АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LX

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА 1979

УДК 522 + 52

И $\frac{20605-221}{055(02)-79}$ без объявления

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

ОБЗОР ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА ВОЛНЕ 1,35 см

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

Описана методика наблюдений и их обработки, применявшаяся при обзоре внегалактических радиоисточников при помощи 22-м радиотелескопа КАО АН СССР на волне 1,35 см в 1973—1977 гг. Представлены результаты наблюдений около 120 объектов вместе с данными о спектрах источников в диапазоне 0,1—22 ГГц и сведения о переменности радиоизлучения 36 из них в этот период. При сопоставлении вариаций излучения на 1,35 см и 3,3 мм для 10 переменных источников отмечается более сложный характер переменности в миллиметровом диапазоне по сравнению с наблюдавшимся в сантиметровом.

EXTRAGALACTIC RADIO SOURCE SURVEY AT 1.35 cm, by *V. A. Efanov, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov*.— Observational and reduction methods of extragalactic radio source survey, made with the 22 m radiotelescope of Crimean Astrophysical Observatory at wavelength 1.35 cm, are described. Results for about 120 objects together with the spectra of several sources in the frequency range 0.1—22 GHz and variability data for 36 of them are presented. 1.35 cm radioemission variations are compared with that of 3.3 mm for 10 sources and their more complex behavior in mm range in regard to cm variations is pointed out.

В 1973 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР был начат обзор внегалактических радиоисточников на длине волны 1,35 см при помощи 22-м радиотелескопа [1]. Основной целью обзора было исследование переменности излучения источников. Наблюдения проводились в течение 10 периодов, указанных в табл. 1.

Модуляционный радиометр с мазером на входе имел чувствительность около 0,05 К при времени интегрирования 1 с, что соответствовало чувствительности по плотности потока 0,7 Ян (1 Ян $= 10^{-26}$ Вт·м$^{-2}$·Гц$^{-1}$). Для уменьшения влияния флуктуаций излучения атмосферы на результаты измерений вход радиометра подключался с частотой модуляции попеременно к двум рупорам, один из которых находился на оптической оси антенны, а другой был смещен в азимутальной плоскости. Формирующиеся таким образом две диаграммы направленности имели ортогонально поляризованные главные лепестки. Различие эффективной площади антенны при приеме излучения в этих двух направлениях не превышало 3%. Размеры главного лепестка на уровне 0,5 составляли $2{,}63 \pm 0',02$ и $2{,}52 \pm 0',02$ в E- и H-плоскостях соответственно и не зависели от ориентации телескопа.

Антенные температуры от источников определялись тремя различными способами: а) сканированием, б) источник — фон и в) источник — источник. В случае а) источник наблюдался при прохождении через него диаграммой направленности радиотелескопа по одной из координат. Выходной сигнал регистрировался в цифровом и аналоговом видах [2]. Несколько записей по каждой координате в отдельности усреднялись при необхо-

Таблица 1

Номер периода	Время наблюдений	Эпоха	Номер периода	Время наблюдений	Эпоха
1	15—28.VI 1973 г.	1973,5	6	9—12.II 1976 г.	1976,11
2	26.III—11.IV 1974 г.	1974,25	7	20.III—11.IV 1976 г.	1976,25
3	22—26.XII 1974 г.	1975,0	8	20—30.IX 1976 г.	1976,75
4	29.III—17.IV 1975 г.	1975,25	9	28.III—11.IV 1977 г.	1977,25
5	28.IX—15.X 1975 г.	1975,75	10	24.V—4.VI 1977 г.	1977,42

димости, и пиковые значения антенных температур калибровались с помощью сигнала от стабильного генератора шумов, температура которого была определена по жидкому азоту. Сканирование применялось только в первый период наблюдений. При способах б) и в) вначале определялось положение источника сканированием, а затем радиотелескоп устанавливался поочередно главным лепестком на источник и на расстоянии около 8′ от него (источник — фон) или наводился на источник попеременно обеими диаграммами направленности телескопа (источник — источник). Цифровой выходной сигнал радиометра интегрировался в течение 36 с в каждом положении радиотелескопа при помощи усреднителя [3] или ЭВМ [4]. Антенная температура от источника определялась как разность между откликами радиометра в двух различных положениях антенны. В зависимости от интенсивности излучения источника проводилась серия из 4—20 измерений антенной температуры, после чего рассчитывалось ее среднее значение и оценивалась среднеквадратичная ошибка среднего. Метод б) использовался в периоды 2—5. В дальнейшем применялся метод в), дающий бóльшую результирующую чувствительность, так как сигнал от источника регистрируется практически непрерывно и происходит удвоение отношения сигнал/шум. Кроме того, в этом случае исключается влияние линейно-поляризованного излучения источников на результаты измерений. Обработка выходных данных радиометра в эти периоды производилась при помощи ЭВМ «Наири-К» в реальном времени. Возможные изменения коэффициента усиления приемника при этом отслеживались калиброванным пилот-сигналом и каждое мгновенное значение сигнала от источника делилось на соответствующее ему значение пилот-сигнала, что практически полностью исключало влияние нестабильности радиометра на результаты измерений [5]. Наблюдения слабых источников с потоками $\lesssim 1{,}5$ Ян производились одним из двух последних способов без предварительного уточнения координат сканированием. Наведение радиотелескопа осуществлялось по расчетным данным от ЭВМ [4] и контролировалось наблюдениями сильных источников, расположенных на небе близко к исследуемому объекту.

Каждые 1—3 ч наблюдался один из стандартных источников для отслеживания возможных изменений эффективной площади радиотелескопа и поглощения в атмосфере. Абсолютные значения плотностей потоков источников определялись по отношению к стандартным источникам DR 21, 3C 274, Юпитеру и Сатурну. Принятые значения плотностей потоков и яркостных температур для стандартных источников приведены в табл. 2. Там же указаны ссылки на работы, данные которых использовались при выборе соответствующих величин. В последнем столбце даны определенные нами поток от 3C 274 и яркостные температуры планет при указанном в таблице значении потока от DR 21 с их среднеквадратичными ошибками. В ошибках не учтена неопределенность потока DR 21.

DR 21 является наиболее подходящим для калибровки в миллиметровом диапазоне вследствие его малых угловых размеров, значительной интенсивности излучения и отсутствия его поляризации. Кроме того, его

Таблица 2

Источник	Принятая величина	Ссылка	Измеренное значение
DR 21	19,5±0,6 Ян	[6, 7]	—
3C 274	21,6±0,7 Ян	[8]	21,39±0,07 Ян
Юпитер	138,0±3,5 К	[9—11]	138,6±0,9 К
Сатурн	128,0±5,5 К	[12]	128,0±1,1 К

спектр хорошо известен в диапазоне 7—100 ГГц и хорошо согласуется со спектрами стандартных источников в сантиметровом диапазоне длин волн [8, 13], что особенно важно при продлении спектров исследуемых источников в миллиметровый диапазон. Поэтому DR 21 использовался как основной калибровочный источник.

Как видно из табл. 2, измеренные нами значения отличаются от принятых величин не более чем на 1%. Следовательно, при исследовании переменности излучения объектов калибровка их потоков по различным стандартным источникам не вносит существенной ошибки. Отмечавшаяся нами раньше возможная переменность излучения 3C 274 на волне 1,35 см [1, 14] при дальнейших наблюдениях в периоды 6—10 не подтвердилась. По-видимому, различие потоков, измеренных в первые периоды наблюдений, было обусловлено линейно-поляризованной составляющей излучения этого источника.

Определение плотностей потоков источников производилось по формуле

$$S_{\text{и}} = S_{\text{с}} \frac{T_{\text{и}}}{T_{\text{с}}} \frac{g_{\text{и}}}{g_{\text{с}}} e^{\Delta\tau}, \qquad (1)$$

где S — плотность потока, T — антенная температура, g — коэффициент, учитывающий соразмерность телесных углов источника и диаграммы направленности радиотелескопа, $\Delta\tau = \gamma_{\text{и}} \sec z_{\text{и}} - \gamma_{\text{с}} \sec z_{\text{с}}$ — разность оптических толщин атмосферы Земли при наблюдении источника на зенитном расстоянии z и оптической толще атмосферы в зените γ, а индексами «и» и «с» отмечены величины, соответствующие исследуемому и стандартному источникам. Величина γ измерялась методом разрезов атмосферы [15] или рассчитывалась по измеренным метеопараметрам в месте наблюдений — давлению P (мбар), температуре T (К) и удельной влажности ρ (г·м$^{-3}$) по формуле

$$\gamma = 0{,}022(P/1013)^2\,(293/T)^{2,5} + 0{,}013\,\rho(1013/P)^{0,9}\,(T/293)^{0,35}. \qquad (2)$$

Формула была получена по результатам исследования зависимости поглощения в кислороде (первый член) [16] и в водяном паре в линии 1,35 см [17] с использованием эмпирических данных о числовых коэффициентах [18]. Точность определения γ по формуле (2) около 10%, что сравнимо с точностью определения его методом разрезов атмосферы [15].

Основные ошибки определения плотностей потоков радиоисточников вносятся нелинейностью и нестабильностью радиометра, изменениями параметров антенны в зависимости от ее положения и метеоусловий (например, из-за температурных деформаций), неточностью наведения радиотелескопа на источник и сопровождения его, флуктуациями излучения и поглощения атмосферы в течение накопления сигнала от источника и более медленными изменениями оптической толщи атмосферы, собственными шумами радиометра, а также наличием линейно-поляризованной составляющей излучения источника и неопределенностью яркостного распределения по телесному углу протяженных источников.

Нелинейность радиометра составляла не более 1% в диапазоне измерявшихся плотностей потоков. Нестабильность радиометра отслежива-

лась при помощи пилот-сигнала, как описано выше. Линейная поляризация излучения источников могла вносить некоторые ошибки в результаты измерений периодов 1—5, однако влияние ее в большинстве случаев значительно уменьшено, так как производились неоднократные наблюдения источника на различных часовых (т. е. позиционных) углах с последующим усреднением результатов. В последние периоды измерялись полные потоки независимо от поляризации источника. Изменения эффективной площади радиотелескопа с изменением зенитного расстояния его установки имели место только в течение второго периода наблюдений, перед которым была произведена смена штанг, несущих кассегреновское зеркало, и облучающая система была несколько расфокусирована [1]. После соответствующей настройки облучения антенны в конце второго периода эффективная площадь не зависела от ориентации радиотелескопа. Не было замечено и ее температурных изменений в интервале температур 0—20° С. Таким образом, ошибки вследствие перечисленных выше причин можно не принимать во внимание в большинстве случаев.

Погрешности измерений вследствие ошибок наведения телескопа на источник были существенными только для слабых источников, для которых не производилось уточнения их координат сканированием. Среднеквадратичная ошибка наведения в этих случаях, оцененная по наблюдениям сильных источников, была меньше 15″, что дает погрешность определения антенной температуры точечного источника меньше 3% при указанных выше размерах главного лепестка диаграммы направленности. Вклад атмосферных флуктуаций в ходе наблюдений источника и соответственных шумов радиометра оценивался по ошибкам средних значений антенных температур. Амплитуда атмосферных шумов зависела от метеоусловий в момент наблюдения, которые были основной причиной, влияющей на точность измерений, несмотря на использование диаграммной модуляции. Медленные изменения коэффициента поглощения атмосферы отслеживались путем периодических измерений и последующей интерполяции его на момент наблюдения, а также достаточно частыми наблюдениями стандартных источников. Поправки за поглощение (множитель $e^{\Delta\tau}$) по формуле (1) составляли обычно всего несколько процентов, и необходимость учета ошибок вследствие неточности учета поглощения возникала только при наблюдении источников на больших зенитных расстояниях.

Полные среднеквадратичные ошибки определения пиковых плотностей потоков оценивались по среднеквадратичным ошибкам, возникающим вследствие флуктуации атмосферы, изменения поглощения и неточности наведения антенны. Они находятся в хорошем согласии со среднеквадратичными отклонениями отдельного измерения от средних величин за период наблюдений для источников с достаточным количеством измерений. Для протяженных источников полные плотности потоков вычислялись по пиковым с учетом яркостного распределения по телесному углу источника согласно выражению $S_п = gS$, где $S_п$ — полная плотность потока, а $g = \int T_я d\Omega / \int T_я F d\Omega = 1 + a > 1$, если $T_я(\Omega)$ — функция яркостного распределения, F — нормированная диаграмма направленности антенны, а интегралы берутся в пределах телесного угла источника Ω. В этом случае в ошибки определения полных плотностей потоков добавлялась величина, равная 0,2 a, которая считалась обусловленной неточностью знания функции яркостного распределения.

Список наблюдавшихся источников приведен в табл. 3 с указанием обозначения источника по Паркской системе, названия его в 3С, 4С, Огайском или Паркском (Р) каталогах; типа оптического объекта, отождествленного с радиоисточником (Г — галактика, К — квазар, Л — лацертида, BSO — голубой звездообразный объект); пиковых плотностей потоков со среднеквадратичными ошибками их измерения, а также и полных потоков для протяженных источников (в скобках) и ссылками на

Таблица 3

Источник	Другое наименование	Оптический объект	Плотность потока, Ян	Периоды наблюдений
0003—003	3C 2	К	0,84±0,14	10
0034—014	3C 15	Г	1,20±0,25	10
0035—024	3C 17	Г	0,91±0,21	7, 10
0048—097	OB —081	Л		4, 7, 8
0055—016	3C 29	Г	0,50±0,04	7
0104+321	3C 31	Г	0,47±0,09	4
0106+013	OC 012, P	К		4, 5, 7, 8
0111+021	OC 019	Г	0,64±0,16	8
0139—097	OC — 065, P		1,46±0,11	8
0235+164	OD 160, P	Л	3,44±0,11	8, 10
0240—002	3C 71	Г	0,64±0,04	7, 8
0300+470	4C 47.08	Л	3,07±0,17	8
0305+039	3C 78	Г	1,53±0,28	8
0316+162	OE 125, CTA 21		0,60±0,15	8
0316+413	3C 84	Г		1—10
0333+321	OE 355, NRAO 140	К	1,10±0,13	4, 8
0336—019	OE 063, CTA 26	К		4, 7
0355+508	OE 593, NRAO 150			4, 10
0410+111	3C 109	Г	0,86±0,11 (1,03±0,14) [19]	9
0415+379	3C 111	Г		4—10
0430+052	3C 120	Г		2, 4, 5, 7—10
0433+295	3C 123	Г	3,45±0,15	4, 8
0518+165	3C 138	К	0,80±0,10	8
0528+134	P			7, 8, 10
0605—085	OH —010, P		2,20±0,13	4
0624—058	3C 161	Г	1,43±0,04	7, 8
0642+449	OH 471	К		4, 8—10
0735+178	OI 158, P	Л		4, 6, 7, 8, 10
0736+017	OI 061	К	2,10±0,10	4, 8, 9
0809+483	3C 196	К	1,14±0,13	4
0829+046	P	Л	0,86±0,22	7
0834—201	OJ—257.5	BSO	3,05±0,18	4
0838+133	3C 207	К	1,24±0,17	4
0847+612	Марк 99	Г		4, 9
0851+202	OJ 287	Л		2—4, 6—10
0906+015	4C 01.24	К	1,21±0,53	7
0906+430	3C 216	К	1,20±0,17	4
0915—118	3C 218	Г	3,08±0,18	4
0923+392	4C 39.25	К		1—10
1040+123	3C 245	К	1,00±0,08	4
1055+018	OL 093	К		2—4, 7—10
1055+384	Марк 421	Л	1,12±0,25	9
1127—145	OM —146, P	К		2—5, 8—10
1133+704	Марк 180	Г	0,47±0,23	9
1148—001	OM —080, P	К	0,49±0,19	7
1151+464	Марк 42	Г	0,90±0,13	4
1216+061	3C 270	Г	1,51±0,11 (6,33±1,06) [20]	4
1219+045	P	BSO	0,66±0,17	7, 9
1219+285	ON 231, W Com	Л	1,14±0,08	8, 9
1222+132	3C 272.1	Г	1,06±0,13 (1,18±0,16) [21]	9
1226+023	3C 273	К		1—10

Таблица 3 (*продолжение*)

Источник	Другое наименование	Оптический объект	Плотность потока, Ян	Периоды наблюдений
1241+166	3C 275.1	К	0,66±0,08	4
1252+119	ON 187, P	К	1,13±0,11	4
1253—055	3C 279	К		1—10
1328+307	3C 286	К		2, 3, 8—10
1330+022	3C 287.1	Г	0,72±0,17 (0,79±0,19) [21]	9
1343+298	Марк 69	Г	0,31±0,07	3, 4
1404+286	OQ 208	Г		2—4, 8—10
1414+110	3C 296	Г	0,50±0,12 (1,14±0,40) [21]	9, 10
1434+036	P		0,51+0,07	7
1442+101	OQ 172	К	0,46+0,03	4, 9
1456+044	4C 04.49		0,64+0,14	7
1502+106	OR 103	Л	1,39±0,14	9
1510—089	OR —017	К		2, 4, 5, 7—10
1514—241	OR —225, AP Lib	Л	2,07+0,20	7, 9, 10
1514+004	4C 00.56, P	Г	1,20±0,20 (1,97±0,41) [21]	9, 10
1524—136	OR —140, P	Г	0,66+0,12	7, 9
1532+016	P	BSO	0,49±0,08	7, 9
1535+004			0,35+0,13	7, 9
1538+149	4C 14.60	Л	1,92+0,15	9, 10
1546+027	P	К	0,81+0,15	7
1548+056	OR 080	BSO	2,02±0,14	4
1555+001	OR 093	BSO		4, 7
1559+021	3C 327	Г	0,35±0,11 (1,17±0,37) [21]	7, 9
1638+398	OS 364,6, NRAO 512	К		7—9
1641+399	3C 345	К		2, 4—10
1648+015	P		0,65+0,14	7
1648+050	3C 348	Г	1,45±0,13 (2,40±0,30) [20]	2, 7
1656+053	OS 094		1,93+0,14	4
1717—009	3C 353	Г	4,58±0,17 (7,61±0,40) [20]	4, 5, 10
1730—130	OT —151, NRAO 530	К		4, 5, 7—10
1741—038	OT —068, P		2,22±0,42	7
1749+096	OT 081	Л		9, 10
1807+698	3C 371	Г		4, 7
1828+487	3C 380	К	3,05+0,10	4, 9
1833+327	3C 382	Г	0,34±0,07 (0,42±0,10) [21]	9
1845+797	3C 390.3	Г	2,31+0,15	4
1921—293	OV —236	BSO		7, 9, 10
1949+023	3C 403	Г	0,37±0,09 (0,44±0,11) [21]	7, 9, 10
1957+405	3C 405	Г	40,7±0,8 (60,6±4,2) [20]	2, 3, 4
2005+403		К		4, 7—10
2021+614	OW 637	Г	1,46±0,30	8
2037+511	3C 418	BSO		8—10
2044—027	3C 422	Г	0,52±0,05	7
2059+034	OW 092	К	0,70±0,15	7
2128—123	P	К	2,22±0,14	4
2128+048	OX 046		0,60±0,19	7, 10
2131—021	OX —053	BSO	3,13±0,16	7, 9, 10
2134+004	OX 057, P	К	6,21±0,13	2, 4, 7—10
2145+067	4C 06.69, P	К		4, 5, 7—10
2155—152	OX —192	Л	1,66±0,33	9, 10
2200+420	BL Lac	Л		1—10

Таблица 3 (*окончание*)

Источник	Другое наименование	Оптический объект	Плотность потока, Ян	Периоды наблюдений
2203—188	P	К	2,07±0,17	9, 10
2210+016	OY 016, P		1,13±0,24	7
2216—038	OY —027, P	К		4, 7—10
2223—052	3C 446	К		3, 4, 7—10
2227—088	P	К	1,14±0,11	9
2230+114	OY 150, P, CTA 102	К		7, 9, 10
2243+394	3C 452	Г	0,54±0,22 (1,59±0,89) [19]	9
2251+158	3C 454.3	К		2—5, 7—10
2254+024	OY 091.3, P	Л	1,19±0,05	7, 8, 10
2254+074	OY 091	Л		8—10
2318+049	OZ 031	К	0,59±0,17	7
2332—017	OZ —055	BSO	0,93±0,11	7
2335—027	OZ —060	BSO	0,74±0,14	7
2344+092	OZ 073.5	К	0,99±0,32	7
2345—167	OZ —176	К	1,41±0,12	4

литературу, откуда были взяты сведения о распределении радиояркости по источнику; периодов, в которые наблюдался источник. Для источников с заметной переменностью излучения плотности потоков на соответствующие моменты приведены в табл. 4.

Спектры некоторых объектов приведены на рис. 1. Хотя для составления спектров были взяты значения потоков, измеренные в различные моменты времени и они могут быть искажены переменностью излучения, хорошо видно, что спектры 0410 + 111 (3C 109), 1040 + 123 (3C 245), 1222+ +132 (3C 272.1), 1456 + 044, 1514 + 004 и 2044—027 становятся плоскими к миллиметровым волнам, в то время как спектры 0235+164, 0300 + + 470 (4C47.08), 0829 + 046, 1548 + 056, 2128—123 и 2335—027 — плоские во всем диапазоне или даже возрастающие с уменьшением длины волны. Спектр 0111 + 021, по-видимому, имеет максимум вблизи 15 ГГц. Девять протяженных источников, связанных с галактиками, имеющими компактные компоненты в ядрах на сантиметровых волнах [34], не показали существенных избытков радиоизлучения на 1,35 см, подобных наблюдавшимся у 3C 111 [14, 35] и Cen A [36].

Объекты в табл. 4 — это в основном хорошо известные переменные в сантиметровом диапазоне источники. Однако необходимо отметить, что квазар 3C 286 с нормальным степенным спектром оказался переменным на 1,35 см. С другой стороны, поток от квазара 2134 + 004, имеющего спектр с максимумом на сантиметровых длинах волн, был практически постоянным в течение 4 лет, в то время как у галактики OQ 208, имеющей подобный спектр, поток за это время уменьшается в 2 раза.

