватории. Н. В. Стещенко выезжал в Болгарию для участия в совещании по 2-м телескопу; С. И. Гопасюк и Т. Т. Цап были в ГДР для совместной работы по тематике КАПГ, Т. Т. Цап выезжал туда вторично для участия в ра-

боте Международной школы по физике Солнца; Ю. С. Ефимов три недели находился в Польше для совместной работы по проблеме «Физика и эволюция звезд», кроме того, по приглашению польских коллег он принял участие в работе XIX съезда Польского астрономического общества; Н. Н. Степанян выезжала в Польшу для продолжения совместной работы по прогнозированию солнечной активности.

А. А. Боярчук выезжал в Швейцарию для участия в совещании по космическим телескопам, в Канаду и США на Генеральную Ассамблею и Коллоквиум № 54 МАС «Научные исследования с помощью космического телескопа», а также во Францию для участия в очередной встрече КНЕС — «Интеркосмос». Л. В. Границкий и А. Ф. Лагутин были во Франции в Лаборатории космической астрономии (Марсель) для обсуждения некоторых технических вопросов по совместным экспериментам. А. М. Зверева выезжала туда же для совместной обработки результатов эксперимента «Галактика». Н. Н. Степанян участвовала в рабочем совещании по прогнозам солнечной активности, проходившем в Боулдере, США. Н. В. Стещенко дважды был в США, где участвовал в работе международного совещания по году солнечного максимума и совещания «Телескопы будущего». В декабре Н. В. Стещенко был в Анголе. М. Е. Боярчук и Н. С. Чуваева приняли участие в работе 3-го советско-финского совещания по физике звезд, проходившего в Финляндии. Т. С. Галкина участвовала в работе Симпозиума № 88 МАС в Торонто (Канада). И. Г. Моисеев посетил США для участия в работе Симпозиума № 86 МАС. В. И. Проник выезжал в Канаду на Генеральную Ассамблею МАС в составе группы научного туризма. А. А. Степанян был в Японии на XVI Международной конференции по космическим лучам. А. Б. Северный выезжал в Англию и Францию, где выступил с лекциями по пульсациям Солнца, ознакомился с работами по этой проблеме, а также участвовал во встрече КНЕС — «Интеркосмос». В. А. Ефанов и Л. И. Цветков в течение месяца находились в Финляндии для проведения наблюдений (согласованных с наблюдениями на РТ-22 КАО) на 14-м радиотелескопе Хельсинкского университета технологии ряда внегалактических объектов. Р. Е. Гершберг выезжал в Финляндию для чтения лекций в Хельсинкском университете.

В 1979 г. В. П. Фомин успешно защитил кандидатскую диссертацию, представил диссертацию к защите А. Г. Щербаков.

Вышли из печати т. 59 и 60 «Известий Крымской астрофизической обсерватории», в мае сдан в печать т. 63, в декабре — настоящий, 64 том.