На рис. 2 показана временная зависимость потоков 10 переменных источников на волне 1,35 см по нашим данным и на 3,3 мм по данным [37]. Видно, что изменения потоков на этих длинах волн хорошо коррелируют между собой. Всплеск радиоизлучения OJ 287 на 1,35 см, не зарегистрированный на 3,3 мм, подтверждается данными на 2,8 см [38]. Из-за недостаточного количества точек на обеих длинах волн получить фазовые соотношения между изменениями радиоизлучения источников в миллиметровом диапазоне для всех объектов затруднительно. Тем не менее заметно, что максимумы и минимумы у 3C 454.3 совпадают, а у 4C 39.25 и 3C 279 коротковолновые экстремумы, по-видимому, опережают длинноволновые. Особенно существенно то, что амплитуда изменений радиоизлучения

Таблица 4

Источник	Плотность потока (Ян) на эпоху									
	1973,5	1974,25	1975,0	1975,25	1975,75	1976,11	1976,25	1976,75	1977,25	1977,42
0048—097				1,66±0,25			1,50±0,34	1,14±0,19		
0106+013				1,31±0,20	2,58±0,12		2,80±0,26	3,00±0,20		3,62±0,31
3C 84	50±3	44±3	36,4±1,5	41,9±0,8	43,2±1,6	41,0±1,0	40,8±0,8	42,1±2,5	40,5±1,8	42,83±0,3
CTA 26				2,22±0,13			1,13±0,10			
NRAO 150				13,67±0,16	16,1±0,4	13,8±0,4	14,8±0,7	15,73±0,28	14,1±0,8	10,3±1,5
3C 111				7,30±0,15	7,51±0,30	4,95±0,15	5,84±0,2	4,48±0,15	4,61±0,35	3,92±0,35
3C 120		4,2±0,6		10,95±0,17	7,76±0,30		5,47±0,22	5,33±0,17	5,37±0,42	3,59±0,19
0528+134							<1	1,51±0,19		1,56±0,22
OH 471				0,64±0,08				1,44±0,17	1,90±0,22	0,77±0,22
0735+178				2,81±0,07		1,94±0,07	1,79±0,12		2,16±0,10	1,57±0,33
Марк 99				1,12±0,10					0,56±0,09	
OJ 287		4,40±0,20	8,60±0,30	4,40±0,15		2,98±0,10	2,24±0,12	1,74±0,10	2,85±0,07	3,48±0,11
4C 39.25	6,90±0,40	6,80±0,40	7,20±0,30	7,91±0,18	7,00±0,25	6,80±0,20	6,98±0,08	8,35±0,28	6,99±0,26	6,07±0,27
1055+018		3,80±0,50	3,27±0,12	1,99±0,08			2,75±0,30	2,30±0,15	2,70±0,08	2,63±0,3
1127—145		6,30±0,70	2,30±0,30	3,80±0,20	4,08±0,16			1,54±0,12	2,79±0,25	3,30±0,2
3C 273	59,0±3,0	39,0±2,0	46,2±1,70	49,6±1,50	45,8±1,80	34,5±1,30	36,3±0,60	37,3±0,50	33,51±0,25	28,8±0,7
3C 279	9,40±0,40	9,20±0,40	11,60±0,5	11,4±0,50	12,7±0,50	11,6±0,60	12,03±0,11	12,79±0,29	10,30±0,19	9,52±0,3
3C 286		2,0±0,3	1,25±0,12					1,53±0,15	2,45±0,12	2,70±0,1
OQ 208		1,40±0,20	1,22±0,12	1,56±0,18				0,71±0,13	0,80±0,16	
1510—089		4,00±0,40		2,09±0,08	1,70±0,06		2,13±0,12	2,10±0,30	1,94±0,20	2,19±0,38
1555+001				0,85±0,10			2,11±0,30			
NRAO 512							0,66±0,11	0,76±0,24	0,35±0,11	
3C 345		9,40±0,50		7,90±0,18	7,70±0,35	7,50±0,20	8,50±0,28	6,30±0,90	8,07±0,10	8,05±0,40
NRAO 530				4,12±0,12	3,31±0,10		4,43±0,08	3,42±0,57	4,39—7,20	5,53±0,09
1749±096									2,90±0,25	1,90±0,32
3C 371				2,52±0,15			1,14±0,11			
OV—236							3,77±0,22		5,94±0,71	5,89±0,21
2005+403					2,98±0,18		4,58±0,22	3,60±0,18	3,49±0,15	3,70±0,24
3C 418								3,79±0,47	4,28±0,14	3,75±0,14
2145+067				1,65±0,10	3,40±0,10		2,22±0,15	3,58±0,30	3,39±0,36	3,7±0,4
BL Lac	12,70±0,60	6,20±0,30	4,14±0,25	4,90±0,30	4,29±0,23	3,22±0,16	5,15±0,08	5,59—7,85	5,23±0,15	4,35±0,15
2216—038				3,25±0,18			2,59±0,16	3,74±0,13	3,52±0,15	3,99±0,41
3C 446			3,40±0,10	4,31±0,12			4,08±0,24	4,03±0,17	3,47±0,32	3,73±0,34
CTA 102							1,39±0,19		1,89±0,14	0,85±0,27
3C 454.3		11,4±0,5	7,10±0,30	7,36±0,23	8,80±0,30		6,49±0,44	5,66±0,15	6,04±0,12	6,36±0,30
2254+074								1,31±0,12	1,06±0,15	0,80±0,18

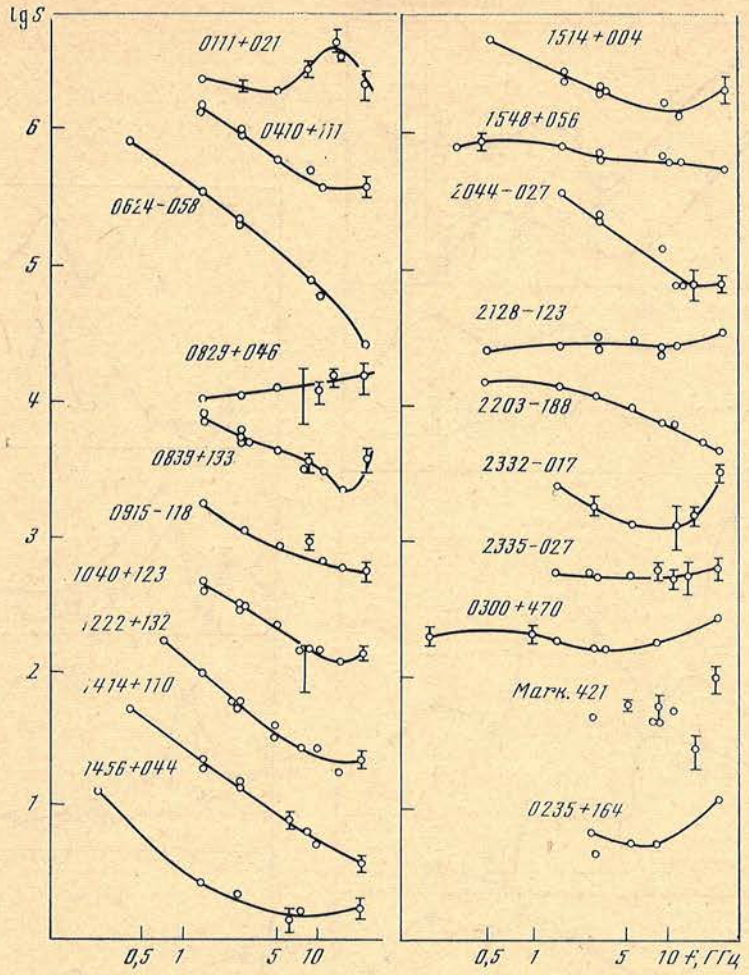


Рис. 1. Спектры некоторых источников

Шкала плотностей потоков относительная. Вертикальными отрезками без кружков указаны диапазоны наблюдавшихся вариаций излучения. При составлении спектров использованы данные [20—33] на частотах меньше 22 ГГц

на 1,35 см у всех источников не меньше амплитуды на 3,3 мм, а у 3С 84, 3С 273 и 3С 279 длинноволновые изменения даже значительно интенсивнее коротковолновых.

Рассмотрим подробнее изменения потока 3С 273 (см. рис. 2). На 3,3 мм у него отчетливо видны два резких уменьшения уровня излучения за время около 0,2 года в моменты около 1974,6 и 1975,8, причем до и после них излучение его практически постоянно. Аналогичные изменения видны и на 1,35 см, только большей амплитуды, и, возможно, уменьшение потока на этой волне в 1974 г. значительно опередило соответствующее коротковолновое. Кроме того, на 1,35 см после падения заметно еще некоторое увеличение потока. Такое поведение 3С 273 можно было бы объяснить тем, что на медленное уменьшение потока с большой амплитудой накладываются более быстрые всплески длительностью около года, но с малой амплитудой. Однако в 1971 г. на 3,3 мм наблюдался спад излучения за $\sim$0,4 года на $\sim$ 30% с последующим восстановлением предспадового уровня, что противоречит предыдущему предположению. В [39] было показано, что у 3С 273 могут происходить уменьшения плотности потока за несколько часов, сопровождающиеся увеличением круговой поляризации радио-

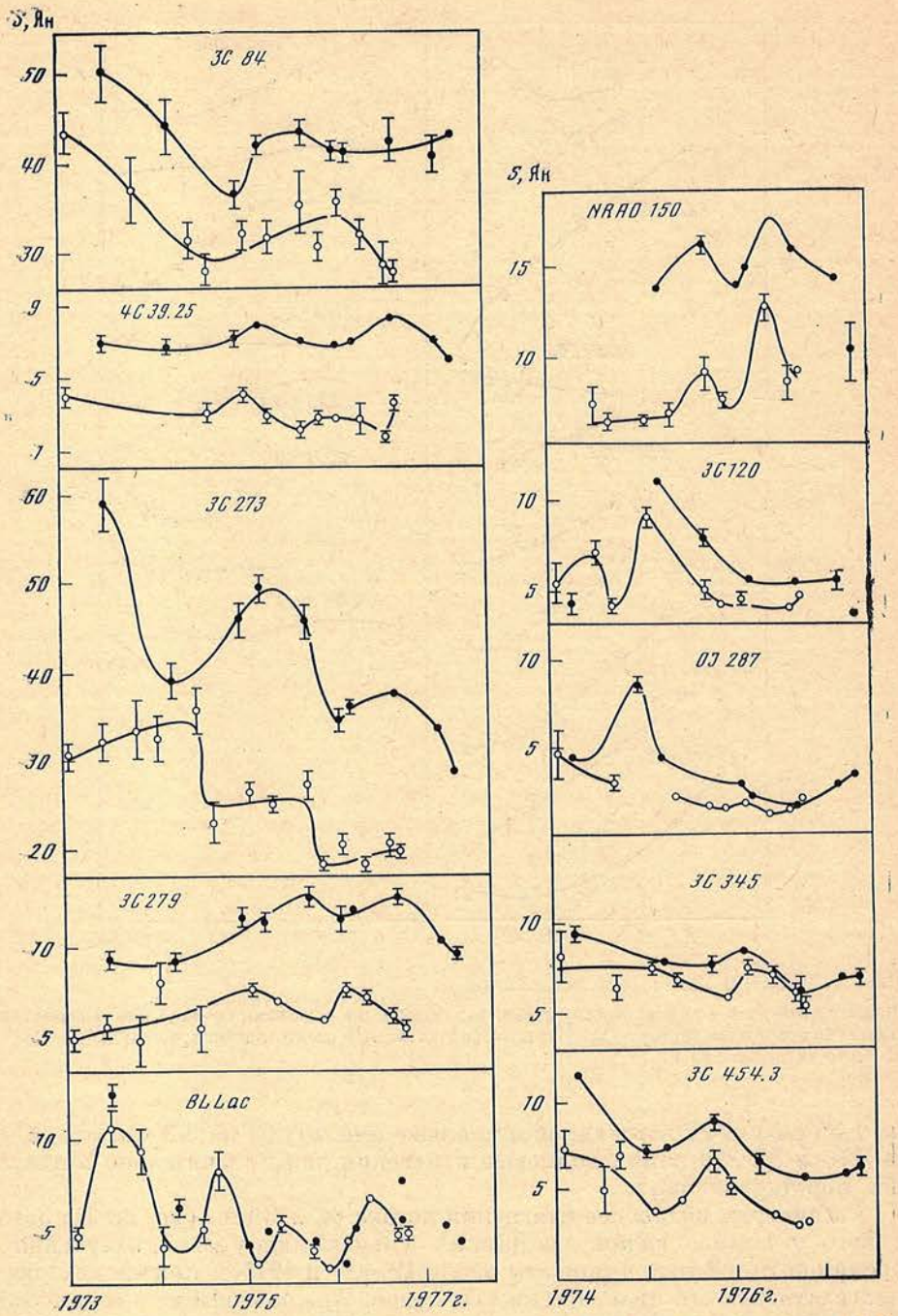


Рис. 2. Изменения плотностей потоков на волнах 1,35 см (сплошные кружки) и 3,3 мм (светлые кружки) во времени

Там, где ошибки не показаны, они сравнимы с размерами кружков

излучения и появлением линейно-поляризованной составляющей в оптическом излучении.

Отмеченные выше фазовые и амплитудные соотношения вариаций излучения источников в миллиметровом диапазоне, а также особенности поведения радиоизлучения 3C 273 свидетельствуют о чрезвычайной сложности процессов, происходящих в переменных источниках. Представляется за-

труднительным объяснить их с помощью простой модели в виде адиабатически расширяющегося облака релятивистских электронов [40], которая удовлетворительно объясняет наблюдательные данные о переменности радиоизлучения большинства источников в сантиметровом диапазоне [41].

Авторы признательны С. Л. Домнину и И. Д. Стрепка за большую помощь в наблюдениях.

2 декабря 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, **54**, 159.
2. *Ефанов В. А.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **51**, 154.
3. *Ефанов В. А., Корсенская Е. С., Корсенский В. А.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, 134.
4. *Домнин С. Л., Ефанов В. А., Корсенская Е. С.* и др.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **57**, 205.
5. *Домнин С. Л., Ефанов В. А., Корсенский В. А.* и др.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **57**, 199.
6. *Dent W. A.*— Astrophys. J., 1972, **177**, 93.
7. *Ulich B. L., Codgell J. R., Davis J. H.*— Icarus, 1973, **19**, 59.
8. *Janssen M. A., Golden L. M., Welch W. J.*— Astron. and Astrophys., 1974, **33**, 373.
9. *Wrixon G. T., Welch W. J., Tornton D. D.*— Astrophys. J., 1971, **169**, 171.
10. *Jones D. E.*— Publ. Astron. Soc. Pacif., 1972, **84**, 434.
11. *Janssen M. A., Welch W. J.*— Icarus, 1973, **18**, 502.
12. *Wrixon G. T., Welch W. J.*— Icarus, 1970, **13**, 163.
13. *Klein M. J.*— Astron. J., 1974, **79**, 139.
14. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, 68.
15. *Кисляков А. Г.*— Радиотехника и электроника, 1968, **13**, 1161.
16. *Кузовлев В. В., Станкевич К. С.*— Изв. вузов. Радиофизика, 1964, **7**, 175.
17. *Наумов А. П.*— Физика атмосферы и океана, 1968, **4**, 170.
18. *Плечков В. М.*— Изв. вузов. Радиофизика, 1969, **12**, 185.
19. *Ryley J. M., Pooley G. G.* Mem. Roy. Astron. Soc., 1975, **80**, 105.
20. *Backer J. R., Green A. J., Landecker T. L.*— Astron. and Astrophys., 1975, **44**, 173.
21. *Bridle A. H., Davis M. M., Formalont E. B., Lequeux J.*— Astron. J., 1972, **77**, 405.
22. The parces catalogue of radio sources.— Austral. J. Phys. and Astrophys. Suppl., 1969, N 7.
23. *Kellerman K. I., Pauliny-Toth I. I. K., Williams P. J. S.*— Astrophys. J., 1969, **157**, 1.
24. *Kesteven M. J., Bridle A. H., Brandie G. W.*— Astron. J., 1976, **81**, 919.
25. *Shimmins A. J., Bolton J. G.*— Austral. J. Phys. and Astrophys. Suppl., 1972, N 23.
26. *Горшков А. Г., Моисеев И. Г., Согласнов В. А.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, **45**, 176.
27. *Shimmins A. J., Wall J. V.*— Austral. J. Phys., 1973, **26**, 93.
28. *Kellerman K. I., Pauliny-Toth I. I. K.*— Astron. J., 1973, **78**, 828.
29. *Амирханян В. Р., Горшков А. Г., Конникова В. К.* и др.— Астрон. цирк., 1973, 802.
30. *Genzel R., Pauliny-Toth I. I. K., Preuss E., Witzel A.*— Astron. J., 1976, **81**, 1084.
31. *Brandie G. W., Bridle A. H.*— Astron. J., 1974, **79**, 903.
32. *Porcas R. W., Treventon A. M., Wilkinson A.*— Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 1974, **167**, p. 41.
33. *Kojoian G., Sramek R. A., Dickinson D. F.* et al.— Astrophys. J., 1976, **203**, 323.
34. *Schilizzi R. T.*— Astron. J., 1976, **81**, 946.
35. *Wills B. J.*— Astrophys. J. Lett., 1975, **202**, L59.
36. *Kellerman K. I.*— Astrophys. J., 1974, **194**, L 135.
37. *Hobbs R. W., Dent W. A.*— Astron. J., 1977, **82**, 257.
38. *Pomphrey R. B., Smith A. G., Leacock R. J.* et al.— Astron. J., 1976, **81**, 489.
39. *Efanov V. A., Moiseev I. G., Nesterov N. S., Shakhovskoy N. M.*— Nature, 1977, **269**, 493.
40. *Шкловский И. С.*— Астрон. ж., 1965, **42**, 30.
41. *Kellerman K. I.* Galactic and extragalactic radioastronomy. Berlin. etc., 1974, p. 320. Рус. пер.: Галактическая и внегалактическая радиоастрономия. М.: Мир, 1976.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗД ТИПА UV КИТА

Н. И. Шаховская

Проведен статистический анализ вспышечной активности на основании электрофотометрических наблюдений звезд типа UV Кита, выполненных в 1967—1975 гг. разными обсерваториями в фотометрических системах U и B. В сумме эти наблюдения содержат сведения более чем о 1500 вспышках, зарегистрированных в ходе непрерывного патрулирования блеска вспыхивающих звезд в течение более 7000 ч.

Время и абсолютная скорость нарастания светимости вспышки статистически не зависят ни от светимости вспышки в максимуме блеска, ни от полной энергии оптического излучения вспышки, но у более ярких звезд чаще наблюдаются вспышки с медленным подъемом блеска, чем у абсолютно слабых звезд. Для 21 вспыхивающей звезды построены энергетические спектры вспышек и вычислены параметры степенной функции, аппроксимирующей наблюдаемый спектр. Спектральные индексы для всех рассмотренных звезд находятся в диапазоне от 0,4 до 1,4, причем обнаруживается четкая корреляция этих индексов с абсолютной величиной вспыхивающей звезды: у абсолютно более ярких звезд энергетические спектры вспышек более пологие. По энергетическим спектрам вспышек для каждой из рассмотренных звезд подсчитана суммарная мощность вспышек в диапазоне энергий E, ограниченном значениями E_{max} и E_{min}, которые были зарегистрированы в действительности для данной звезды; эти суммарные мощности составляют $3 \times 10^{25} - 1 \times 10^{28}$ эрг/с в полосе B и $6 \times 10^{25} - 2 \times 10^{28}$ эрг/с в полосе U. Однако реальный диапазон энергий вспышек может быть значительно шире, и если считать, что этот диапазон для всех звезд простирается от 2×10^{28} до 3×10^{35} эрг, то реальная суммарная мощность вспышек должна быть в среднем в 8—9 раз выше. Суммарная мощность вспышек обнаруживает систематическое убывание с переходом от ярких к абсолютно более слабым звездам.

Получена новая оценка средней пространственной светимости вспышек звезд типа UV Кита в окрестности Солнца: $L_U \simeq L_B = 3 \times 10^{27^{+1}_{-0,5}}$ (эрг/с·пс^3); эта оценка усиливает гипотезу о решающем вкладе вспыхивающих звезд в мягкий рентгеновский диффузный фон Галактики.

THE STATISTICAL PROPERTIES OF THE UV Cet TYPE STARS, by *N. I. Shakhovskaya*.— A statistical analysis of the flare activity is carried out on the basis of the electrophotometric observations of the different flare stars those have been obtained during the years 1967—1975 at the many observatories in B or U photometric system. These observations contain the information about more then 1500 flares registered during the 7000 hours.

The rise time of the flares and the flare absolute luminosity increase rates are independent on the maximum luminosity and on the total optical energy of the flares, but the brighter flare stars have more flares with the slow rise than the fainter flare stars have. The flare energy spectra for 21 flare stars have been constructed and parameters of the exponencial function approaching the observed spectra have been calculated. The spectral index of the flare energy spectra for all stars are within the range from 0,4 to 1,4 and clear correlation is found between these indexes and absolute magnitude of the flare

stars: the absolute brighter stars have sloper energy spectra of the flares. The total power of the flares was calculated for each star, using the energy spectrum of the flares within the limits of flares energy E_{max} and E_{min} which have been really registered at the star; these total powers are equal to $3 \times 10^{25} \div 1 \times 10^{28}$ erg/s in the B-band and $6 \times 10^{25} \div 2 \times 10^{28}$ erg/s in the U-band. The real total powers of the flares are evaluated to be by a factor of 8—9 larger, if real range of the flares energy for all stars is from 2×10^{28} to 3×10^{35} erg. The summary powers of the flares are systematically decreasing for absolutely fainter flare stars.

New estimate of the mean luminosity of the flares of all flare star within the solar neighbourhood is obtained: $L_U \simeq L_B = 3 \times 10^{27^{+1}_{-0,5}}$ (erg/s pc^3). This estimate supports the hypothesis about the essential contribution of the flare stars to the galactic soft X-ray background.

С 1967 г. Рабочая группа по вспыхивающим звездам комиссии 27 МАС регулярно организует кампании кооперативного фотометрического патрулирования ряда вспыхивающих звезд (в. з.). Наблюдательный материал, полученный при проведении этих кампаний до 1971 г. включительно, был суммирован и статистически проанализирован Гершбергом [1]. В последующие годы исследования в. з. продолжались во многих обсерваториях. При исследованиях были получены обширные ряды электрофотометрических наблюдений не только известных ранее в. з., но и вновь открытых объектов этого типа, что дает возможность уточнить полученные ранее результаты и распространить статистические исследования на большее число в.з.

1. Исходные данные

В табл. 1 содержатся сведения об опубликованных до марта 1976 г. результатах электрофотометрических наблюдений в.з., выполненных в периоды международных кампаний, проводившихся с 1972 по 1975 г. В табл. 1 указаны название звезды, периоды кооперативных кампаний, количество часов не перекрывающегося по времени патрулирования звезды в фотометрических системах B, U и при наблюдениях без фильтра (NF), Σphe — суммарное время неперекрывающегося электрофотометрического патруля. Сравнивая табл. 1 со сводкой кооперативных наблюдений, выполненных до 1971 г. [1], можно отметить, что количество и длительность наблюдений, выполненных в периоды соответствующих кампаний, неуклонно уменьшаются. Исключение составляет одна из последних кампаний 30.XI—3.XII 1975 г. по комплексным исследованиям YZ CMi в рентгеновских лучах (со спутника ANS), в радиодиапазоне и в оптической области спектра. Это свидетельствует о том, что чисто фотометрические исследования в значительной мере исчерпали себя.

Кроме наблюдений, выполненных в периоды кооперативных программ, существуют ряды патрульных электрофотометрических наблюдений в. з., наиболее обширные из которых получены Кристальди и Родоно в обсерватории Катания (Италия) [37, 41], Кункелем в обсерваториях Мак Дональд (США) и Сьерро Тололо (Чили) [46], Моффеттом в обсерватории Мак Дональд [38]. По объему эти наблюдения сравнимы с данными, полученными при кооперативных кампаниях, поэтому имело смысл рассмотреть их вместе. В настоящую статистическую обработку были включены только те патрульные фотометрические наблюдения, данные о которых (опубликованные до марта 1976 г.) позволяют определить полное время патрулирования звезды в фотометрических системах B или U и полную энергию, излучаемую каждой вспышкой в одной из этих фотометрических систем. Для статистических исследований непригодны малочисленные патрульные наблюдения отдельных звезд, поэтому наблюдения звезд, у которых число зарегистрированных в одной фотометрической системе вспышек не превышает пяти, здесь не рассматривались.

Таблица 1

Звезда	Период наблюдений	Время патрулирования (ч) и ссылка				
		U	*B*	*V*	NF	Σphe
UV Cet	1.X—15.X 1972 г.	1,9 [2]	55 [3—6]	19,6 [4]	24,6 [2]	79,6
	20.IX—4.X 1973 г.	42,8 [7]				42,8
	7.IX—20.IX 1974 г.		21,8 [8]			21,8
	3.I—8.I 1975 г.	4,5 [9]	3,9 [10]			8,4
YZ CMi	8.I—23.I 1972 г.	35,7 [11]	81,2 [11—13]	27,5 [11]		81,2
	30.XII—12.I 1973 г.		6,9 [14]	3,6 [14]		6,9
	19.X—21.X 1974 г.	1,5 [15]				1,5
	30.XI—3.XII 1975 г.	14 [16]	27,5 [16, 17]	12 [16]		38,5
EV Lac	I.IX—15.IX 1972 г.	34,4 [18, 19]	81,8 [18—20]	34,4 [18, 19]	12,2 [18]	81,8
	22.VIII—8.IX 1973 г.	28 [21]	40,2 [21—23]	21,3 [21, 24]		41,2
AD Leo	8.II—22.II 1972 г.	11,3 [25, 26]	84,3 [25—29]	11,3 [25, 29]		84,3
	27.I—9.II 1973 г.	50,6 [30, 31]	66,8 [30—33]	50,6 [30—31]		66,8
	7.X—20.X 1974 г.					
V1216 Sgr	3.VII—17.VII 1972 г.	18,8 [34]	20,3 [34]	20,3 [34]		20,3
	23.VI—7.VII 1973 г.	29,1 [35]	29,1 [35]	29,1 [35]		29,1
V645 Cen	6.IV—21.IV 1972 г.		9,7 [36]			9,7
V1054 Oph	7.X—21.X 1974 г.					

В табл. 2 содержатся сведения об отобранном таким образом наблюдательном материале, полученном начиная с 1967 г. Звезды в табл. 2 расположены в порядке убывания их абсолютной светимости, в первом столбце дан порядковый номер звезды, во втором — номер звезды по каталогу Глизе [67], в третьем — обозначение по ОКПЗ, далее M_V — абсолютная величина звезды по каталогу [67], T_B и T_U — суммарное время электрофотометрического патрулирования звезды в фотометрических системах B и U, в этих же столбцах содержится литературная ссылка, значок [T1] обозначает, что развернутая ссылка на эти наблюдения дана в табл. 1. Объем данных табл. 2 во много раз превосходит объем материала, на котором были получены результаты [1].

2. Фаза возгорания блеска вспышек

Характерной чертой вспышек типа UV Кита является быстрое возрастание блеска. Для понимания природы этого процесса интересно исследовать его статистические свойства.

Обычно наблюдатели для характеристики фазы возгорания приводят только величину t_b — время возгорания вспышки до максимума. Разумеется, величина t_b не отражает всех особенностей поведения вспышки.

Таблица 2

№	Номер по Глизе	ОКПЗ	M_V	T_B, ч	T_U, ч
1	719	BY Dra	7^m86	406^h [37—42]	59 [37, 38]
2	278 AB	YY Gem	8,28	92 [38]	89 [38]
3	616,2		8,9	326 [37, 40, 41]	
4	815 A } B }		9,8 11,8	69 [39, 43]	
5	494	DT Vir	9,8	64 [37, 44, 45]	
6	644 A } B }	V1054 Oph	10,79 10,8		11,4 [38, 46]
7	875,1	GT Peg	10,6	76 [41, 42]	
8	388	AD Leo	10,98	894 [1, T1, 25, 37 38, 40, 41, 48—54]	128 [1, T1, 25, 37, 38]
9	799 A } B }	AT Mic	11,09 11,2		11,5 [46]
10	896 A } B }	EQ Peg	11,33	427 [37, 38, 40, 41, 55]	168 [37, 38]
11	873	EV Lac	11,65	1168 [1, T1, 6, 37, 38, 41, 47, 48, 56, 57]	526 [1, T1, 37, 38, 41, 43]
12	285	YZ CMi	12,34	951 [1, T1, 37, 38, 40—42, 47, 58—61]	129 [1, T1, 37, 38, 59]
13	268		12,62	35 [42, 62]	
14	166 C		12,73		16 [46]
15	234 AB	V577 Mon	13,08		8,8 [46]
16	15 B	GQ And	13,29	46 [63]	
17	729	V1216 Sgr	13,3	247 [1, T1, 64]	
18	860 B	DO Cep	13,3		54 [65]
19	473 A } B }		14,98 15,2		2,6 [38]
20	65 } A 65 } B	UV Cet	15,35 15,89	734 [1, T1, 37, 38, 40, 41, 46]	95 [1, T1, 37, 38, 46, 66]
21	406	CN Leo	16,68	21 [38]	42 [38, 46]

Кроме того, значения t_b могут быть искажены недостаточным временным разрешением аппаратуры, различным для разных фотометров. Поэтому значения t_b, которые приводятся в сводках наблюдений, носят оценочный характер.

На рис. 1 для каждой звезды представлены нормированные распределения числа вспышек по времени их возгорания. Использовались только наблюдения в фотометрической системе B, $n[t_b]$ — число вспышек со временем возгорания в интервале $[t_b]$ (с), n — общее число вспышек, для которых известно время возгорания. Звезды на рис. 1 расположены в порядке убывания их светимости. Рассматривая рис. 1, можно заподозрить рост относительного числа вспышек с малым временем возгорания по мере убывания светимости звезд. На рис. 2 представлена зависимость относительного числа вспышек со временем возгорания, меньшим 20 с, $n[20]/n$ от абсолютной величины звезды в спокойном состоянии. Цифры обозначают номер звезды по табл. 2, здесь отмеченная закономерность видна еще более четко. Селекция наблюдений не может быть причиной наблюдаемой закономерности, так как она действует в обратном направлении: слабые звезды наблюдаются с меньшим временным разрешением, что может только занизить зарегистрированное число быстрых вспышек у звезд низких светимостей. Аналогичная картина распределения вспышек по времени возгорания отмечалась для четырех звезд, исследованных ранее [1, 68].

Итак, время возгорания вспышки статистически связано со светимостью звезды, на которой она произошла, т. е. $t_b = \Phi(M_V)$. Но ранее [1,69]

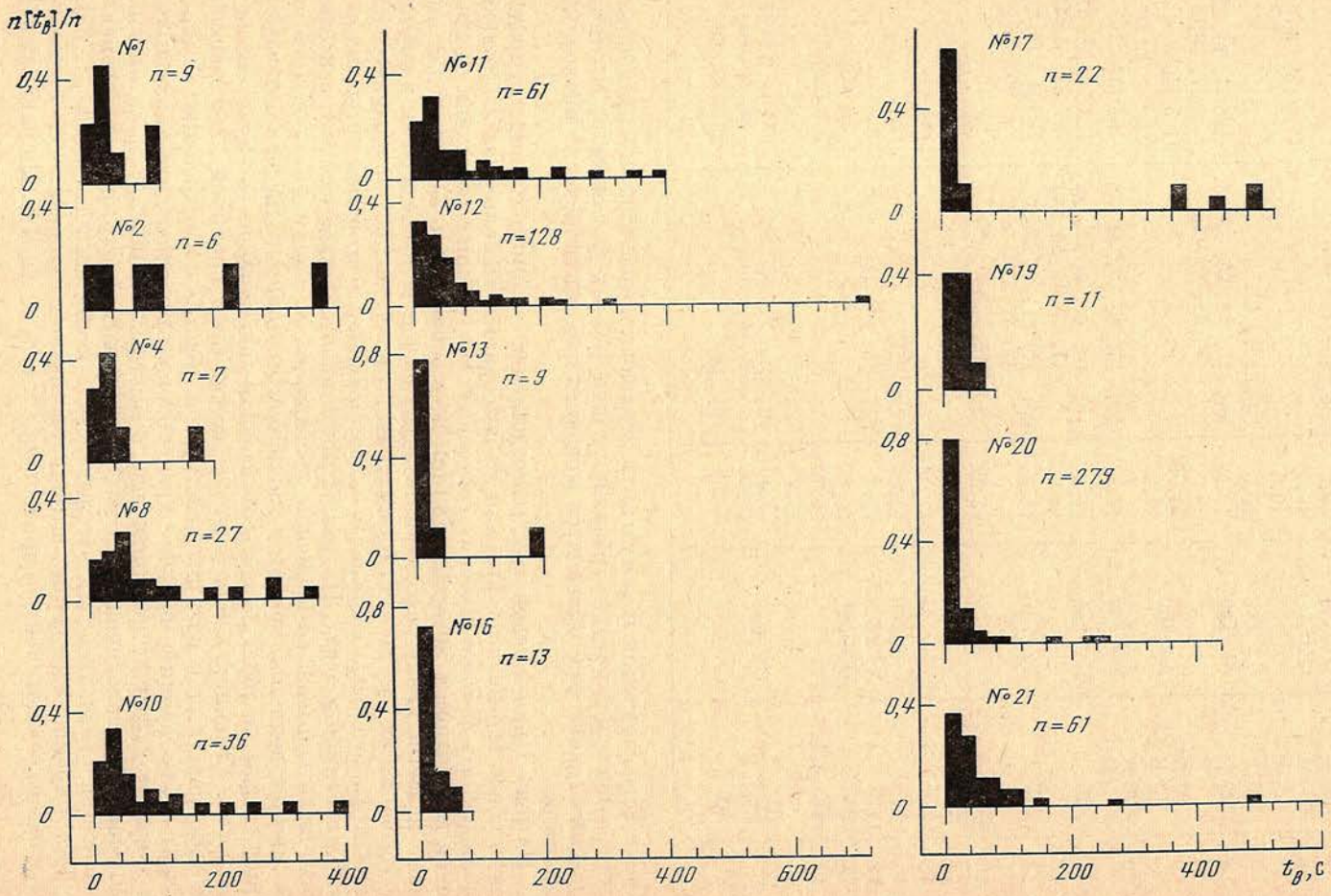


Рис. 1. Нормированное распределение числа вспышек по времени их возгорания

Номера на графиках соответствуют номерам в табл. 2

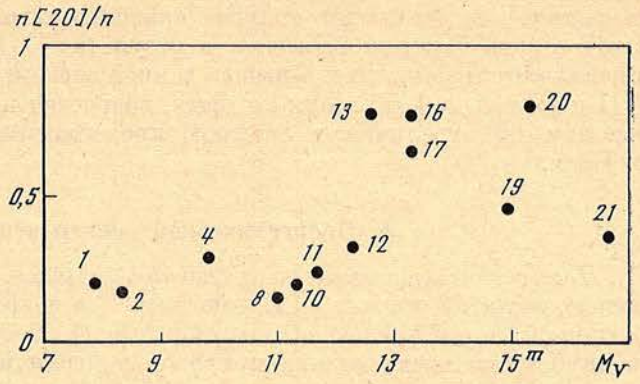


Рис. 2. Зависимость относительного числа вспышек со временем возгорания, меньшим 20 с, от абсолютной величины звезды в спокойном состоянии

было показано, что у звезд разных светимостей мы наблюдаем вспышки в разных диапазонах энергий E (эрг) и светимостей в максимуме блеска L_m (эрг/с$^{-1}$), поэтому если время возгорания вспышки зависит от E или L_m, то корреляция (t_b, M_V) может оказаться следствием наблюдательной селекции, а не физического влияния параметров звезды на время или скорость развития вспышек. Чтобы выяснить этот вопрос, вычислялись коэффициенты корреляции $r(t_b, E_B)$; $r(t_b, L_m)$; $r(L_m/t_b, E_B)$ для каждой звезды, у которой число вспышек с известным временем возгорания превышало 15. Результат, представленный в табл. 3, свидетельствует об отсутствии

Таблица 3

№ по табл. 2	ОКПЗ	n	$r(t_b, L_m)$	$r(t_b, E_b)$	$r\left(\frac{L_m}{t_b}, E_b\right)$
8	AD Leo	27	0,32	0,44	0,02
10	EQ Peg	34	0,16	0,07	0,45
11	EV Lac	61	0,34	0,36	0,04
12	YZ CMi	128	0,09	0,09	0,13
20	UV Cet	279	0,38	0,24	0,08
21	CN Leo	59	0,15	0,08	0,22

искомых корреляций для всех исследованных звезд. Отметим, что такой же результат был получен при поиске этих корреляций в [1], за исключением звезды AD Leo, у которой в [1] по 13 вспышкам была заподозрена корреляция (t_b, E_B). Однако при увеличении числа зарегистрированных у этой звезды вспышек до 27 (см. табл. 3) корреляция (t_b, E_B) не обнаруживается, так что, по-видимому, этот результат [1] следует считать ошибочным из-за малого числа вспышек.

Следовательно, время и скорость возгорания вспышек не зависят ни от энергии, излучаемой вспышками, ни от их светимости в максимуме блеска. Но параметры самой звезды оказывают заметное влияние на время возгорания наблюдаемых вспышек: у более ярких звезд чаще наблюдаются вспышки с медленным подъемом блеска.

Этот вывод согласуется с результатами Осканяна и Теребижа [69], которые показали, что доля медленных вспышек (III и IV типы кривых блеска по классификации [70]) растет по мере увеличения светимости звезд. С этой точки зрения можно понять отмеченное Кункелем [71] противоречие между результатами [72], свидетельствующими о независимости времени и скорости затухания быстрых вспышек (вспышек I типа по классификации [70]) от светимости звезд, на которых они происходят, и результатами [71], показывающими увеличение средней продолжительности вспышек одинаковой амплитуды по мере перехода к более ярким звездам. Действительно, обратим внимание, что исследование [72],

основанное на детальном анализе каждой кривой блеска вспышки, касаются только быстрых вспышек, а результат [71] основан на усреднении продолжительности всех вспышек данной звезды, в том числе и медленных (III и IV тип по [70]), доля которых, возрастая по мере перехода к ярким звездам [69], увеличивает среднюю продолжительность вспышек на этих звездах.

3. Энергетический спектр вспышек

Построение энергетического спектра вспышек. Рассмотрим зависимость между частотой появления вспышки (ч$^{-1}$) и энергией излучения вспышки в данной фотометрической системе E (эрг). Большинство наблюдателей в опубликованных сводках приводят не величину E, а эквивалентную продолжительность вспышки $P = \int (I_{0+f} - I_0)/I_0\, dt$ (мин), где I_{0+f} — интенсивность излучения звезды во время вспышки, I_0 — в спокойном состоянии. Величина E определяется как $E = PL$, где L — абсолютная светимость звезды (*эрг · мин*$^{-1}$) в соответствующей фотометрической системе; для большинства звезд использовались значения L, данные Моффеттом [38], для остальных звезд значения определялась по их абсолютным звездным величинам из каталога [67] приведением к системе Моффетта [38].

Как известно, существует минимальная амплитуда изменения блеска звезды $\Delta m_{\lim}$, ниже которой обнаружение вспышки сильно зависит от применяемой аппаратуры. Поэтому при статистической обработке совокупности наблюдений, выполненных на разной аппаратуре, следует отбросить вспышки, амплитуда которых меньше $\Delta m_{\lim}$. При исследовании звезд UV Cet, YZ CMi, EV Lac, AD Leo, в патрулировании которых принимали участие до 10—15 наблюдателей с разной аппаратурой, здесь, как и в [1], были отброшены вспышки с $\Delta m \leqslant 0{,}5$ для UV Cet и $\Delta m \leqslant 0{,}3$ — для остальных звезд. В тех же случаях, когда звезда патрулировалась одним или несколькими наблюдателями, фотометрическая точность которых сравнима, в первоначальную обработку включались все зарегистрированные вспышки.

Как и в [1], рассмотрим накопленную частоту $\tilde{\nu}\,(E_0)$ (ч$^{-1}$), которая равна частоте появления вспышек с энергией $E > E_0$:

$$\tilde{\nu} = \frac{n\,(E > E_0)}{T}\,, \tag{1}$$

где $n(E > E_0)$ — число вспышек с энергией $E > E_0$, зарегистрированных за время патрулирования звезды T(ч.)

Для каждой из звезд табл. 2 были построены зависимости ($\lg \tilde{\nu}$, $\lg E$) для фотометрических систем B и U в отдельности. На рис. 3 и 4 представлены эти зависимости; при рассмотрении этих рисунков видно, что для диапазонов энергии в несколько порядков величины зависимость ($\lg \tilde{\nu}$, $\lg E$) достаточно хорошо представляется линейным законом. Заметный завал $\tilde{\nu}$ в области малых E, как отмечалось и ранее [1, 46, 73, 74], связан с эффектом наблюдательной селекции вблизи порога фотометрического обнаружения. «Завал» на рис. 3, 4 отмечается и у звезд UV Cet, YZ CMi, AD Leo, EV Lac, у которых были отброшены слабые по амплитуде вспышки. Это связано с тем, что между параметрами Δm и E нет однозначной связи [46, 68]. Чтобы избежать искажений, которые обусловлены неполнотой данных о слабых вспышках, вычисление параметров степенного спектра проводилось в несколько приближений: сперва коэффициенты уравнения регрессии вида

$$\lg \tilde{\nu} = a - b \lg E \tag{2}$$

вычислялись для всех p точек рис. 3, 4 и определялась 64% доверительная область уравнения (2). Далее отбрасывалась последняя точка, соот-

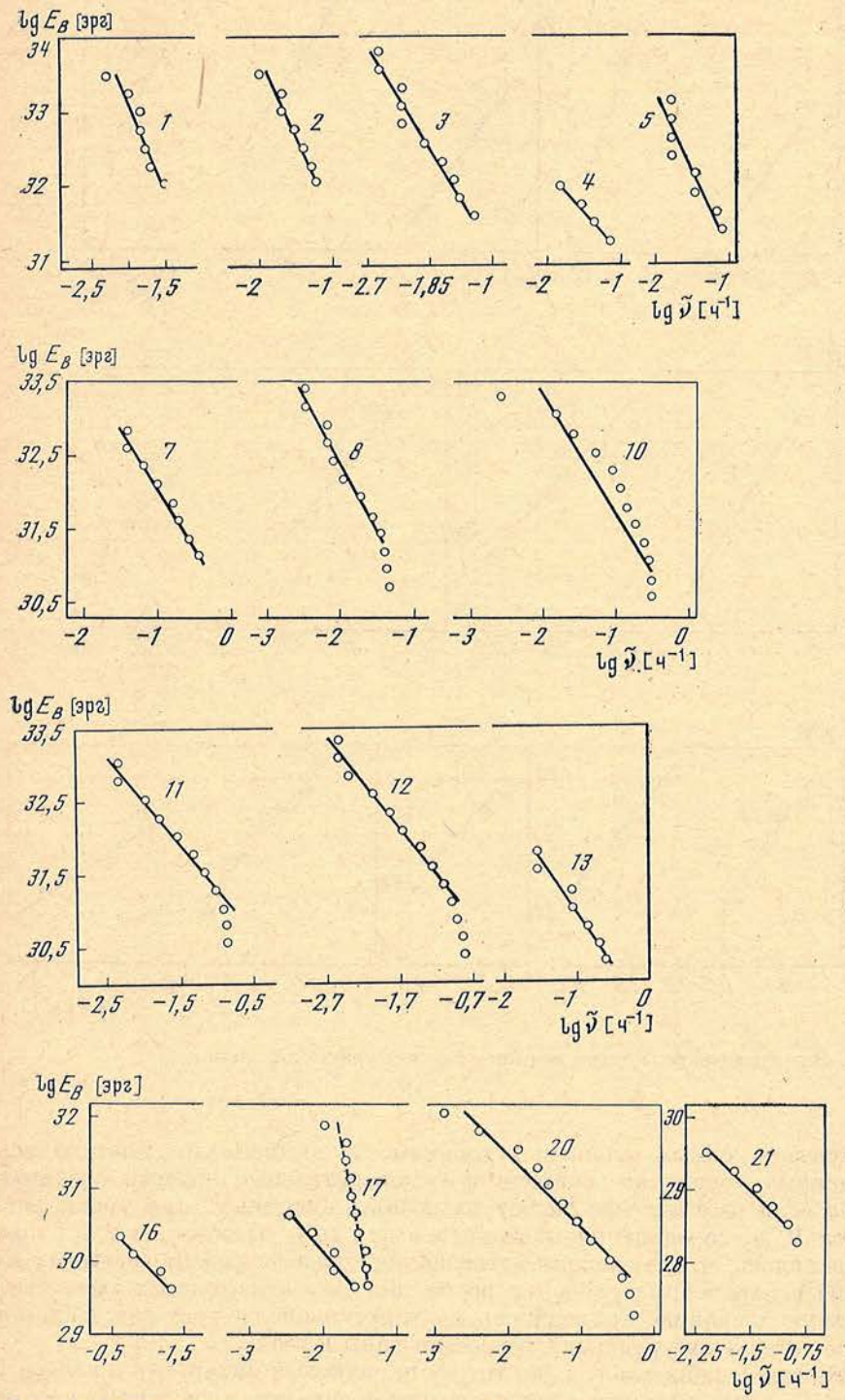


Рис. 3. Энергетические спектры вспышек в фотометрической системе *B*
Числа на рисунке соответствуют номерам в табл. 2

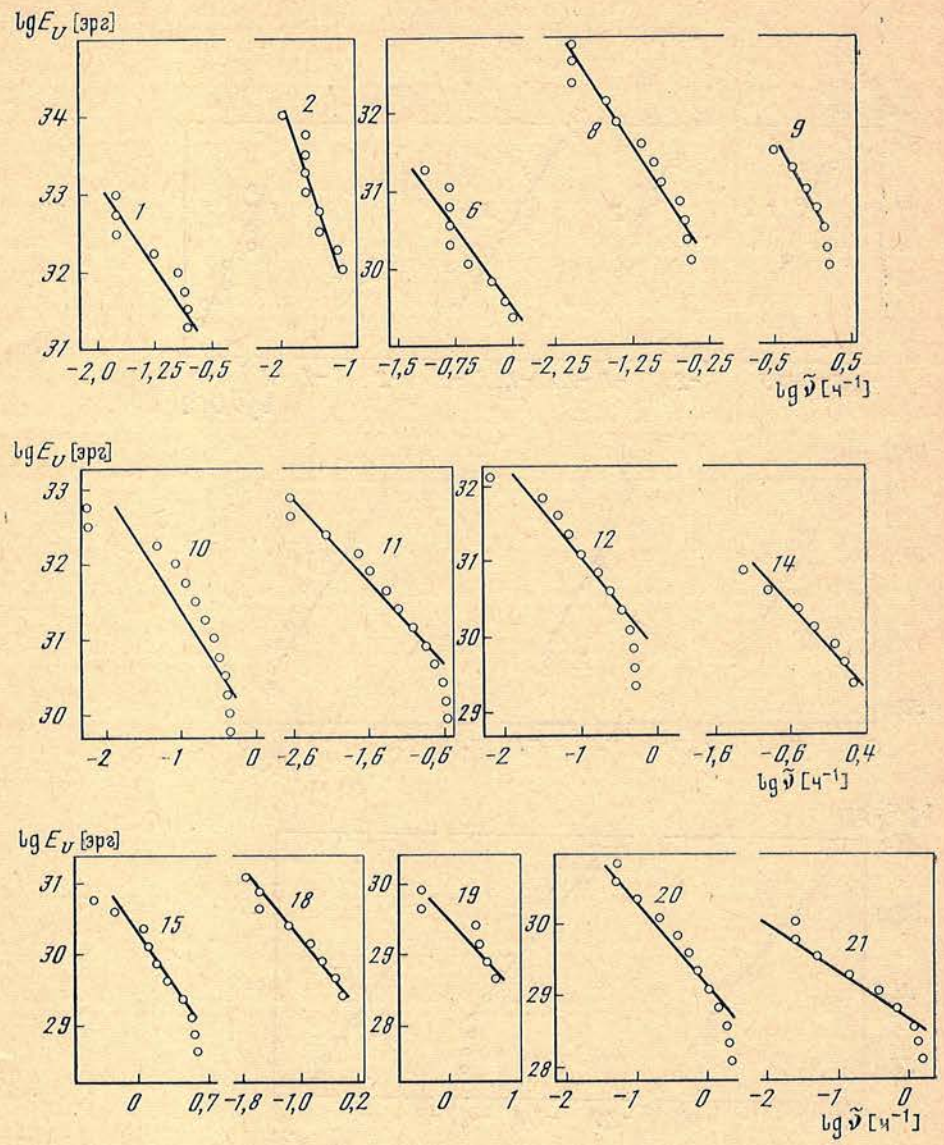


Рис. 4. Энергетические спектры вспышек в фотометрической системе U

ветствующая самым слабым вспышкам, и вычисления повторялись. Полученные уравнения регрессии и их доверительные области сравнивались, и если расхождение между ними было значимым, при уровне значимости 10%, то операция повторялась для $(p - 1)$ точек, и т. д., пока не выяснялось, что последняя оставленная точка не вносит значимых изменений в параметры уравнения регрессии. Для исследуемых здесь звезд описанную операцию приходилось повторять не более трех раз. Параметры окончательных уравнений регрессии даны в табл. 4.

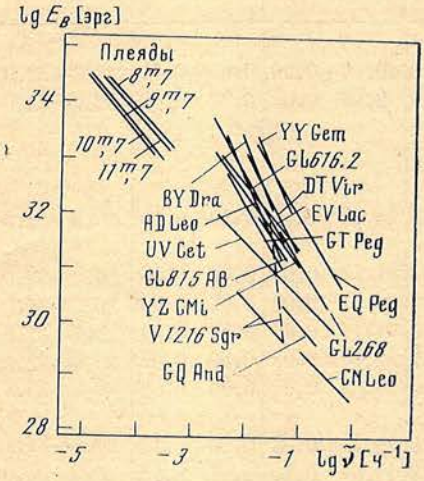
В первом столбце табл. 4 дан тот же порядковый номер, что и в табл. 2, n_B и n_U — числа всех вспышек, зарегистрированных в системе B и U соответственно и вошедших в статистическую обработку, a и b — параметры уравнений регрессии с их дисперсиями. В табл. 4 указаны также диапазоны энергий [lg E_B] и [lg E_U], в которых получены приведенные уравнения регрессии.

Таблица 4

№	n_B	a_B	b_B	[lg E_B (эрг)]	n_U	a_U	b_U	[lg E_U (эрг)]
1	17	12,64±0,04	0,44±0,07	32,0—33,5	8	19,60±0,06	0,65±0,11	31,3—33,0
2	6	14,54 0,07	0,49 0,05	32,0—33,5	6	8,98 0,03	0,32 0,04	32,0—34,0
3	19	18,93 0,03	0,64 0,04	31,5—33,8				
4	8	27,21 0,05	0,91 0,07	31,2—32,0				
5	6	13,61 0,05	0,47 0,09	31,3—33,1				
6					11	14,20 0,16	0,49 0,19	29,8—31,3
7	30	17,30 0,02	0,60 0,04	31,1—32,8				
8	40	13,63 0,05	0,48 0,05	31,4—33,4	43	21,12 0,05	0,71 0,05	30,2—32,9
9					22	20,44 0,08	0,66 0,09	30,5—31,5
10	133	19,71 0,06	0,65 0,06	30,6—33,2	70	17,6 0,09	0,59 0,09	29,7—32,8
11	90	24,58 0,05	0,82 0,05	31,3—33,1	112	26,76 0,05	0,89 0,06	30,6—32,9
12	160	22,61 0,03	0,76 0,04	30,9—33,2	89	26,65 0,05	0,89 0,09	30,2—32,1
13	10	20,15 0,04	0,68 0,08	30,2—31,7				
14					29	26,73 0,08	0,90 0,14	29,6—31,1
15					28	19,96 0,10	0,67 0,12	28,9—30,9
16	16	28,38 0,03	0,98 0,11	29,6—30,4				
17	22	5,82 0,03	0,24 0,05	29,6—31,9				
17	16	25,24 0,04	0,90 0,06	29,6—30,6				
18					22	20,74 0,08	0,72 0,09	29,4—31,2
19					11	27,52 0,09	0,93 0,16	28,6—29,9
20	458	29,48 0,16	1,00 0,08	29,8—32,1	205	26,04 0,05	0,89 0,06	28,9—31,1
21	59	31,57 0,05	1,10 0,09	28,5—29,5	70	41,12 0,08	1,43 0,11	28,6—30,1

Особого замечания заслуживает звезда № 17 = V1216 Sgr. При наблюдениях [64], проводившихся в Бойденской обсерватории, за 20 ч патруля в течение шести дней зарегистрировано 6 вспышек такой мощности, которая за предшествовавшие 227 ч патрульных наблюдений этой звезды ни разу не отмечалась, причем кривые блеска большинства вспышек в [64] имеют форму, отличную от обычной: и подъем блеска и его спад слишком медленные. При этом удивительно, что ни одной вспышки слабой или умеренной мощности в этот период не отмечено. Это внушает сомнение в результатах [64]. Поэтому энергетический спектр вспышек V1216 Sgr вычислялся как с учетом наблюдений [64], так и без них, параметры этих спектров отличаются значимо. В табл. 4 приведены эти параметры для обоих случаев, на рис. 3 и на последующих рисунках все параметры, вычисленные для этой звезды с учетом [64], обозначены штриховой линией.

Предельные значения энергий вспышек. Итак, энергетические спектры вспышек исследуемых звезд в наблюдаемом диапазоне частот и энергий можно представить степенным законом $\tilde{\nu} \propto E^{-b}$. Однако Лаци, Моффетт и Эванс [73] отмечают, что представление энергетического спектра степенным законом может быть справедливо только для ограниченного диапазона энергий: из физических соображений разумно предположить, что существуют минимальные и максимальные энергии вспышек ($E_{\max}$ и $E_{\min}$). Другими словами, при достаточно большом времени патрулирования и низком фотометрическом пороге обнаружения вспышек кривые энергетических спектров на рис. 3 и 4 имели бы при их продолжении точки загиба, после которых величина E асимптотически приближалась бы к значениям $E_{\max}$ и $E_{\min}$. Точку загиба в области малых энергий пока никто не отмечал, так что, по-видимому, она лежит ниже порога фотометрического обнаружения. Но авторы [73], исследуя зависимость ($\lg \tilde{\nu}$, $\lg E$) по наблюдениям [38], которые входят и в нашу статистику, заподозрили верхнюю



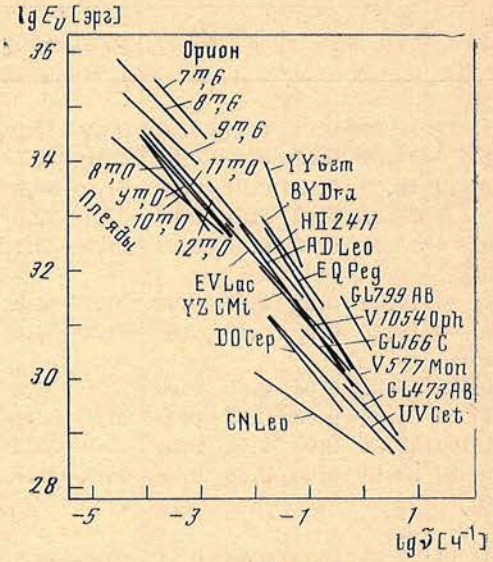


Рис. 5. Энергетические спектры вспышек в фотометрической системе B

Рис. 6. Энергетические спектры вспышек в фотометрической системе U

точку загиба энергетического спектра для некоторых звезд. Однако в исследовании [73] можно отметить некоторую методическую неточность. Дело в том, что на графике, аналогичном нашим рис. 3 и 4, авторы [73] наносили каждую вспышку отдельно, так что если наблюдалось m вспышек одинаковой энергии, то все соответствующие m точек располагались на графике параллельно горизонтальной оси. Между тем величине $\lg \tilde{\nu}$ по определению (1) соответствует лишь положение m-й точки. Такие цепочки точек, соответствующие нескольким самым энергичным вспышкам, авторы [73] и принимали за загиб кривой энергетического спектра. Кроме того, следует отметить, что точки, соответствующие самым большим энергиям вспышек на рис. 3, 4, имеют малый статистический вес, поэтому их положение определяется наименее надежно. Если учесть все эти замечания, то следует заключить, что ни на рис. 3, 4, ни на аналогичных графиках, построенных ранее [1, 73], верхнюю точку загиба кривой энергетического спектра уверенно отметить не удается, т. е. из-за ограниченности времени патрулирования пока нельзя получить из наблюдений оценку $E_{\max}$.

Сравнение энергетических спектров разных звезд. На рис. 5, 6 энергетические спектры вспышек всех звезд, полученные для наблюдений в фотометрических системах B и U соответственно, нанесены на одну плоскость, здесь же даны энергетические спектры в.з. в Плеядах и Орионе, построенные Краснобабцевым и Гершбергом [74]. При рассмотрении рис. 5, 6 удивляет относительная узость полосы, занимаемой энергетическими спектрами звезд, абсолютные величины которых находятся в диапазоне $\Delta M_V = 9^m$. Но на область малых энергий и низких частот накладывают значительное ограничение фотометрический порог обнаружения вспышек и ограниченность времени патрулирования отдельных звезд, поэтому узость полосы, занимаемой энергетическими спектрами звезд разной светимости, по-видимому, лишь указывает на существование верхнего предела вспышечной активности, а также на то, что возможности наших наблюдательных средств находятся вблизи этого предела.

Сравнение показателей энергетических спектров, определенных в разных фотометрических системах. На рис. 7 сопоставлены индексы b_B и b_U

из табл. 4. Вычисление методом наименьших квадратов показало, что

$$b_U = (0{,}01 \pm 0{,}09) + (1{,}05 \pm 0{,}12)\, b_B. \qquad (3)$$

Отличие соотношения (3) от статистического равенства

$$b_U = b_B \qquad (4)$$

незначительно, поэтому для дальнейших рассуждений будем использовать более простое равенство (4). Прямая, соответствующая (4), на рис. 7 проведена штриховой линией.

Нетрудно видеть, что из соотношений (2) и (4) следует существование линейной корреляции между параметрами вспышки E_B и E_U. Действительно, в [73] при сопоставлении многоцветных наблюдений 110 вспышек у 8 звезд была найдена статистическая корреляция

$$E_U = (1{,}20 \pm 0{,}08) E_B, \qquad (5)$$

одинаковая для всех звезд. Так что статистическое равенство (4), полученное на большем по объему материале, подтверждает заключение [73] о существовании линейной корреляции между параметрами вспышки E_B и E_U.

Зависимость показателя энергетического спектра вспышек от светимости звезды. На рис. 8 кружками представлены спектральные индексы b в зависимости от абсолютной величины звезды. Здесь, учитывая (4), были использованы значения b из табл. 4 в той фотометрической системе, в которой для данной звезды больше наблюдений. При рассмотрении рис. 8 заметно возрастание b по мере перехода к слабым звездам. Сплошная линия изображает вычисленное уравнение регрессии, которое имеет вид

$$b = (0{,}08 \pm 0{,}15) - (0{,}068 \pm 0{,}012) M_V, \qquad (6)$$

коэффициент корреляции $r(b,\ M_V) = 0{,}8$.

В [73] также показано существование корреляции $(b,\ M_V)$ для восьми звезд, наблюдавшихся Моффеттом [38]. Наблюдения [38] входят и в нашу статистику и составляют около 15% от ее общего объема, так что объем наблюдательного материала определенно достаточен, чтобы уверенно говорить о реальности статистической зависимости (6).

Соотношение (6) означает, что у звезд меньших светимостей энергетический спектр вспышек более крутой: основная часть вспышек имеет энергию, близкую к минимальной; с переходом к более ярким звездам энергетический спектр становится более пологим: растет относительное число вспышек, энергия которых близка к максимальной.

Сравнение спектральных индексов энергетического спектра и спектра амплитуд вспышек. Ранее Кункель [46, 71] методом, аналогичным изложенному, исследовал спектр амплитуд вспышек, который в наших обозначениях выглядит так:

$$\ln R(M_f^0) = \mathrm{const} - \beta M_f, \qquad (7)$$

где M_f — абсолютная звездная величина вспышки в максимуме блеска, $R(M_f^0)$ — частота вспышек с $M_f > M_f^0$. На рис. 8 квадратами представлены показатели β для звезд разных светимостей. Вычисление корреляции $(\beta,\ M_V)$ показало, что

$$\beta = (0{,}90 \pm 0{,}17) + (0{,}009 \pm 0{,}050) M_V, \qquad (8)$$

т. е. корреляция $(\beta,\ M_V)$ практически отсутствует. Прямая, соответствующая соотношению (8), на рис. 8 изображена штриховой линией. Рассмотрение рис. 8 и анализ соотношений (6) и (8) показывают, что различия между b и β в области слабых звезд незначительны, но они увеличиваются по мере перехода к ярким звездам.

Кункель [71], обсуждая различие найденных им спектральных индексов и индексов, определенных ранее Гершбергом [1] для четырех звезд, утверждает, что оно является лишь следствием неполноты наблюдатель-

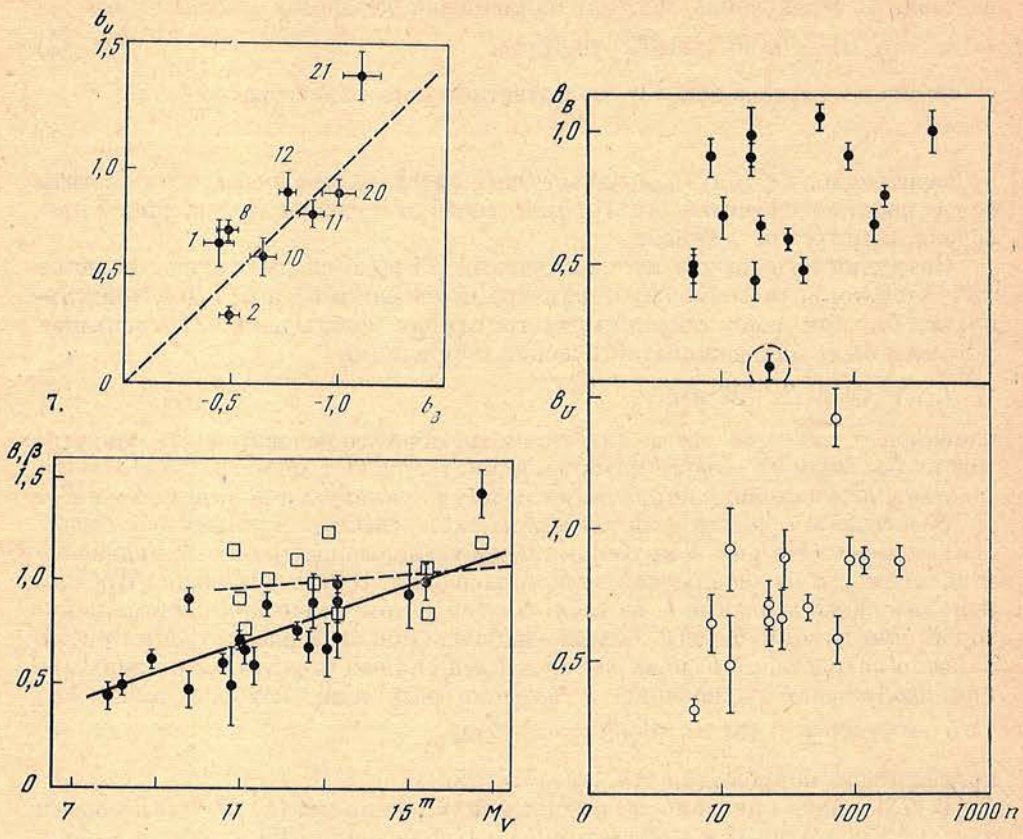


Рис. 7. Сравнение спектральных индексов, полученных в фотометрических системах B и U

Номера у точек соответствуют номерам табл. 2

Рис. 8. Зависимость спектральных индексов энергетического спектра вспышек b (черные кружки) и спектра максимальных светимостей вспышек β (светлые квадраты) от абсолютной величины звезды

Рис. 9. Зависимость спектральных индексов b от числа вспышек, зарегистрированных у данной звезды

ных данных [1]. Действительно, при малом количестве наблюдений будут зарегистрированы сравнительно слабые вспышки и можно построить энергетический спектр только в области энергий, где наблюдается «завал» энергетического спектра. В этом случае, как можно видеть на рис. 3, 4, мы получим искаженный, слишком крутой спектр. По мере увеличения объема наблюдательного материала и расширения диапазона энергий зарегистрированных вспышек можно увереннее выделять неискаженную область спектра. Поэтому если различия показателей b, β у разных звезд связаны лишь с недостаточным объемом наблюдательного материала у некоторых звезд, то с увеличением числа зарегистрированных вспышек величины b будут расти и приближаться к своему истинному значению.

На рис. 9 по данным табл. 4 представлена зависимость b от числа вспышек n, используемых при нахождении зависимости (2), для наблюдений в фотометрических системах B и U. Рассмотрение рис. 9, а также вычисление коэффициентов корреляции $r(n_B, b_B)$ и $r(n_U, b_U)$, которые оказались равными 0,38 и 0,40, показывают, что количество зарегистрированных вспышек не оказывает систематического влияния на определяемую вели-

чину b, т. е. объем данных табл. 4 для каждой звезды достаточен, чтобы выделить неискаженную область спектра. Поэтому различия показателей b у разных звезд и их отличия от показателей β реальны.

Различия спектральных индексов b и β вероятно связаны с наблюдаемым увеличением доли медленных вспышек у более ярких звезд, о котором говорилось выше. Действительно, при медленной вспышке, если она имеет ту же амплитуду, что и быстрая вспышка, энергии выделяется больше. Так что, если у звезд разных светимостей одинаков показатель спектра светимостей вспышек β, то показатели спектра энергий b у них должны отличаться в таком направлении: у более ярких звезд будет выше относительное число вспышек с большим энерговыделением. Корреляция (6) отражает именно эту ожидаемую картину.

4. Суммарное излучение вспышек

Мерой вспышечной активности звезды может служить усредненная по времени мощность излучения вспышек звезды $\mathscr{E}$ (эрг · с$^{-1}$). Если считать, что энергетический спектр вспышек во всем диапазоне энергии от $E_{\max}$ до $E_{\min}$ представляется единой степенной зависимостью (2), то

$$\mathscr{E} = \int\limits_{E_{\min}}^{E_{\max}} - E\,\frac{d\tilde{\nu}}{dE} = 10^{a}\left(\frac{b}{1-b}\right)\left(E_{\max}^{1-b} - E_{\min}^{1-b}\right) \quad \text{при} \quad b \neq 1,$$
$$\mathscr{E} = 10^{a}\cdot 2{,}3\left(\lg\frac{E_{\max}}{E_{\min}}\right) \quad \text{при} \quad b = 1. \tag{9}$$

Из равенства (9) следует, что при $b < 1$ больший вклад в $\mathscr{E}$ вносят вспышки с энергией, близкой к $E_{\max}$, при $b > 1$ основную долю в суммарной энергии составляют вспышки с энергией, близкой к $E_{\min}$. Так что у слабых вспыхивающих звезд основную долю в суммарную энергию, излучаемую вспышками, вносят частые, но маломощные вспышки. По мере перехода к ярким звездам растет доля, вносимая в $\mathscr{E}$ редкими, но мощными вспышками.

Поскольку интеграл (9) конечный, значение $E_{\max}$ должно быть конечным, а $E_{\min}$ отличным от нуля. Но, как было показано выше, имеющиеся наблюдения не дают возможности определить действительные значения предельных энергий вспышек $E_{\max}$ и $E_{\min}$. Поэтому в качестве первого приближения вычислим по формуле (9) величину $\mathscr{E}$ при тех значениях $E_{\max}$ и $E_{\min}$, которые действительно наблюдаются у звезды $E^{0}_{\max}$, $E^{0}_{\min}$ (эти значения даны в табл. 4 в пятом и девятом столбцах). Значения $\mathscr{E}$ в системе B и U, вычисленные в наблюдаемом диапазоне энергий $\mathscr{E}^{0}$, даны во второй и четвертой колонке табл. 5. Номера звезд табл. 5 соответствуют номерам табл. 2.

Рассмотрим, как влияют неопределенности, связанные с отсутствием информации об истинных значениях предельных энергий вспышек, на отличие истинных значений величины $\mathscr{E}$ от «наблюдаемых» $\mathscr{E}^{0}$. Из равенства (9) следует

$$\frac{\mathscr{E}}{\mathscr{E}^{0}}\ \frac{E_{\max}^{1-b} - E_{\min}^{1-b}}{\left(E^{0}_{\max}\right)^{1-b} - \left(E^{0}_{\min}\right)^{1-b}} \quad \text{при} \quad b \neq +1,$$
$$\frac{\mathscr{E}}{\mathscr{E}^{0}}\ \frac{\lg\left(E_{\max}/E_{\min}\right)}{\lg\left(E^{0}_{\max}/E^{0}_{\min}\right)} \quad \text{при} \quad b = 1. \tag{10}$$

Соотношение (10) показывает, что при $b < 1$ влияние неопределенности, связанной с $E_{\min}$, на отношение $\mathscr{E}/\mathscr{E}^{0}$ пренебрежимо мало, при $b > 1$, наоборот, можно пренебречь влиянием неопределенности, связанной с $E_{\max}$,

на отношение $\mathscr{E}/\mathscr{E}^0$. Так что для ярких в. з., у которых спектральный индекс $b < 1$, оценка $\mathscr{E}^0$ получается заниженной по сравнению с истинной величиной $\mathscr{E}$ в основном за счет потери самых сильных, но редких вспышек, которые вносят основной вклад в величину $\mathscr{E}$, но вероятность обнаружения которых при небольшом времени патрулирования невелика. Другими словами, основная неопределенность величины $\mathscr{E}$ у ярких звезд связана с ограниченностью времени патрулирования. Для слабых в. з., у которых $b > 1$, основная причина, занижающая оценку $\mathscr{E}$, — потеря слабых вспышек, энергия которых близка к $E_{\min}$. Поэтому для слабых в. з. неопределенность величины $\mathscr{E}$ связана в основном с фотометрическим порогом обнаружения вспышек.

Таблица 5

№	$\lg \mathscr{E}_B^0$ [эрг·с⁻¹]	$\lg \mathscr{E}_B^e$ [эрг·с⁻¹]	$\lg \mathscr{E}_U^0$ [эрг·с⁻¹]	$\lg \mathscr{E}_U^e$ [эрг·с⁻¹]
1	27,7±0,2	29,0±0,6	27,8±0,3	28,8±1,0
2	28,0 0,1	29,3 0,5	28,2 0,2	29,4 0,4
3	27,7 0,1	28,5 0,4		
4	27,1 0,1	28,0 0,6		
5	27,6 0,3	29,0 0,8		
6			26,5 0,6	28,9 1,8
7	27,6 0,2	28,3 0,4		
8	27,4 0,2	28,6 0,5	27,5 0,1	28,3 0,5
9			27,7 0,3	29,3 0,8
10	28,0 0,2	29,0 0,6	27,6 0,4	28,9 0,8
11	27,4 0,1	27,7 0,5	27,7 0,2	28,0 0,6
12	27,4 0,1	28,2 0,4	27,3 0,3	27,9 0,8
13	28,0 0,2	28,4 0,7		
14			27,2 0,4	27,6 1,2
15			26,9 0,5	28,5 1,1
16	25,4 0,2	26,6 1,0		
17	25,5 0,2	26,1 0,4		
18			26,3 0,3	27,6 0,8
19			27,1 0,5	27,4 1,4
20	26,6 0,3	28,2 0,7	26,8 0,2	27,3 0,6
21	25,5 0,2	26,5 0,8	25,8 0,3	25,0 1,0

Определим в качестве второго приближения значение $\mathscr{E}$ в следующих предположениях о величинах $E_{\max}$ и $E_{\min}$. Примем, что для всех звезд $E_{\max} = 3 \times 10^{35}$ эрг, эта величина соответствует энергии самых сильных вспышек, которые зарегистрированы при длительных фотографических наблюдениях в. з. в Плеядах. Как показали исследования [75], энергетические спектры в. з. в Плеядах (см. рис. 3) простираются до этого значения энергии, сохраняя степенной характер с показателем степени, близким к соответствующим величинам у в. з. в окрестности Солнца. За $E_{\min}$ примем значение 2×10^{27} эрг, соответствующее энергии самых слабых вспышек, какие только удается зарегистрировать при электрофотометрических наблюдениях самой слабой из известных в. з. CN Leo [38]. Значения $\mathscr{E}$, вычисленные в этих пределах $\mathscr{E}^e$, приведены в третьей и четвертой колонке табл. 5. Дисперсии величин $\mathscr{E}^0$ и $\mathscr{E}^e$ в табл. 5 обусловлены дисперсиями параметров a и b, которые даны в табл 4.

На рис. 10, *а*, *б* изображены зависимости $\mathscr{E}$ от M_V. Рассмотрение рис. 10 и табл. 4 показывает, что фотометрический порог обнаружения вспышек и ограниченность времени патрулирования могут привести к за-

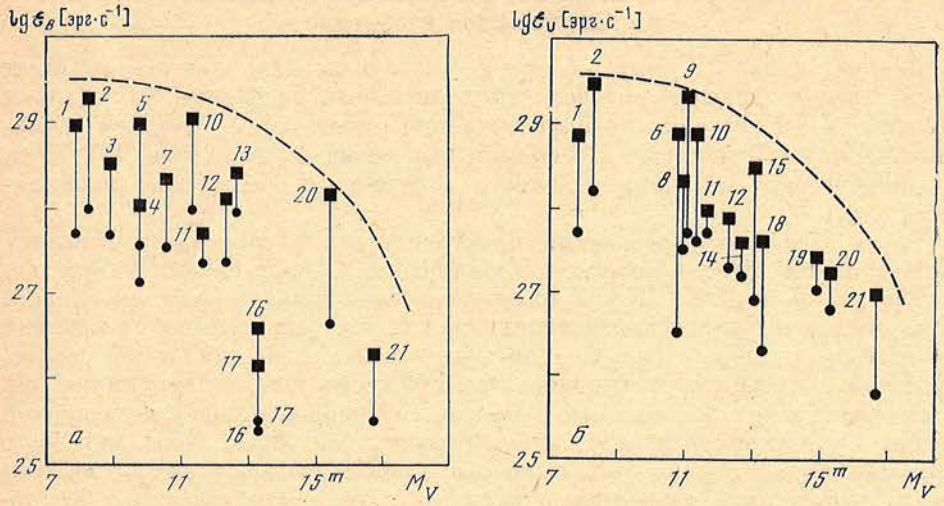


Рис. 10. Зависимость усредненной по времени энергии излучения вспышек от абсолютной величины звезды

а — наблюдения в фотометрической системе *B*, *б* — наблюдения в фотометрической системе *U*. Кружки соответствуют величинам $\mathscr{E}^0$, квадраты $\mathscr{E}^e$. Штриховая линия — зависимость верхнего предела [lg $\mathscr{E}^e$] от M_V

ниженной оценке $\mathscr{E}^0$, которая может в некоторых случаях отличаться от реальной на один-два порядка величины. Неопределенность значения $\mathscr{E}$ примерно такой же величины, как на рис. 10, отмечают и авторы [73]. Заметим, что различие между $\mathscr{E}^0$ и $\mathscr{E}^e$ на рис. 10, *а*, *б*, как и следовало ожидать, особенно велико для наиболее ярких в. з., наблюдавшихся непродолжительное время, поскольку для них потеря вспышек с энергией, близкой к $E_{\max}$, особенно существенна. Для достаточно полно изученных объектов, таких, как UV Cet, YZ CMi, EV Lac, AD Leo, это отличие составляет примерно полпорядка величины.

Будем в дальнейшем характеризовать вспышечную активность звезды величиной $\mathscr{E}^e$, которая, по-видимому, является лучшим приближением к $\mathscr{E}$, чем оценка $\mathscr{E}^0$.

Рассматривая рис. 10, можно отметить систематическое падение lg $\mathscr{E}$ по мере перехода к слабым звездам. Однако следует иметь в виду, что здесь реальна только верхняя граница зависимости (lg $\mathscr{E}$, M_V), пустота в области малых $\mathscr{E}$ у звезд высоких светимостей связана с увеличением фотометрического порога обнаружения вспышек у этих звезд. Поэтому найденная авторами [74] корреляция (lg$\mathscr{E}$, M_V) в значительной степени отягощена селекцией наблюдений. Из рассмотрения рис. 10 можно лишь утверждать, что верхний предел усредненной по времени энергии излучения вспышек падает по мере перехода к слабым звездам. Это соответствует полученным ранее результатам [46, 69, 75], которые в разных аспектах указывают на падение верхнего предела абсолютного уровня вспышечной активности по мере перехода к звездам низкой светимости.

На рис. 10 зависимость верхнего предела lg$\mathscr{E}^e$ — [lg$\mathscr{E}$]$_{\lim}$ от M_V проведена на глаз штриховой линией. Можно заметить, что рост [lg$\mathscr{E}$]$_{\lim}$ с увеличением светимости звезды останавливается вблизи $M_V = 10 \div 11^m$. Вероятно, это свидетельствует о существовании максимума верхнего предела абсолютного уровня вспышечной активности у звезд вблизи $M_V = 8 \div 9^m$.

5. Вклад вспышек звезд типа UV Кита в галактическое излучение

Звезды типа UV Кита — самый многочисленный тип переменных звезд, присутствующий во всех типах звездного населения, и вспышки на этих звездах — самое распространенное проявление звездной нестационарности в Галактике. Поэтому вклад вспышек звезд типа UV Кита в галактическое поле представляет несомненный астрофизический интерес.

Ранее [76] для определения пространственной светимости вспышек звезд типа UV Кита в оптическом диапазоне L^f (эрг·с$^{-1}$·пс$^{-3}$) была использована звезда YZ CMi как эталон вспышечной активности, активность остальных звезд характеризовалась отношением усредненных по времени энергий наблюдаемых вспышек на этих звездах и на эталонной звезде. При этом, однако, не учитывалось, что суммарное время патрулирования и, следовательно, наблюдаемые диапазоны энергий вспышек у исследуемой звезды и у эталонной иногда сильно различались. Из-за этого, как было показано выше, оценка наблюдаемого уровня вспышечной активности звезды может быть существенно занижена. Это обстоятельство заставляет пересмотреть оценку [76].

Определим по данным табл. 5 уровень вспышечной активности для «средней» вспыхивающей звезды $\tilde{\mathscr{E}}^e = \frac{\sum_N \mathscr{E}^e}{N}$, где N — число звезд в табл. 5. Учитывая статистическое соотношение (5), находим

$$\tilde{\mathscr{E}}^e_{B,U} = 5 \times 10^{28} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}. \tag{11}$$

Пространственная плотность звезд типа UV Кита в окрестности Солнца D (пс$^{-3}$) по данным [76, 77] составляет 0,055 пс$^{-3}$, поэтому пространственная светимость вспышек звезд типа UV Кита в окрестности Солнца

$$L^f_{U,B} = \tilde{\mathscr{E}}_{U,B} D = 3 \times 10^{27^{+1}_{-0,5}} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{пс}^{-3}. \tag{12}$$

Указанная в (12) неопределенность оценки L^f связана с неопределенностью оценок $\mathscr{E}$ для отдельных звезд, обусловленной незнанием истинных величин предельных энергий вспышек.

Оценка (12) превосходит прежнюю оценку [76] на порядок величины. Это заставляет пересмотреть результат [16], где оценка [76] была использована для определения вклада звездных вспышек в диффузное изучение Галактики в мягком рентгене (0,15—0,8 кэВ). Заменив в рассуждениях [16] прежнюю оценку [76] на новую (12), приходим к выводу, что гипотеза о решающем вкладе в.з. в диффузный рентгеновский галактический фон получает серьезную поддержку.

Автор благодарен Р. Е. Гершбергу за постоянное внимание к работе и М. Родоно и С. Кристальди за предоставление наблюдательного материала до опубликования.

22 декабря 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Gershberg R. E.*— Astrophys. and Space Sci., 1972, 19, 75.
2. *Moffett T. J.*, *Bopp B. W.*— IBVS, 1972, N 736.
3. *Cristaldi S.*, *Rodono M.*— IBVS, 1973, N 760.
4. *Osawa K.*, *Ichimura K.*, *Shimizu Y.*— IBVS, 1972, N 747.
5. *Contadakis M. E.* and *Mavridis L. N.*— IBVS, 1975, N 1020.
6. *Чугайнов П. Ф.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 50, 97.
7. *Cristaldi S.*, *Rodono M.*— IBVS, 1974, N 857.
8. *Jarrett A. H.*, *Gibson J. B.*— IBVS, 1975, N 979.
9. *Kunkel W. E.*, *Zarate M.*— IBVS, 1975, N 1006.
10. *Jarrett A. H.*, *Gibson J. B.*— IBVS, 1975, N 1017.
11. *Osawa K.*, *Ichimura K.*, *Shimizu Y.* et al.— IBVS, 1972, N 635.

12. *Chugainov P. F., Shakhovskaya N. I.*— IBVS, 1972, N 632.
13. *Oskanian V. S., Khatchatrian I. V.*— IBVS, 1972, N 684.
14. *Cristaldi S., Rodono M.*— IBVS, 1972, N 767.
15. *Sanwal B. B.*— IBVS, 1975, N 998.
16. *Karpen J. T., Crannel C. J., Hobbs R. W.* et al. Coordinated X-ray, optical and radio observations of YZ Canis Minoris. Greenbelt, Maryland, Goddard Space Flight Center, 1977, Preprint.
17. *Jarrett A. H., Gibson J. B.*— IBVS, 1976, N 1112.
18. *Rodono M.*— IBVS, 1973, N 802.
19. *Cristaldi S., Rodono M.*— IBVS, 1973, N 759.
20. *Andersen B. N., Pettersen B. R.*— IBVS, 1972, N 723.
21. *Cristaldi S., Rodono M.*— IBVS, 1973, N 836.
22. *Andrews A. D.*— IBVS, 1973, N 851.
23. *Andersen B. N., Pettersen B. R.*— IBVS, 1974, N 874.
24. *Arsenjevic J., Kubičela A., Vince I.*— IBVS, 1974, N 866.
25. *Osawa K.* et al.— IBVS, 1972, N 666.
26. *Cristaldi S., Rodono M.*— IBVS, 1972, N 682.
27. *Chugainov P. F., Shakhovskaya N. I.*— IBVS, 1972, N 640.
28. *Oskanian V. S.*— IBVS, 1972, N 685.
29. *Barlai K., Szabados L., Szeidl B.*— IBVS, 1972, N 640.
30. *Cristaldi S., Rodono M.*— IBVS, 1973, N 801.
31. *Osawa K.* et al.— IBVS, 1973, N 790.
32. *Asteriadis G., Mavridis L. N.*— IBVS, 1973, N 816.
33. *Pettersen B. R., Andersen B. N.*— IBVS, 1973, N 791.
34. *Cristaldi S., Rodono M.*— IBVS, 1973, N 721.
35. *Cristaldi S., Rodono M.*— IBVS, 1973, N 835.
36. *Marino B. F., Walker W. S. G.*— IBVS, 1972, N 678.
37. *Cristaldi S., Rodono M.*— Astron. and Astrophys. Suppl., 1973, N 10
38. *Moffett T. J.*— Astrophys. J. Suppl., 1974, N 273.
39. *Чугайнов П. Ф.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, **48**, 3.
40. *Cristaldi S., Rodono M.*— IAU Sympos. N 67, 1974, Moscow, p. **75**.
41. *Cristaldi S., Rodono M.* (частное сообщение).
42. *Чугайнов П. Ф.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **52**, 3.
43. *Gershberg R. E., Shakhovskaya N. I.*— IAU Colloq., N 15. Bamberg, 1971.
44. *Shakhovskaya N. I.*— IBVS, 1969, N 361.
45. *Asteriadis G., Mavridis L. N.*— IBVS, 1973, N 712.
46. *Kunkel W. E.*— Astrophys. J. Suppl., 1973, N 213.
47. *Kapoor R. C., Sinvhal S. D.*— IBVS, 1972, N 750.
48. *Kapoor R. C., Sanwal B. B., Sinvhal S. D.*— IBVS, 1973, N 810.
49. *Kapoor R. C., Sinvhal S. D.*— IBVS, 1975, N 901.
50. *Isles J. E.*— IBVS, 1973, N 772.
51. *Kapoor R. C.*— IBVS, 1973, N 848.
52. *Osawa K., Ichimura K., Shimizu Y., Koyano M.*— IBVS, 1974, N 906.
53. *Sanwal B. B.*— IBVS, 1974, N 932.
54. *Christiansen W. A., Kaitchuck R. H.*— IBVS, 1975, N 1012.
55. *Кулапова А. Н., Шаховская Н. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **49**, 65.
56. *Asteriadis G., Mavridis L. N., Stavridis D.*— IBVS, 1973, N 809.
57. *Christiansen W. A., Kaitchuck R. H.*— IBVS, 1974, N 866.
58. *Bateson F. M.*— IBVS, 1972, N 678.
59. *Osawa K., Ichimura K., Okada T.* et. al.— IBVS, 1972, N 876.
60. *Jarrett H., Gibson J. B.*— IBVS, 1975, N 1018.
61. *Kapoor R. C.*— IBVS, 1972, N 758.
62. *Pettersen B. R.*— Astron. and Astrophys., 1975, **41**, 87.
63. *Шаховская Н. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, **47**, 111.
64. *Jarrett A. H., Grabner G.*— IBVS, 1975, N 968.
65. *Nicastro A. I.*— IBVS, 1975, N 1045.
66. *Osawa K.* et al.— IBVS, 1973, N 853.
67. *Gliese W.*— Veröff. Astron. Rechen-Inst. Heidelberg, 1969, N 22.
68. *Sinvhal S. D., Sanwal B. B.*— IBVS, 1977, N 1263.
69. *Осканян В. С., Теребиж В. Ю.*— Астрофизика, 1971, **7**, 294.
70. *Oskanian V. S.* Non-periodic phenomena in variable stars. Ed. L. Detre. Budapest, 1968.
71. *Kunkel W. E.*— IAU Sympos. N 67, Moskow, 1974.
72. *Шаховская Н. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **50**, 84.
73. *Lacy C. H., Moffett T. J., Evans D. S.*— Astrophys. J. Suppl. Ser., 1975, **30**, 85.
74. *Краснобабцев В. И., Гершберг Р. Е.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, **53**, 154.
75. *Шаховская Н. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **51**, 93.
76. *Gershberg R. E., Shakhovskaya N. I.*— Astrophys. and Space Sci., 1976, **44**, 463.
77. *Аракелян М. А.*— Сообщ. Бюраканской обс., 1970, № **41**, 56.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

АБСОЛЮТНАЯ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

В. И. Бурнашев

Проведены абсолютные спектрофотометрические наблюдения восьми холодных углеродных звезд в диапазоне 4400—7550 Å с разрешением около 30 Å. Кратко обсуждаются некоторые особенности спектров этих звезд.

ABSOLUTE SPECTROPHOTOMETRY OF CARBON STARS, by *V. I. Burnashov.*— Absolute energy distributions in the spectra of eight cool carbon stars have been obtained. The spectral region is 4400—7550 Å. The resolution 30 Å. Brief discussion of some spectral features is given.

Несмотря на большое число спектральных и фотометрических наблюдений поздних углеродных звезд, данных об абсолютном распределении энергии в их спектрах, особенно в видимом диапазоне длин волн, до сих пор немного. Первые наблюдения с помощью фотоэлектрического спектрометра были выполнены Фуджитой [1] без проведения абсолютной калибровки и использовались им для качественной классификации. В последние годы абсолютная спектрофотометрия углеродных звезд выполнена Феем с соавторами [2, 3] с разрешением около 20 Å в диапазоне от 4000 до 7000 Å, а для трех звезд до 11 000 Å с разрешением 40 Å. Ими указаны положения спектральных участков, наименее подверженных блендированию, а также участки, пригодные для оценки интенсивностей полос C_2, ^{12}CN, ^{13}CN.

Абсолютные спектрофотометрические наблюдения восьми углеродных звезд проведены с помощью сканирующего спектрофотометра СФ-68 [4—6], установленного на 20-см кассегреновском телескопе. Сканирование производилось в спектральном интервале 4400—7550 Å с разрешением около 30 Å. Часть наблюдений, относящихся к 1973 г., сделана в Чили, на станциях Чаупилома и Ля-Пейнета, остальные наблюдения выполнены в Крымской астрофизической обсерватории. Учет атмосферной экстинкции, абсолютная калибровка производились методом фундаментальной спектрофотометрии, разработанным В. Б. Никоновым [7] и применявшимся при создании каталогов абсолютного распределения энергии в спектрах 305 южных звезд [8] и 50 северных [9]. В качестве абсолютных стандартов были использованы звезды θ Ara, δ Aqr, α Peg, β Tau, распределение энергии в спектрах которых взято из указанных каталогов [8, 9].

Таблица содержит основные данные о наблюдавшихся углеродных звездах. В первых трех колонках указаны номер, название и спектральный класс по каталогу BS [10], в скобках приведены спектральные классы, определенные Ричером [11]. Далее указаны число наблюдений каждой звезды и даты, когда они были выполнены. Каждое наблюдение представляет собой среднее из двух или четырех сканирований спектра. Шестая колонка содержит значения T_{ef} по данным наблюдений в инфракрасной области спектра [12, 13].

BS	Звезда	Спектр	Число наблюдений	Дата	T_{ef}	$T_{цв}$		$\lg \frac{E(5500)}{E(5700)}$
						5700/6750	5700/6875	
9004	19 Psc	$C6_2$ (C5 II)	5	11.IX; 19.IX; 20.IX 23.X; 19.XI 1974 г.	2890	2570	2720	0,26
8145	T Ind	Na (C5 II)	3	26.VIII; 28.VIII; 29.VIII 1973 г.	—	2760	2620	0,24
8156	Y Pav	NO (C5 II)	5	21.VIII; 26.VIII; 27.VIII; 28.VIII; 29.VIII 1973 г.	—	2560	2640	0,21
2308	BL Ori	$C6_2$ (C5 II)	3	27.III; 28.III; 30.III 1973 г.	2890	2610	2770	0,26
4163	U Hya	$C7_3$ (C5 II)	4	25.III· 29.III; 28.IV; 1.V 1973 г.	2500 2850	2810	2750	0,35
1977	Y Tau	$C7_{4e}$ (C5 II)	1	17.XI 1974 г.	—	2610	2600	0,41
2405	UU Aur	$C5_3$ (C5 II)	1	17.XI 1974 г.	—	2650	2580	0,43
1648	W Ori	$C5_3$ (C6 II)	1	17.XI 1974 г.	—	2900	2530	0,52

На рис. 1 приводится распределение энергии с шагом 25 Å для каждой звезды, среднее по всей совокупности наблюдений. По оси ординат отложены значения $\lg E(\lambda) + \text{const}$, где $E(\lambda)$ выражено в эрг·с$^{-1}$·см$^{-2}$, отнесенных к интервалу длин волн 1 см. Масштаб указан в левой верхней части рисунка. Справа на рисунке, около названия звезды, указано значение нуль-пункта шкалы ординат для данной звезды. Средняя дисперсия одного наблюдения, в которую входят как ошибки наблюдений, так и расхождения, вызванные переменностью звезд, для $\lg E(\lambda)$ составляет 0,04 в интервале 4300—5300 Å и около 0,02 в интервале 5300—7500 Å. Для иллюстрации влияния физической переменности звезд на полученные результаты, приводимые на рис. 1, для двух из них, U Hya и 19 Psc, построены кривые блеска в спектральных участках, соответствующих квазиконтинууму (рис. 2). Каждый кружок на рисунке представляет одно наблюдение, состоящее, как указано выше, из 2—4 сканирований спектра звезды. На рис. 2 указаны ошибки среднего. Для участков спектра, соответствующих молекулярным полосам, ошибки в полтора-два раза больше. При вычислении среднего распределения энергии в спектре, приводимого на рис. 1, для 19 Psc взяты данные, относящиеся только к 1974 г.

Феем с соавторами [3] был введен индекс

$$(57-68) = -2{,}5\lg\frac{F_\nu(5710)}{F_\nu(6780)},$$

характеризующий распределение энергии в континууме, и индекс для полосы Свана

$$C_2 = -2{,}5\lg\frac{F_\nu(5610)}{F_\nu(5710)}.$$

Для сопоставления наших данных с данными [3] и определения цветовой температуры вычислялись индексы

$$(57-68)_{КАО} = \lg E(6750) - \lg E(5700),$$

$$(C_2)_{КАО} = \lg E(5700) - \lg F(5625),$$

$$\lg E(6875) - \lg E(5700).$$

Сопоставление показало неплохое согласие C_2-индексов (наибольшее расхождение 0,03) и значительное (до 0,15) различие индексов (57—68). Это расхождение, по-видимому, в первую очередь вызвано различием в спектральных разрешениях, а также физической переменностью звезд.

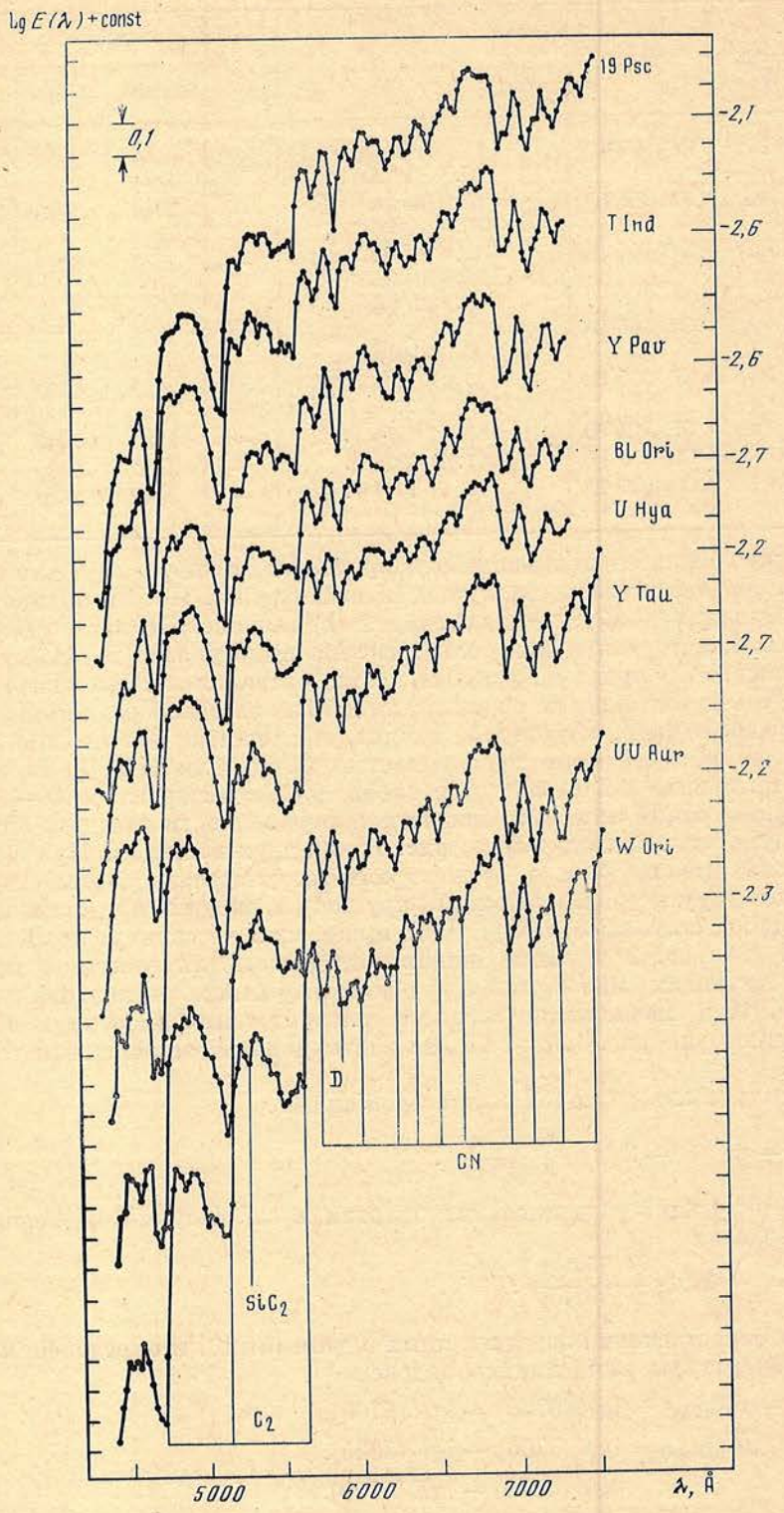


Рис. 1. Наблюдаемое распределение энергии в спектрах углеродных звезд
Вертикальными линиями отмечены положения голов полос молекул и желтого дублета натрия

Рис. 2. Кривые блеска U Hya (точки) и 19 Psc (кружки)

Рис. 3. Сопоставление синего градиента и интенсивности полосы C_2 ($\Delta v = 1$)

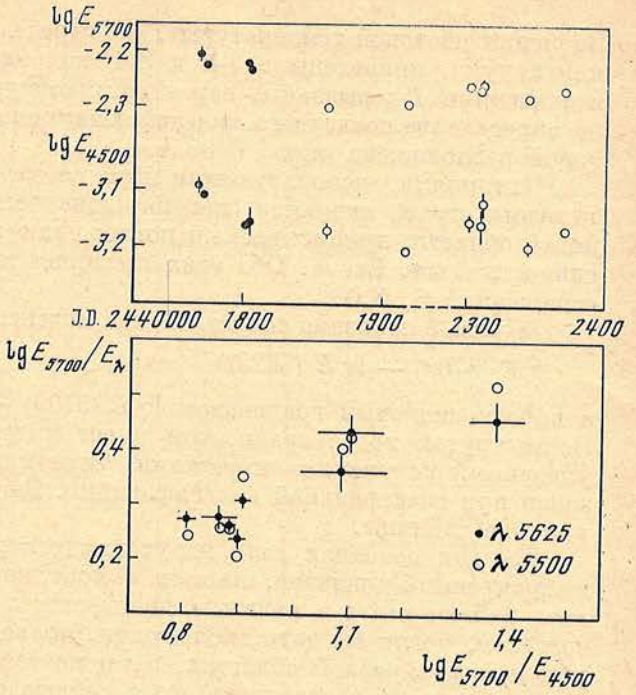
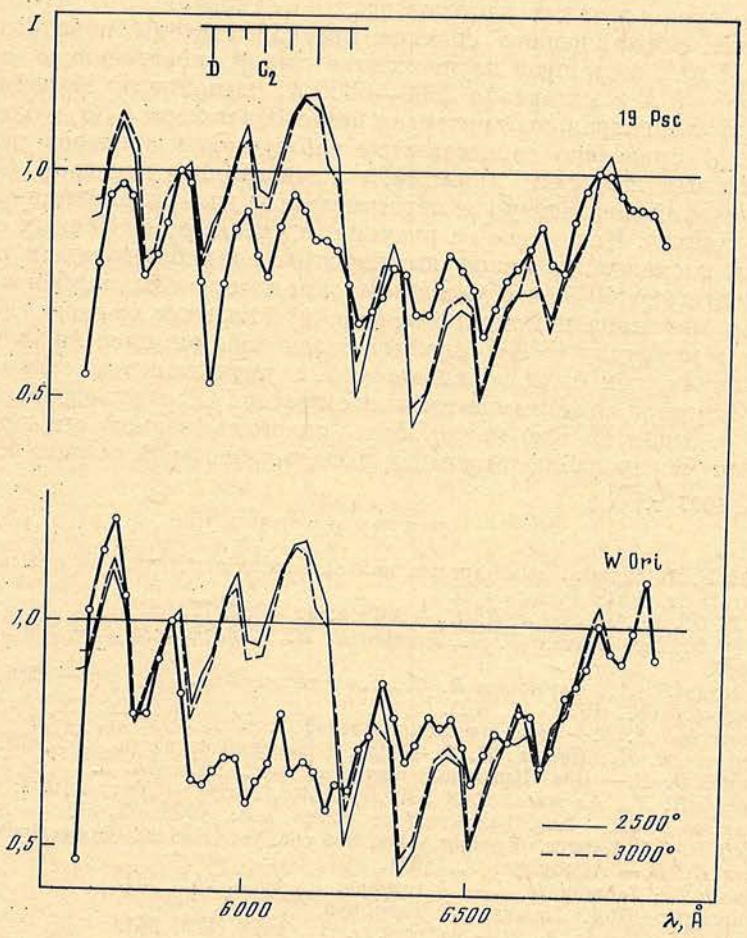


Рис. 4. Сравнение синтетического спектра CN с наблюдаемым



Значения цветовой температуры $T_{цв}$, определенной с помощью индексов континуума, приведены в 7-й и 8-й колонках таблицы. Расхождения в значениях $T_{цв}$ вызваны, вероятно, кроме указанных причин, влиянием на определение последнего индекса теллурической полосы O_2, голова которой расположена около 6900 Å.

Критериями, используемыми при спектральной классификации углеродных звезд, являются спад интенсивности излучения в коротковолновой области, приписываемый поглощению молекул C_3 и SiC_2, и интенсивность полос Свана. Оба этих критерия зависят от температуры и от содержания C, N, O.

На рис. 3 показано сопоставление индекса полосы C_2 ($\Delta v = 1$)

$$\lg E\,(5700) - \lg E\,(5625)$$

с коротковолновым градиентом $\lg E\,(5700) - \lg E\,(4500)$. Более крутой ход с градиентом имеет индекс $\lg E\,(5700) - \lg E\,(5500)$, указанный на рисунке кружками. Этот индекс и может быть использован при спектральной классификации. Значения его приводятся в 9-й колонке таблицы.

Так как основная доля излучения углеродных звезд приходится на инфракрасный диапазон, ответ на вопрос, как связаны интенсивности полос, наблюдаемых в видимом диапазоне, с температурой и химическим составом, могли бы дать наблюдения, проводимые одновременно в видимой и инфракрасной областях, а также теоретические расчеты синтетического спектра и сравнение его с наблюдаемым. К сожалению, до настоящего времени таких расчетов сделано немного.

Расчет синтетического спектра красной системы перекрывающихся полос $C^{12}N^{14}$, состоящей из множества линий, построенного с разрешением $\Delta\lambda = 5$ Å в интервале 5600—6800 Å, выполнили Маренин и Грин [14]. В этот спектральный интервал попадают полосы C_2 и дублет натрия. На рис. 4 приведено сопоставление наблюдаемых спектров двух звезд, обозначенных жирными линиями, с вычисленным спектром $C^{12}N^{14}$ для двух значений температур и пересчитанным для разрешения $\Delta\lambda = 25$ Å (тонкие линии). Как видно из рисунка, в участках, свободных от блендирования, расхождения между вычисленными и наблюдаемыми глубинами полос достигают 40%, что далеко выходит за пределы ошибок измерений. В статье Маренина и Грина отмечено, что наличие изотопа C^{13}, объединенного в молекулу $C^{13}N^{14}$, оказывает заметное влияние на вычисленный спектр циана, как бы «сглаживая» его и уменьшая тем самым глубины полос. Заметное содержание тяжелого изотопа C^{13} в углеродных звездах ($C^{12}/C^{13} = 8$ для 19 Psc) может быть одной из возможных причин расхождения между наблюдаемыми и расчетными кривыми рис. 4.

Декабрь 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Fujita Y.* Interpretation of spectra and atmospheric structure in cool stars. Baltimore: Univ. Park Press, 1970.
2. *Fay T. D.*, Jr., *Honeycutt R. K.*— Astron. J., 1972, **77**, 79.
3. *Fay T. D.*, Jr., *Warren W. H.*, *Johnson H. R.*, *Honeykutt R. K.*— Astron. J., 1974, **79**, 634.
4. *Камионко Л. А.*, *Корепанов В. С.*, *Новопашенный В. Б.* и др.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, **47**, 162.
5. *Кульчицкий А. В.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, **47**, 170.
6. *Бурнашев В. И.*, *Петров П. П.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, **47**, 176.
7. *Никонов В. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, **54**, 3.
8. *Алексеев Н. Л.*, *Алексеева Г. А.*, *Архаров А. А.* и др.— Труды ГАО, 1978, **83**, 3.
9. *Бурнашев В. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, **57**, 57.
10. *Hoffeit D.*— Catalogue of bright stars. 3rd ed. New Haven, Connecticut, 1964.
11. *Richer H. B.*— Astrophys. J., 1971, **167**, 521.
12. *Mendoza E.*, *Johnson H. L.*— Astrophys. J., 1965, **141**, 161.
13. *Mendoza E.*— Bol. Tonanzintla Tacubaya, 1967, **4**, 114.
14. *Marenin J.*, *Greene A. E.*— Astrophys. J., 1972, **177**, 841.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗУЧЕНИЯ СПЕКТРОВ Be-ЗВЕЗД В БЛИЖНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ

В. П. Маланушенко, А. Г. Щербаков

На основании спектрограмм, полученных с дисперсией 48 Å/мм, изучены спектры 16 Be-звезд в ближней инфракрасной области. По линиям поглощения инфракрасного триплета Ca II найден спектральный класс G8 III вторичного компонента у ζ Tau.

По виду спектров наблюдавшиеся звезды разделены на три группы: звезды с сильными пашеновскими линиями поглощения, звезды, имеющие сложные абсорбционно-эмиссионные контуры линий кальция и водорода, и звезды с эмиссионными линиями. Показано, что интенсивность эмиссии в линиях инфракрасного триплета Ca II определяется температурой возбуждения оболочек и не является прямым и однозначным следствием двойственности Be-звезд.

RESULTS OF THE SPECTRAL OBSERVATIONS OF BE STARS IN THE NEAR INFRARED, by *V. P. Malanushenko* and *A. G. Shcherbakov*.— On the 48 Å/mm spectrogramms the near-infrared spectra of the 16 Be stars have been studied.

We find, that Be stars can be divided in three categories: stars with strong absorbtion Pashen lines, stars with complex absorbtion and emission profiles of the Pashen and the Ca II lines and stars with emission lines. From the analysis of the absorbtion infrared triplet Ca II lines the secondary component spectrum G8 III of the ζ Tau was recognized. There is showen that emission lines intensity of the infrared triplet Ca II is due to the excitation temperature of the envelopes. Therefore, this emission features cannot be criterian of the duplicity of the Be stars.

В настоящее время проблема происхождения оболочек остается одной из главных в изучении Be-звезд. В связи с этим в литературе неоднократно обсуждался вопрос об их двойственности. Так, Кржиж и Харманес [1] считают, что большинство наблюдаемых спектральных изменений звезд этого типа можно успешно объяснить как результат вариаций физических условий при переносе массы в двойной звезде. По их мнению, большинство Be-звезд (если не все!) являются взаимодействующими двойными системами. Ряд ярких звезд, таких, как AX Mon, 17 Lep, φ Per, являются известными спектрально-двойными системами со спутниками поздних спектральных классов.

Поиски невидимого компонента у спектрально-двойных систем предпринимались многими авторами и в основном заключались в отыскании следов его спектра на высокодисперсионных спектрограммах главного компонента, полученных в видимой области. Изучение спектров Be-звезд в ближней инфракрасной области может в значительной мере содействовать решению проблемы их двойственности. Присутствие в спектре горячей Be-звезды линий поглощения инфракрасного триплета Ca II и других линий, типичных для звезд поздних типов, может служить веским доказательством наличия у нее холодного спутника [2].

В связи с этим нами сделана попытка детального изучения спектров ряда Be-звезд в области 8300—8800 Å.

Наблюдения

Спектры с дисперсией 48 Å/мм были получены на 50″ телескопе Крымской обсерватории с помощью электронно-оптического преобразователя типа ФКТ-1А (S1). Аппаратура и методика наблюдений подробно описаны в [3,4]. Всего получено 52 спектра 16 Be-звезд и 11 спектров 6 звезд-стандартов и спектрально-двойных систем с большой разностью спектральных классов компонент. Основными стандартами были выбраны звезды α Lyr и α Leo. Данные наблюдений и основные сведения о звездах приведены в табл. 1.

Спектры были записаны в почернениях на быстродействующем микрофотометре G2. При последующей обработке регистрограммы были переведены в интенсивности и пронормированы к непрерывному спектру.

Таблица 1

№	HD	Название	Спектральный класс	m	Дата наблюдений	Число спектрограмм	Экспозиция, мин
1	5 394	γ Cas	B0,5 Ve	$2^m,65$	16.XI 1976 г.	2	2
					27.XI	2	
2	10 516	φ Per	B2qe + KO III	4,03	16.XI	1	10
					27.XI	2	
					20.XI	2	
3	22 192	ψ Per	B5 IIIe	4,21	16.XI	1	10
					27.XI	2	
					28.XII	2	
					08.II 1977 г.	1	
4	23 408	20 Tau	B7 III	3,86	25.III	2	15
5	23 862	28 Tau	B8 IV—Ve	5,09	01.I	1	30
					24.I	1	
6	37 202	ζ Tau	B1,5	2,99	03.I	3	5
					04.I	2	
					11.I	2	
7	41 335		B2 Ve	5,23	25.XI 1976 г.	1	40
					29.I 1977 г.	1	
8	41 511	17 Lep	A0 Ve + M1 III	4,92	11.XII 1975 г.	1	30
					13.II 1976 г.	1	
					17.II	2	
					17.III 1977 г.	2	
9	45 910	AX Mon	B2 IIIe + K2 III	6,8	29.III	2	30
10	87 910	α Leo	B7 V	1,36	15.II	1	1,5
					16.II	1	
11	98 664	σ Leo	B9 V	4,12	16.II	1	15
12	102 509	93 Leo	G5 III—IV + A	4,55	18.XII 1976 г.	2	12
13	103 287	γ UMa	A0 Ve	2,44	22.XII	2	5
14	109 387	ϰ Dra	B6 IIIe	3,84	22.XII	2	10
15	138 749	θ CrB	B5 Ve	4,22	28.XII	2	12
16	142 926	4 Her	B8 Ve	5,58	21.II 1977 г.	2	25
17	142 983	48 Lib	Aenp (B3q)	4,80	22.III	2	20
18	148 184	χ Oph	B2 Ve	4,32	29.III	2	12
19	172 167	α Lyr	A0 V	0,04	24.II	2	0,5
20	210 129	25 Peg	B6 Ve	5,78	28.XII 1976 г.	1	45
					24.I 1977 г.	1	
21	213 310	5 Lac	M0 Ib—II + A		17.XII 1976 г.	2	1
22	217 675	o And	B6 Ve + A2p	3,63	29.XII	4	12

Результаты наблюдений

Основные результаты наблюдений показаны на рис. 1—3.

Оказалось, что по виду спектров в области 8300—8800 Å наблюдавшиеся звезды можно разделить на три группы. К первой группе (рис. 1, *а* и *б*) мы отнесли Be-звезды, имеющие интенсивные линии поглощения пашеновской серии водорода. Как видно из рисунков, спектры этой группы почти не отличаются от спектров нормальных звезд. Эмиссия в ядрах отдельных пашеновских линий определенно присутствует, но выражена слабо. Наиболее заметной отличительной чертой этих спектров от нормальных является усиление линий поглощения азота. Заметных следов линий поглощения инфракрасного триплета кальция нет.

Во вторую группу были собраны звезды, имеющие в спектрах сложные линии кальция и водорода (рис. 2) с хорошо заметными абсорбционными и эмиссионными компонентами. На рисунке можно заметить два характерных типа спектров: спектры с сильными эмиссионными компонентами в линиях P12 и P14, обычными для спектра оболочек (28 Tau, 48 Lib), и спектры со слабо выраженной эмиссией в водородных линиях (17 Lep, ζ Tau). Кальций в спектрах звезд этой группы наблюдается как в эмиссии, так и в поглощении. Линии N I наблюдаются только в поглощении. Линия нейтрального кислорода λ 8446 Å наблюдается как в эмиссии, так и в поглощении.

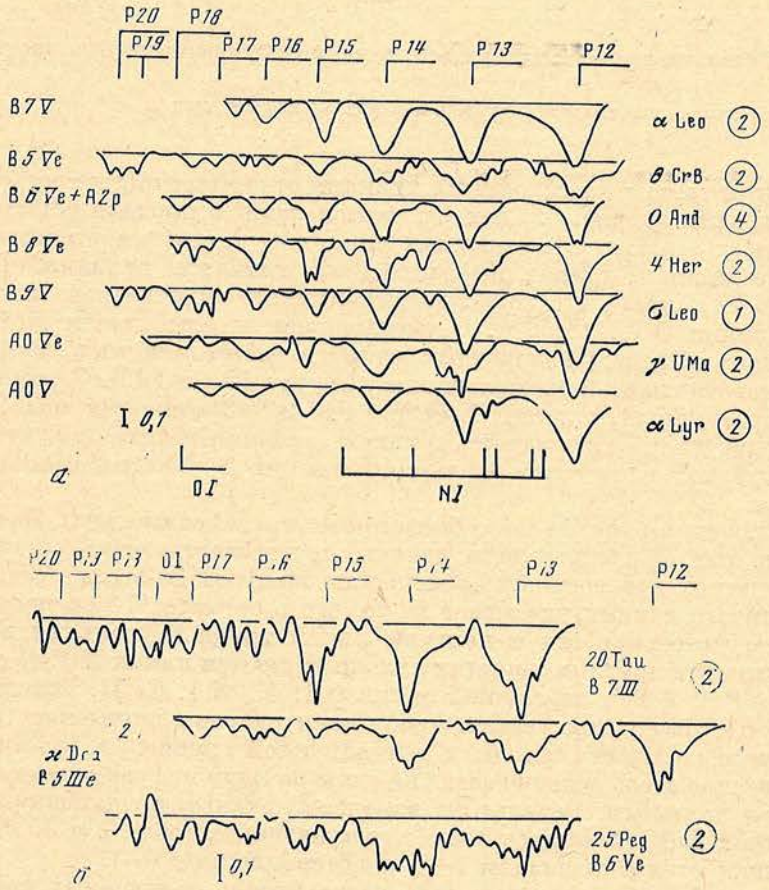


Рис. 1. Be-звезды с поглощением в пашеновских водородных линиях (*а*) и с широкими водородными линиями (*б*)

Все спектры нормированы к континууму. Размерность шкалы интенсивностей приведена в левом нижнем углу. Цифры в кружках обозначают число усредненных спектрограмм

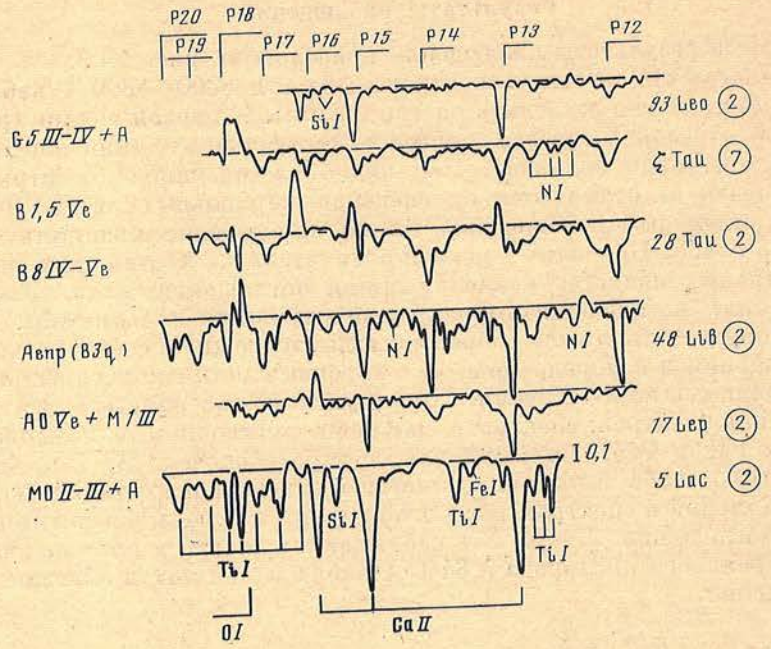


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для звезд со сложными контурами линий водорода и кальция

Размерность шкалы интенсивностей приведена в правом нижнем углу

Спектры звезд с эмиссионными линиями отнесены нами к третьей группе и показаны на рис. 3. Спектры расположены в порядке убывания интенсивности эмиссии в водородных линиях и увеличения относительного вклада эмиссии в линиях инфракрасного триплета кальция. Главные особенности таковы, что наиболее интенсивной эмиссионной линией является линия O I, λ 8446 Å. С уменьшением интенсивности этой линии падает интенсивность водородных линий и растет эмиссия в линиях N I, принадлежащих восьмому мультиплету (между P15 и P13). Эмиссия в линиях первого мультиплета N I (между P13 и P12) меняется мало. Заметных следов линий поглощения триплета кальция не имеется, что может быть, однако, следствием блендирования их сильными эмиссионными линиями.

Наблюдения ряда Be-звезд были проведены в разные даты. На примере φ Per на рис. 4 представлены данные, свидетельствующие об известной из оптических наблюдений переменности спектров Be-звезд. Анализ всей совокупности данных указывает на то, что в спектре 17 Lep меняются со временем интенсивности и контуры линий триплета кальция, в спектре γ Cas наряду с другими линиями сильно меняются линии N I. В спектрах φ Per, ψ Per, ζ Tau переменны линии O I, H, N I, Ca II. Отметим одно важное обстоятельство: наблюдаемая спектральная переменность не меняет принадлежности звезды к той или иной группе, и, по-видимому, предлагаемое здесь деление звезд на типы по виду инфракрасных спектров является реальным. Результаты измерений эквивалентных ширин линий в спектрах наблюдавшихся звезд представлены в табл. 2 и 3. Эмиссионные линии отмечены знаком (+), а абсорбционные (—).

Таким образом, оказалось, что разнообразие полученных инфракрасных спектров Be-звезд в целом не позволяет однозначно решить проблему их двойственности по методике, разработанной в [2]. Спектры Be-звезд с известным холодным компонентом AX Mon (B2 IIIe + K2 III) и φ Per (B2q + K0 III) имеют эмиссионный триплет кальция, на фоне ко-

Таблица 2

HD	Название	Спектральный класс	W_λ, A										
			O I	P12	P13 Ca II	P14	P15 Ca II	P16 Ca II	P17	P18	P19	P20	P21
87 901	α Leo	B7 V		−9,9	−9,0	−7,8	−3,6	−2,2	−1,0				
138 749	θ CrB	B5 Ve	−0,9	−5,5	−5,3	−3,3	−1,8		−0,7		−1,1	−1,3	
217 675	o And	B6 Ve + A2p	+0,4										
			−2,4	−10,0	−12,1	−12,0	−8,5	−2,9	−1,5				
142 926	4 Her	B8 Ve		−6,5	−6,2	−5,5	−3,3	−2,3					
98 664	σ Leo	B9 V		−11,1	−8,9	−3,4	−1,8	−1,6			−0,7	−1,0	
103 287	γ UMa	A0 Ve	−1,5	−18,0	−15,0	−12,6	−4,9	−5,2	−0,9				
					+2,7		+2,8						
172 167	α Lyr	A0 V		−10,7	−6,6	−4,9	−4,1	−3,4	−1,0				
23 408	20 Tau	B6 III			−6,9	−6,2	−4,0	−2,0	−2,0		−1,8		
109 387	κ Dra	B6 IIIe	+0,8	−10,0	−9,5	−8,5	−2,2	−2,4	−2,4				
210 129	25 Peg	B6 Ve	+0,3		−7,9	−7,8	−3,7	−1,9					
102 509	93 Leo	G5 III—IV + A		−1,3	−1,8		−2,0	−0,7					
37 202	ζ Tau	B1, 5Ve	+1,1	−4,1	−4,3	−1,8	−2,5	−2,3	−1,8				
					+1,4	+0,7	+0,8	+0,9					
23 862	28 Tau	B8 IV—Ve		−6,9	−3,5	−5,5	−3,1	0,0	−2,1				
					+6,8	+1,8	+4,6	+6,6					
41 511	17 Lep	A0 Ve + M1 III	−0,9	−1,2	−1,1	−1,8	−1,7	−2,0					
					+3,8	+1,3	+2,2	+1,4	−1,6	−0,7			
142 983	48 Lib	Aenp (B3q)	+1,6	−2,6	−2,0	−2,0	+4,3	+4,5	−3,3	−1,3	−3,1	−2,0	
					+7,0	+6,1	−2,2	−1,3					
21 310	5 Lac	M0 Ib—II + A			−4,8		−7,1	−3,5					
148 184	χ Oph	B2 Ve	+10,1	+4,1	+3,8	+5,0	+4,7	+6,1	+3,4	+1,8	+2,0	+1,4	+2,0
5 394	γ Cas	B0,5 Ve	+2,3		+1,6	+2,4	+2,1	+2,7	+1,6				
45 910	AX Mon	B2 IIIe + K2III	+2,0	+2,3	+2,5	+1,6	+2,5	+4,3	+1,0	+2,0			
10 516	φ Per	B2qe + K0 III	+7,4	+2,2	+5,6	+2,6	+5,5	+6,7	+2,7				
41 335		B2 Ve	+3,5		+6,4	+1,4	+5,7	+4,5	+0,7				
22 192	ψ Per	B5 IIIe	+3,7		+0,8	+1,0	+1,5	+3,0	+1,2				

Таблица 3

Название	Номер спектрограммы	Дата	Доли дня	Фаза (спектроскопическая)	W_λ, Å							
					P12	P13 Ca II	P14	P15 Ca II	P16 Ca II	P17	O I	O I*[1]
ψ Per	1596, 1597	27.XI 1976 г.	0,850				−1,4	+1,5	+2,5	+0,7	+4,1	
	1664, 1665	28.XII	0,8521			+0,4	−1	+0,6	+2,1		+2,9	+4,60
	1762	08.II 1977 г.	0,9174			+1,2	+0,7	+2,5	+4,4	+1,7	+4,1	
										−0,1		
φ Per	1587	16.XI 1976 г.	0,8389	$0^p,12$		+6,5	+3,2	+7,4	+7,4	+2,5	+9,5	
	1594, 1595	27.XI	0,7660	0,205		+5,4	+3,0	+6,5	+6,8	+2,7	+6,3	+5,75
	1644, 1645	20.XII	0,7270	0,425	+2,2	+5,0	+1,6	+2,7	+6,1	+2,2	+6,3	
γ Cas	1585, 1586	17.XI 1976 г.	0,1028			+1,1	+2,3	+1,6	+2,2	+1,2	+2,2	+0,38
	1591, 1592	27.XI	0,7688			+2,1	+2,5	+2,7	+3,2	+2,1	+2,4	
17 Lep	1437	11.XII 1975 г.	0,9306	0,932	−0,4	−0,9		−0,8	−0,1	−0,3	−0,6	
	1467, 1468	13.II 1976 г.	0,7986	0,174		−2,2	−1,8	−2,0	−1,6	−2,7		−1,29
	1473, 1474	17.II	0,3056	0,193	−1,1	−2,8	−2,0	−1,0	−0,4	−0,9	−0,7	
	1852, 1853	17.III 1977 г.	0,7729	0,710	−1,9	−2,2	−1,7	−3,0	−2,1	−2,3	−1,6	

[1] W_λOI * – из [12].

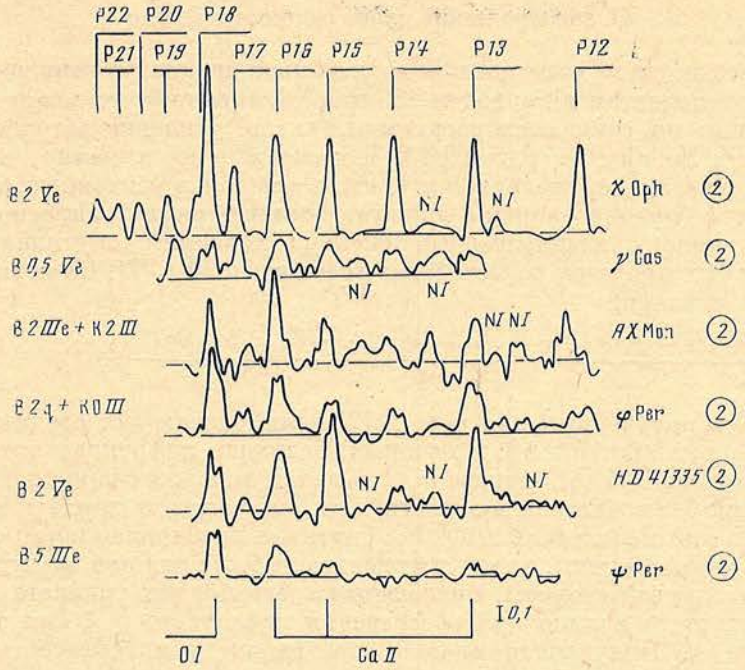


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для звезд с эмиссионными линиями
Размерность шкалы интенсивностей приведена в правом нижнем углу

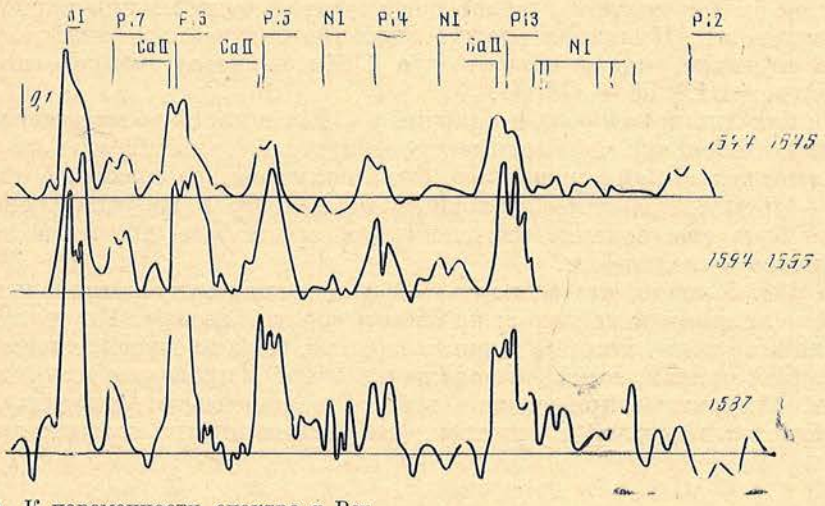


Рис. 4. К переменности спектра φ Per
Все спектры нормированы к континууму. Размерность шкалы интенсивностей дана в левом верхнем углу. Цифры справа обозначают номера усреднявшихся спектрограмм. Соответствующие им моменты наблюдений указаны в табл. 3.

торого абсолютно невозможно выделить компоненты поглощения. Другая Be-звезда, o And (B6 Ve + A2p), имеет «горячий» спутник, вклад от которого в инфракрасный спектр не может быть обнаружен по линиям триплета кальция.

Линии поглощения кальция отчетливо видны лишь в спектрах 17 Lep и ζ Tau. Холодный компонент у 17 Lep уже известен и является звездой класса M1 III. Следовательно, наиболее подходящим кандидатом для поиска холодного спутника является ζ Tau.

О спектральной двойственности ζ Tau

Эта звезда давно известна как спектрально-двойная с невидимым вторичным компонентом и периодом 133 дня [5]. В ее инфракрасном спектре, усредненном по семи спектрограммам, видно усиление абсорбционных водородных линий P16, P15 и P13. Так как заранее известно, что ζ Tau двойная, естественно предположить, что аномальное усиление этих линий обусловлено блендированием с линиями поглощения инфракрасного триплета кальция, принадлежащими спектру холодного спутника. Поиск спутника был проведен по методике, предложенной в [2]. Во-первых, был вычислен критерий

$$A = \frac{W_\lambda(\mathrm{P13} + \mathrm{Ca\,II}) + W_\lambda(\mathrm{P15} + \mathrm{Ca\,II}) + W_\lambda(\mathrm{P16} + \mathrm{Ca\,II})}{W_\lambda(\mathrm{P14})},$$

который по полученным для него в [2] калибровкам дал средний спектральный класс системы A8. Во-вторых, величина инфракрасного избытка ζ Tau, равного $0^m,4$ [6], показала, что вклад холодного компонента в интегральный блеск системы в области 8500 Å не может превышать 40—50%. Исходя из этого спектральный класс спутника подбирался таким образом, чтобы, с одной стороны, следы его спектра не были видны в оптической области и, с другой стороны, поглощение в его линиях триплета кальция было достаточно велико для обеспечения найденного у ζ Tau значения параметра A. Полученная оценка спектрального класса соответствует звезде G5 — K0.

Следуя вычислениям, сделанным в [2], можно заключить, что спутник ζ Tau такого спектрального класса не может быть сверхгигантом, так как его следы были бы заметны уже в оптической области спектра; не может он быть и звездой главной последовательности по причине ее низкой светимости. Принимая среднее значение полученного спектрального класса спутника, можно считать, что ζ Tau является двойной системой со спектром B1,5 Ve + G8 III.

Так как линии водорода и кальция у ζ Tau в какой-то мере искажены эмиссией в оболочке, необходимо проверить оценку спектрального класса. С этой целью нами специально были получены два спектра в области 10500—11000 Å, где вклад холодного компонента в излучение системы должен быть еще больше. Эти спектры сняты в фазе 0,0, когда звезды находились в соединении.

На рис. 5 видно, что спектр в этой области изрезан многочисленными мелкими линиями и не похож на спектр горячей звезды. По теллурическим линиям воды, которые видны в спектре, была построена точная дисперсионная кривая, измерено положение линий и проведено их отождествление. Результаты приведены в табл. 4 и показывают отождествление абсорбционных деталей с линиями, имеющими низкие потенциалы воз-

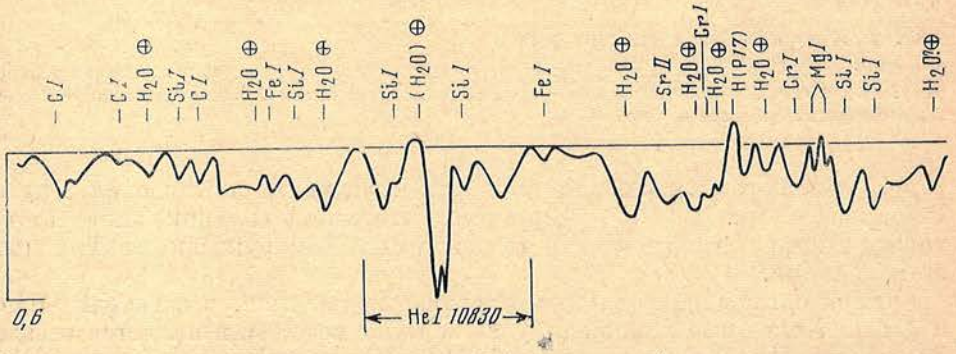


Рис. 5. Спектр ζ Tau в области 10500—11000 Å, усредненный по двум спектрограммам (№ 1712, 1713). Слева указана размерность шкалы интенсивностей

Таблица 4

Элемент	Номер мультиплета	$\varkappa$, эВ	$\lambda_{лаб}$, Å	$\lambda_{изм}$, Å
C I	1	7,45	10707,44	10710
C I	1	7,46	10729,59	10729
$H_2O_\oplus$			10739,39	10740
Si I	5	4,91	10749,40	10749
C I	1	7,46	10754,09	10756
$H_2O_\oplus$			10771,74	10772
Fe I	579	3,22	10780,71	10779
Si I	5	4,91	10786,86	10789
$H_2O_\oplus$			10799,58	10799,5
Si I	5	4,93	10827,09	10827
He I	1	19,73	10830,25	10836
$H_2O_\oplus$			10832,12	
Si I	31	5,84	10844,02	10844
Fe I	1316	5,00	10875,00	10873
$H_2O_\oplus$			10901,00	10901
Sr II	2	1,80	10914,88	10914
$H_2O_\oplus$			10921,34	10922
Cr I	118	3,00	10929,90	10928
$H_2O_\oplus$			10930,86	10931
H (P6)	8	12,04	10938,09	10940
$H_2O_\oplus$			10946,34	10946
Cr I	118	3,00	10957,19	10956
Mg I	35	5,91	10961,2	10962
Si I	5	4,93	10979,27	10979
Si I	77	6,16	10982,28	10982
$H_2O_\oplus$			11002,76	11002

буждения. Как видно из таблицы, в противоположность линии гелия λ10830 Å, принадлежащей оболочке, лучевая скорость этих линий близка к нулю, что и должно наблюдаться в данной фазе. Сравнение полученного спектра со спектром Солнца [7] и со спектром цефеиды ζ Gem (F7 — G3) [8] подтверждает сделанную выше оценку спектрального класса холодного компонента ζ Tau.

Остановимся подробней на линии He I, λ 10830 Å, полный контур которой отмечен на рис. 5 стрелками. Эмиссионная линия с резким поглощением в центре накладывается на широкую звездную линию поглощения, соответствующую скорости вращения $v \sin i$ около 350 км/с. Центр узкой линии поглощения совпадает с центром, определенным по эмиссионным компонентам, и смещен относительно нормального положения на 6 Å в длинноволновую сторону, что соответствует лучевой скорости оболочки в частотах линии гелия около +170 км/с. Это, по-видимому, указывает на движения, связанные с обменом масс в системе ζ Tau, однако конкретная геометрия оболочки может быть найдена лишь с привлечением дополнительного наблюдательного материала для других фаз.

Эмиссия в триплете Ca II и двойственность Be-звезд

Как видно из рис. 1, *а* и *б*, в спектрах Be-звезд с сильными пашеновскими линиями поглощения не видны линии инфракрасного триплета Ca II, что может быть следствием трех причин: а) эти звезды не имеют

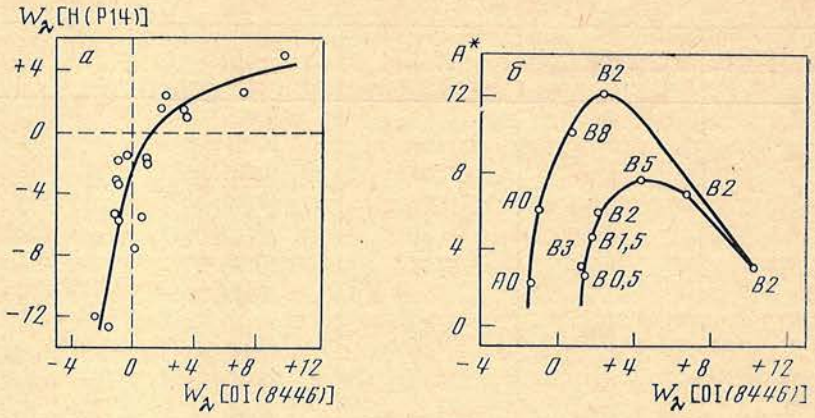


Рис. 6. Зависимость эквивалентной ширины линии P14 (*а*) и величины отношения эмиссий кальция и водорода (*б*) от эквивалентной ширины кислородной линии

Знак плюс соответствует эмиссионным линиям, минус — линиям поглощения

спутников, б) спутник имеет низкую светимость и в) спутник имеет спектр, близкий к спектру главного компонента. В последних двух случаях предложенная в [2] методика оказывается непригодной.

Выше было показано, что все наблюдавшиеся звезды можно разделить на три группы по виду их инфракрасных спектров. Мы сопоставили наши группы с классификацией Be-звезд по типу инфракрасного избытка в области 2,2—3,6 мкм, проведенной Алленом [6]. Оказалось, что Be-звезды с поглощением в пашеновских линиях относятся к категории звезд, инфракрасный избыток которых определяется пылевой оболочкой. Звезды с чисто эмиссионными инфракрасными спектрами и звезды со сложными абсорбционно-эмиссионными спектрами относятся к категории звезд с сильным излучением в результате свободно-свободных переходов. Аналогичный результат получен Бриотом [9].

Отсюда можно понять причины возникновения эмиссии в водородных линиях, что, однако, совершенно не дает ответа на вопрос о происхождении в оболочках Be-звезд эмиссии в линиях с низкими потенциалами возбуждения триплета Ca II.

Полидан [10, 11] сообщает, что не существует корреляции между эмиссией в триплете кальция и физическими параметрами атмосфер у сотни наблюдавшихся им горячих звезд с эмиссионными линиями. Более того, только шесть процентов взаимодействующих систем, входящих в его список, не показывает эмиссии в линиях триплета Ca II. Поэтому он считает, что присутствие линий кальция в эмиссии в звездах раннего типа является индикатором обмена масс, т. е. признаком их двойственности.

Как отмечалось выше, все три линии кальция блендируются в оболочках Be-звезд эмиссионными линиями водорода. Для оценки вклада эмиссии Ca II в водородные линии составим отношение A^*, тождественное критерию A (см. выше). Очевидно, что так как в отношение входят эквивалентные ширины эмиссионных линий с разными потенциалами возбуждения, то оно должно быть чувствительно к температуре.

На рис. 6, *а* и *б* показаны зависимости эквивалентной ширины водородной линии P14 и параметра A^* от эквивалентной ширины линии O I, λ8446 Å. На рисунке видна сильная корреляция между интенсивностью линий O I и P14, имеющих примерно одинаковые потенциалы возбуждения соответствующих верхних уровней. С учетом этого характер полученной зависимости можно объяснить различием в температурах возбуждения оболочек. С увеличением температуры растет эмиссия в линиях водорода и кислорода, «замывающая» звездные линии поглощения. Кит-

чин и Медоуз [12] такую же зависимость получили по линиям O I, λ8446 Å и H_α и интерпретируют ее в рамках механизма Боуена как результат различной степени перенаселения состояния 3^2D O I вследствие фотовозбуждений излучением в L_β или иначе — различием в ионизационных температурах оболочек.

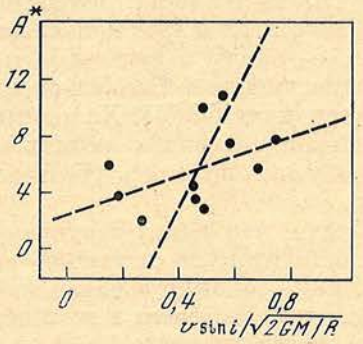


Рис. 7. Зависимость величины отношения эмиссий кальция и водорода от безразмерного динамического параметра

Штриховыми линиями указаны линии регрессии

Характер зависимости параметра A^* от W_λ(O I) также можно объяснить различием в температурах возбуждения оболочек Be-звезд. Так как потенциал возбуждения состояния 3^2P Ca II очень низок (3,14 эВ), то при относительно низких температурах оболочек может наблюдаться усиление линий Ca II по отношению к водороду. Очевидно, что с увеличением температуры отношение эмиссий в линиях Ca II и водорода сначала должно расти при общем увеличении эмиссии в линиях O I и P14. Затем, когда растет степень ионизации в оболочке или когда кальций переходит в состояние более высокого возбуждения, эмиссия в линиях Ca II падает [13], и это отношение должно уменьшаться.

Существование на рисунке 6, *б* двух кривых для зависимости A^* от W_λ O I, отражающих разделение звезд на две группы (если оно реально), также может быть следствием разных температур возбуждения оболочек. Отметим, что если зависимости на рисунке 6, *а*, *б* указывают на различие температур оболочек у разных Be-звезд, то данные по спектральной переменности отдельных звезд (см. табл. 3) указывают на такой же характер относительных изменений линий кальция, водорода и кислорода.

Рассмотрим следующую величину: $v \sin i/\sqrt{2GM/R}$, где $v \sin i$ — скорость вращения звезды, M и R — ее масса и радиус. Здесь в знаменателе стоит выражение для параболической скорости. Следовательно, это отношение является динамическим параметром, характеризующим величину вероятности истечения материи с поверхности звезды. Зависимость между этой величиной и параметром A^* показана на рис. 7. Вычисленный для них коэффициент линейной корреляции оказался равным 0,42 ± ± 0,25. Отсюда следует, что корреляция существует, но является слабой и ненадежной. Низкий коэффициент корреляции может быть следствием разброса в ориентации осей вращения звезд и неуверенности в принятых значениях масс и радиусов. В целом полученная корреляция указывает на то, что если вещество выбрасывается центральной звездой, то при большей скорости вращения оболочка в среднем должна быть более массивной, что может привести к увеличению ее плотности и более низкому состоянию ионизации. В таких условиях можно ожидать усиления эмиссии в линиях триплета кальция с низким потенциалом возбуждения. Другая возможность реализуется в том случае, когда скорость вращения звезды увеличивается за счет приносимого избыточного момента вращения газовым потоком от спутника в двойной системе. При этом также может происходить увеличение массы и плотности оболочки. Видимых причин отдать предпочтение одной из возможностей не имеется.

Заключение

Таким образом, интенсивность эмиссии в линиях инфракрасного триплета Ca II в основном определяется температурой возбуждения оболочек и не является прямым и однозначным следствием двойственности Be-звезд.

В списке из 16 звезд, включенных нами в программу наблюдений, шесть Be-звезд известны как спектрально-двойные, из них две, 28 Tau и ζ Tau, — звезды с неизвестным вторичным компонентом. По линиям поглощения триплета Ca II в спектре ζ Tau был найден спектральный класс ее спутника G8 III. Холодный компонент у 28 Tau найти невозможно из-за сильной эмиссии в линиях триплета кальция. Для остальных 10 звезд не удалось получить убедительных аргументов в пользу их двойственности.

Возможно, что определенного успеха в поиске холодных спутников можно достигнуть по изучению спектров Be-звезд в области 10500—11000 Å, как это было сделано нами для ζ Tau. К сожалению, спектры холодных звезд не имеют в этой области сильных линий поглощения, таких, как линии триплета Ca II, и поиски их следов в спектре главного компонента могут оказаться затруднительными.

Авторы благодарят А. А. Боярчука за обсуждение работы, полезные советы и замечания.

Декабрь 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Křiež S., Harmanec P.*— Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1975, 26, 3.
2. *Бычков В. Д., Витриченко Э. А., Щербаков А. Г.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1978, 58, 81.
3. *Витриченко Э. А., Волков В. И., Шанин Г. И.* и др.— Астрон. ж., 1974, 51, 866.
4. *Витриченко Э. А., Шанин Г. И., Шевченко В. С., Щербаков А. Г.*— В кн.: Новая техника в астрономии. Л.: Наука, 1975, с. 130.
5. *Batten A. H.*— Publ. Dominion Astrophys. Obs., 1967, 13, N 8.
6. *Allen D. A.*— Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 1973, 161, 145.
7. *Swensson J. W., Benedict W. S., Delbouille L., Roland G.* The solar spectrum from λ 7498 to λ 12016. Liege, 1970.
8. *Шанин Г. И., Щербаков А. Г.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 55, 187.
9. *Briot D.*— Astron. Astrophys., 1977, 54, 599.
10. *Polidan R. S.*— Bull. Amer. Astron. Soc., 1973, 5, 413.
11. *Polidan R. S.*— Bull. Amer. Astron. Soc., 1975, 7, 451.
12. *Kitchin C. R., Meadows A. J.*— Astrophys. Space Sci., 1970, 8, 463.
13. *Щербаков А. Г.*— Письма в Астрон. ж., 1977, 3, 454.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КЛАССИЧЕСКОЙ ЦЕФЕИДЫ ζ Gem В ВИДИМОЙ И БЛИЖНЕЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТЯХ

С. И. Плачинда, А. Г. Щербаков

По спектрам классической цефеиды ζ Gem, полученным в видимой и ближней инфракрасной области, изучается поведение бальмеровских и пашеновских линий водорода, а также линий H и K и инфракрасного триплета Ca II. Характер изменения этих линий с фазой обсуждается в рамках гипотезы ударных волн.

SPECTROSCOPIC INVESTIGATION OF THE CLASSICAL CEPHEID ζ GEMINORUM IN THE PHOTOGRAPHIC AND NEAR-INFRARED SPECTRAL REGIONS, by *S. I. Plachinda, A. G. Shcherbakov.*— The photographic and near-infrared pectra of ζ Gem with 45 and 48 Å/mm dispersions have been obtained. The behaviour of hydrogen and ionised calcium lines was studied in terms of the shock waves hypothesis.

В конце 1973 г. нами были начаты спектроскопические наблюдения классической цефеиды ζ Gem. В [1] анализировался материал наблюдений, полученный в диапазоне длин волн 10580—11020 Å. Было показано, что в спектре ζ Gem присутствует линия поглощения He I λ10830 Å, эквивалентная ширина которой не превышает в максимуме блеска 700 мÅ.

Дальнейшее изучение спектра ζ Gem в ближней инфракрасной области особенно интересно с двух точек зрения: 1) спектр цефеид в области 8000—9000 Å совершенно не изучен; 2) в этом спектральном диапазоне наблюдаются сильные линии поглощения инфракрасного триплета Ca II.

Изучение инфракрасных линий имеет прямое отношение к интерпретации поведения линий H и K. Обе группы линий имеют одинаковые верхние энергетические уровни $^2P^0_{1/2,\,3/2}$, кроме того, линии H и K — резонансные, а инфракрасные линии имеют метастабильные нижние уровни $^2D_{3/2,\,5/2}$ (рис. 1).

Классическая цефеида ζ Gem имеет период изменения блеска 10,15 дня. Кривая блеска симметрична. При изменении визуальной величины от 3,68 до 4^m16 ее спектральный класс меняется в пределах F7 Ib — G3 Ib.

Наблюдения. Наблюдения ζ Gem проводились на дифракционном спектрографе АСП-11, установленном на 122-см телескопе Крымской обсерватории. Спектры в диапазоне 3600—4200 Å (область линий H и K) получены на эмульсиях А-500 и 103 aO с дисперсией 15 Å /мм. Спектральное разрешение составляло 0,6 Å. Спектры в области 8300—8800 Å (область инфракрасного триплета Ca II) получены с помощью однокаскадного фотоконтактного преобразователя изображения типа ФКТ-1А с дисперсией 48 Å/мм. Аппаратура и методика наблюдений с ФКТ-1А подробно описаны в [2, 3]. Спектральное разрешение при инфракрасных наблюдениях составляло 2,5—3 Å. Фотографирование производилось на фотоэмульсию А-600. Всего получено 10 спектров в видимой области и 18 в инфракрасной.

Результаты наблюдений

В табл. 1 приведены предварительные результаты по отождествлению спектральных линий в области длин волн 8300—8800 Å. Металлы в спектре ζ Gem представлены в рассматриваемой области в основном линиями Ca II, Fe I и Ti I. Интенсивность абсорбционных линий Fe I, как правило, возрастает к минимуму блеска цефеиды. В фазах 0,4—0,5 в спектре звезды развиваются три сложные широкие бленды у λ8423, 8468 и 8689 Å, состоящие из многочисленных линий Ti I и Fe I. При дисперсии 48 Å/мм эти бленды наряду с линиями триплета Ca II являются самыми характерными деталями спектра в минимуме блеска звезды.

Таблица 1

λ, Å	Элемент	Мультиплет	χ, эВ	λ	Элемент	Мультиплет	χ, эВ
8327,1	Fe I	60	2,19	8582,3	Fe (I)	401	2,98
8387,8	Fe I	60	2,17	8598,4	H (P14)	9	12,04
8392,4	H (P20)	11	12,04	8621,6	Fe I	401	2,94
8413,3	H (P19)	10	12,04	8662,2	Ca II	2	1,69
8435,3	Ti I	33	0,84	8688,6	Fe I	60	2,17
8438,0	H (P18)	10	12,04	8713,2	Fe I	400	2,94
8446,5	O I	4	9,48	8713,2	Fe I	1267	4,97
8467,3	H (P17)	10	12,04	8728,4	Si I	79	6,15
8498,0	Ca II	2	1,69	8742,6	Si I	44	5,85
8514,1	Fe I	60	2,19	8750,5	H (P12)	9	12,04
8542,1	Ca II	2	1,69				

Видимая область спектров цефеид хорошо изучена. Поэтому мы исследовали только линии H и K Ca II и водородные линии от H_δ до H18. В инфракрасной области исследовались пашеновские линии от P12 до P18 и линии триплета кальция. Сведения о линии P6 были взяты из [1].

На рис. 2 показана зависимость эквивалентных ширин линий пашеновской серии водорода от фазы.

На основании построенных кривых можно сделать вывод о том, что амплитуда вариаций W_λ с фазой убывает с увеличением номера линии. Все линии имеют плавные изменения W_λ с максимумом при максимальном блеске звезды, за исключением фазы 0,7 (светлые кружки), при которой наблюдается аномально большое значение эквивалентной ширины у всех линий. Аналогичные изменения наблюдаются и у линии P6 [1].

Три пашеновские линии P13 (8665,0 Å), P15 (8545,4 Å) и P16 (8502,5 Å) имеют длины волн, близкие к длинам волн линий инфракрасного триплета Ca II (8662,1; 8542,1; 8498, 0 Å) и составляют с ними широкие бленды. В дальнейшем при определении эквивалентных ширин линий триплета кальция нам необходимо будет знать значения W_λ этих водородных линий. Для их определения мы поступили следующим образом. Для всех фаз были построены зависимости W_λ пашеновских линий от их номера. С полученных кривых снимались интерполированные значения эквивалентных ширин линий P13, P15 и P16. Затем строилась зависимость полученных значений от фазы. У фазы 0,7 при этих вычислениях аномальная величина ширины водородных линий не учитывалась.

Эквивалентные ширины линий триплета Ca II определялись для каждой фазы простым вычитанием:

$$W_\lambda(\text{Ca II}) = W_\lambda(\text{бленды}) - W_\lambda(\text{H}_i).$$

Аналогично определялась эквивалентная ширина линии H Ca II, бленди

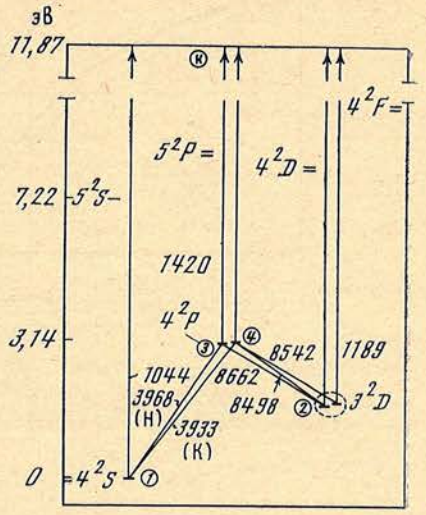
Рис. 1. Трехуровенная модель атома Ca II. Рисунок заимствован из [5]

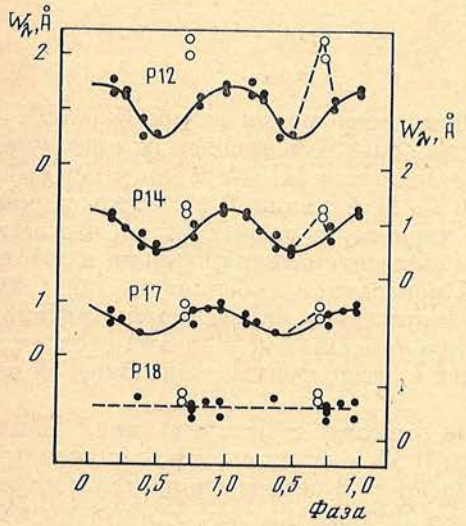
Рис. 2. Зависимость эквивалентных ширин линий поглощения пашеновской серии водорода от фазы

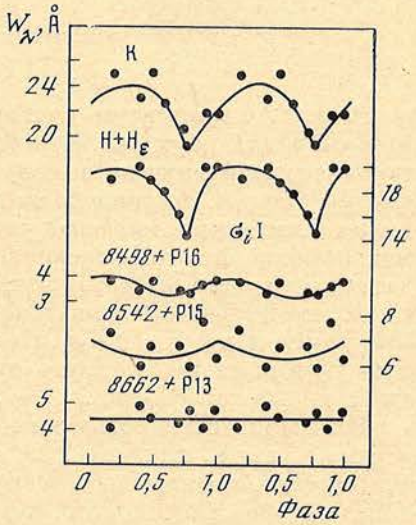
Точки соответствуют индивидуальным измерениям по одной спектрограмме

Рис. 3. Зависимость от фазы эквивалентных ширин линий Ca II, блендированных водородными линиями

Точки представляют результат усреднения спектрограмм, полученных в каждой фазе. Среднеквадратичная ошибка, соответствующая измерениям линий H и K, отмечена вертикальным штрихом; ошибки инфракрасных линий не превосходят размеров кружков

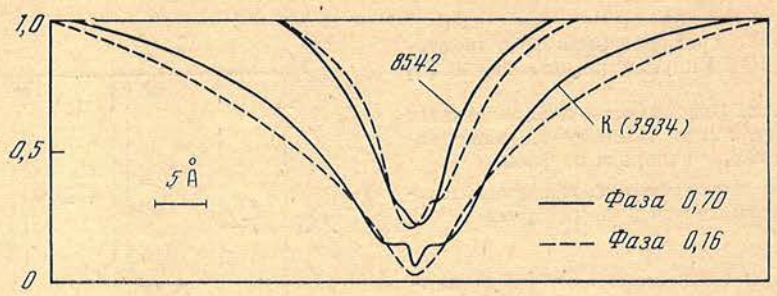






рованной H_ε. Поскольку блендирование физическое, то эта процедура не точна. Однако в случае ζ Gem вклад линий Ca II в бленды превышает 70%, поэтому учет водородных линий мало изменяет значения эквивалентных ширин. Можно показать, что в данном случае систематическая ошибка полученных W_λ Ca II будет меньше 10%.

На рис. 3 показаны изменения эквивалентных ширин линий кальция, блендированных водородными линиями, а в табл. 2 даны значения W_λ Ca II, свободные от бленд. Линии H и K составляют мультиплет № 1 атома Ca II, а линии триплета — № 2. Так как внутри каждого мультиплета длины волн линий отличаются мало, представляет интерес «суммарное поглощение», создаваемое данным мультиплетом в спектре звезды. Поэтому для каждой фазы были вычислены величины $\Sigma\,(W_\lambda/\lambda)$, нормированные к значению сумм в максимуме блеска звезды, которые также приводятся в табл. 2 и показаны на рис. 6 (см. ниже). Из табл. 2 и рис. 6 можно видеть, что существует общий характер изменений с фазой всех линий кальция. Наименьшая эквивалентная ширина достигается у фаз, близких к 0,7—0,8. Кроме того, оказывается, что все линии Ca II меняют свою интенсивность в пределах 25—30%, тогда как водородные линии изменяются более чем в два-три раза.



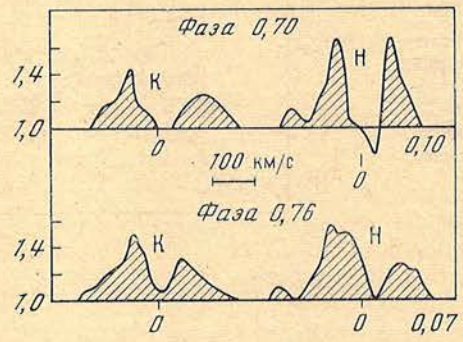


Рис. 4. Профили линий K и бленды λ 8542 CaII + P15 для двух фаз

Рис. 5. Профили эмиссионных компонент линии H и K для двух фаз

Величины 0,10 и 0,07 указывают значения остаточных интенсивностей ядер линий H и K

На рис. 4 приведены контуры линий поглощения линий K (λ3934 Å) и λ8542 Å для двух фаз. Контур линии λ8542 Å исправлен за инструментальное расширение по методу Ван де Хюлста [4] и представляет собой контур бленды, состоящей из линии Ca II и линии P 15. Здесь хорошо видна асимметрия, имеющая разный характер в разных фазах, что легко можно объяснить дифференциальным смещением линий кальция и водорода в спектре звезды. Контур линии K показывает особенности, связанные с тем, что в фазе 0,70 в центральной части линии наблюдаются эмиссионные компоненты K_{2V} и K_{2R}. Появлению эмиссии в центре линии сопутствует подъем ее крыльев, что приводит к уменьшению эквивалентной ширины линии поглощения.

На наших спектрограммах ζ Gem эмиссию в центрах линий H и K можно увидеть, начиная уже с фазы 0,53, однако спектр, полученный в этой фазе, имеет недостаточную плотность в центре линий для построения контуров эмиссионных компонент. Поэтому на рис. 5 показаны контуры эмиссии только для фаз 0,70 и 0,76. При этом за непрерывный спектр принимались крылья линий H и K. Для его получения (в грубом при-

Таблица 2

Фаза	W_λ Ca II, Å					$\Sigma(W_\lambda/\lambda)/(\Sigma(W_\lambda/\lambda))_{max}$		Водород	
	H	K	8498	8542	8662	K + H	триплет	lg N_{02} H	lg N_{03} H
0,98	15,2	21,8	2,7	4,9	3,3	1,00	1,00	16,44	15,40
0,16	14,5	24,8	2,8	6,2	2,8	1,06	1,07	16,06	15,12
0,25			3,2	6,6	4,2		1,28	16,04	15,00
0,39	16,1	23,0	2,9	5,3	4,1	1,06	1,12	16,01	14,60
0,48	15,3	25,0	3,4	6,2	3,9	1,09	1,23	15,88	14,68
0,58	14,2	22,5				0,99		16,05	15,01
0,70	12,0	20,3	2,6	5,6	3,2	0,87	1,05	16,06	15,17
0,78	10,1	19,3	2,3	4,8	3,4	0,79	0,97	16,12	15,12
0,88	15,4	21,8	2,6	6,0	2,6	1,00	1,02	16,23	15,26

Таблица 3

Линия	K	H	8498	8542	8662
γ_{QS}	$2{,}5\times10^6$	$2{,}5\times10^6$	$2{,}5\times10^6$	$2{,}5\times10^6$	$2{,}5\times10^6$
γ_R	$1{,}4\times10^8$	$1{,}4\times10^8$	$3{,}1\times10^7$	$3{,}0\times10^7$	$3{,}0\times10^7$
γ_W	$5{,}1\times10^8$	$5{,}1\times10^8$	$4{,}5\times10^8$	$4{,}5\times10^8$	$4{,}5\times10^8$
Γ	$6{,}5\times10^8$	$6{,}5\times10^8$	$4{,}8\times10^8$	$4{,}8\times10^8$	$4{,}8\times10^8$

ближении) крылья H_1 и K_1 продолжались до соединения с ядрами линий H_3 и K_3.

Эмиссия у обеих линий растет с увеличением фазы. В фазе 0,76 она достигает максимума, после чего быстро падает до нуля. Отношение интенсивностей эмиссионных компонент $K_2/H_2 = 0{,}7 \div 0{,}8$. Такое отношение эмиссионных компонент указывает на то,что среда в соответствующих частотах является оптически толстой.

Контур сильной линии поглощения определяется следующими факторами

$$\Gamma = \gamma_R + \gamma_{QS} + \gamma_W.$$

1. Естественное затухание γ_R.
2. Квадратичный штарк-эффект γ_{QS}. В случае ζ Gem эту величину можно записать в виде [5, 6]

$$\gamma_{QS} = 10^{-4{,}46} n_e/T^{1/2}.$$

3. Столкновение с нейтральными атомами водорода γ_W:

$$\gamma_W = 17{,}0 C^{2/5} V^{3/5} n_{\mathrm{H}} \quad [6],$$

где C — постоянная, определяемая потенциалами возбуждения переходов в атомах водорода и Ca II, и V — постоянная, зависящая от температуры и молекулярных весов сталкивающихся частиц; $n_{\mathrm{H}} \approx 4 \times 10^{14}$.

Оценки величин постоянных затухания для фазы 0,98 ($T_{\text{в}} = 5700$ K из [7] и их электронной концентрации, полученной по формуле Инглиса—Теллера, 2×10^{13}) приведены в табл. 3. Из таблицы следует, что определяющим фактором в уширении линий Ca II в спектре ζ Gem являются столкновения с нейтральными атомами водорода.

Обсуждение результатов

Полученные выше результаты вместе с данными [8, 9] позволяют проследить за изменениями основных спектроскопических характеристик звезды с фазой.

Одновременное уменьшение эквивалентных ширин всех пяти линий поглощения Ca II начинается сразу после минимума блеска звезды (фаза 0,5) и связано с подъемом их крыльев (см. рис. 4). Примерно в тот же момент возникает эмиссия в ядрах линий H и K. Дальнейшее развитие эмиссии и уменьшение эквивалентных ширин линий поглощения происходит вплоть до фазы 0,7—0,8, в которой эти эффекты достигают своего максимума. Полная амплитуда изменений эквивалентных ширин линий кальция не превосходит 25—30%. Водородные линии показывают значительно бо́льшую амплитуду переменности, уменьшающуюся с увеличением номера линии, и аномально сильны для данного спектрального класса в фазах перед максимумом блеска (0,7—0,8) и в максимуме блеска.

Для объяснения различных спектроскопических особенностей цефеид привлекались различные механизмы. Так, например, аномальное усиле-

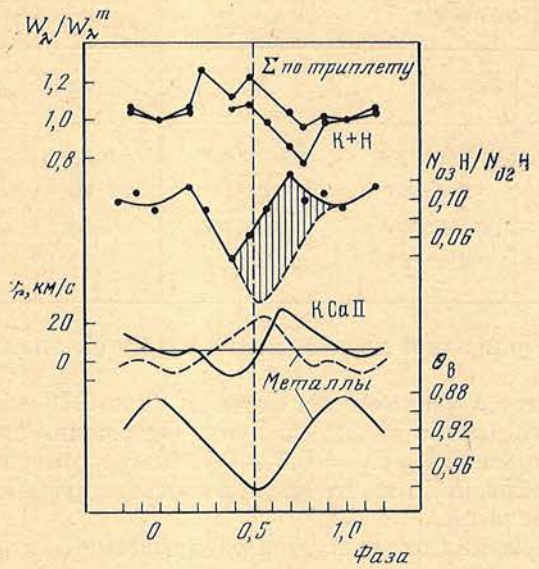


Рис. 6. Изменения с фазой параметров атмосферы

Две верхние кривые представляют величины $\Sigma\,(W_\lambda/\lambda)$ 1-го и 2-го мультиплетов Ca II, нормированные к их значениям в максимуме блеска звезды. Точки на второй кривой соответствуют вычислениям населенностей водородных уровней; штриховая линия достроена по принципу симметрии. Третья кривая — изменения с фазой лучевых скоростей v_r, согласно [14], а четвертая — температуры возбуждения Θ_B согласно [7]

ние водородных линий в предмаксимальных фазах Крафт [8] объясняет возрастанием в атмосферах цефеид макротурбулентных движений, приводящих к уширению линий в результате неразрешаемого «раздвоения» их на компоненты. Эта модель в основном опирается на расщепление линии H_α, найденное автором у трех цефеид, но встречается с рядом трудностей.

Во-первых, как отмечает Крафт, в некоторых случаях расщепленный на компоненты контур водородной линии можно представить одной широкой линией, залитой эмиссией. Во-вторых, аномалии в эквивалентных ширинах водородных линий требуют привлечения макротурбулентных скоростей в случае ζ Gem в сотни километров в секунду, что на порядок больше наблюдаемых [7]. В-третьих, для механизма уширения линий вследствие макротурбулентных движений не является очевидным быстрое уменьшение амплитуды вариаций эквивалентных ширин водородных линий с ростом их номера (см. рис. 2). И, наконец, в-четвертых, в фазы, соответствующие аномалиям водородных линий, линии H и K Ca II не уширяются, а, наоборот, становятся более узкими (см. рис. 4). При этом обе группы представлены сильными линиями, формирующимися в достаточно протяженных слоях атмосферы.

В другой гипотезе эмиссия в линиях H и K Ca II связывается с ударной волной, которая периодически проходит по атмосфере звезды [9—12]. Эта гипотеза представляется более перспективной для объяснения всей совокупности результатов, полученных по ζ Gem.

Согласно расчетам Голинько [9] в результате нагрева среды за фронтом ударной волны в спектрах классических цефеид должна наблюдаться эмиссия в линиях H и K Ca II. Наиболее сильно нагреваются ударной волной внешние холодные слои атмосферы звезды. Поэтому считается, что слой, который высвечивается после прохождения его ударной волной, простирается от r_0, где степень ионизации водорода равняется 0,5, к поверхности звезды, а более глубокие слои мало влияют на высвечивание. Однако они также окажутся нагретыми [9], и так как их температура в несколько раз выше температуры внешних слоев, то даже незначительный нагрев может привести к дополнительной ионизации Ca II. Рост степени ионизации должен привести к одновременному уменьшению эквивалентных ширин *всех* пяти линий поглощения кальция.

Нагрев среды за ударным фронтом может вызвать также ионизацию водородных атомов. Однако, как показано в [9], сила ударных волн у

классических цефеид невелика, поэтому невысока и степень ионизации водорода (IP = 13,46 эВ). Тем не менее если за фронтом ударной волны имеет место ионизация Ca II (IP = 11,82 эВ), то при этом возможно аномальное возбуждение второго и третьего водородных уровней ($P_в$ = = 10,15 и 12,04 эВ). Заметим, что эффекты возбуждения могут в значительно большей мере повлиять на амплитуду изменений водородных линий, чем ионизация на линии Ca II.

На рис. 6 мы сопоставили изменения с фазой «суммарного поглощения» первым и вторым мультиплетами Ca II с изменением относительных населенностей второго и третьего уровней водородного атома. Логарифмы населенностей (см. табл. 2) определены по наблюдаемым эквивалентным ширинам методом Унзольда [13]. Из сопоставления видно, что действительно, в фазы, соответствующие наибольшей ионизации Ca II, наблюдаются наибольшие аномалии в населенностях водородных уровней.

Таким образом, гипотеза ударных волн дает возможность объяснить не только возникновение и поведение эмиссии в линиях H и K, но также и характер изменения линий поглощения водорода и кальция. Сила ударной волны растет по мере продвижения из глубоких слоев (фаза 0,4) к поверхности вплоть до фазы 0,8, где наиболее сильно проявляются особенности, связанные с эмиссией и поглощением в линиях. После этой фазы ударная волна выходит в самые наружные слои атмосферы, где резко падает концентрация атомов.

В температуре возбуждения, вычисленной Капуто [7], подобных аномалий не наблюдается, что и не удивительно, так как она получена по слабым линиям металлов. Линии водорода и кальция формируются в протяженной атмосфере звезды, где сила ударных волн достигает своего максимума. Линии металлов образуются в более тонких слоях и на бóльших эффективных глубинах, где невелика сила ударных волн.

Подобная стратификация подтверждается кривыми изменения с фазой лучевых скоростей, измеренных Адамсом и Джоем [14]. Штриховая кривая рис. 6, соответствующая глубоким слоям атмосферы звезды, получена по «фотосферным» линиям металлов. Движения внешних слоев атмосферы, полученные по ядру линии K Ca II, обнаруживают запаздывание по фазе такое же, как «запаздывание» в изменениях эквивалентных ширин линий кальция и водорода.

Авторы благодарят А. А. Боярчука и В. П. Гринина за обсуждение работы и полезные замечания, а также Н. Н. Петрову за помощь в подготовке статьи.

14 декабря 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Шанин Г. И., Щербаков А. Г.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, **53**, 187.
2. *Витриченко Э. А., Волков В. И., Шанин Г. И.* и др.— Астрон. ж., 1974, **51**, 866.
3. *Витриченко Э. А., Шанин Г. И., Шевченко В. С., Щербаков А. Г.*— В кн.: Новая техника в астрономии. Л.: Наука, 1975, вып. 5, с. 130.
4. *Van de Hulst H. C., Reesink J. J. M.*— Astrophys. J., 1947, **106**, 121.
5. *Linsky J. L.*— Smithsonian Inst. Astrophys. Observ. Astron. Pap. Spec. Rept, 1968.
6. *Lang K. R.* Astrophysical formulae. Berlin, Heidelberg. N. Y., 1974.
7. *Caputo F.*— Mem. Soc. astron. ital., 1968, **39**, 401.
8. *Крафт Р.* Звездные атмосферы / Под ред. Дж. Л. Гринстейна. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
9. *Голинько В. И.*— Астрофизика, 1968, **4**, 15.
10. *Wallerstein G.*— Astrophys. J., 1959, **130**, 560.
11. *Abt H.*— Astrophys. J., 1959, **130**, 824.
12. *Горбацкий В. Г., Минин И. Н.* Нестационарные звезды. М.: Физматгиз, 1963.
13. *Копылов И. М.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, **26**, 232.
14. *Adams W. S., Joy A. H.*— Publ. Amer. Astron. Soc., 1939, **9**, 254.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ БАРИЕВОЙ ЗВЕЗДЫ HD 77912

О. Н. Дейниченко

На основании спектрограмм с дисперсией 6 Å/мм выполнен сравнительный анализ химического состава бариевой звезды HD 77912 и нормального гиганта $\varkappa$ Oph. Найдено, что в атмосфере бариевой звезды имеется избыток элементов Mn, Ba, La, Ce, Nd, Sm и Eu (табл. 3).

SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE BARIUM STAR HD 77912, by *O. N. Deinichenko*.— The differential analysis of the chemical composition of the barium star HD 77912 and the normal giant $\varkappa$ Oph was carried out by using the 6 Å/mm spectrograms. The elements Mn, Ba, La, Ce, Nd, Sm and Eu are overabundant in the atmosphere of the barium star.

Исследование химического состава звезд красных гигантов и строения их атмосфер имеет важное значение с точки зрения изучения звездной эволюции и происхождения элементов.

В связи с этим особенно интересны звезды, имеющие аномальный химический состав. Среди звезд спектральных классов G и K выделяют группу пекулярных звезд с усиленными линиями бария. Впервые такие звезды были рассмотрены в работе Байдельмана и Кинана [1]. Исследование их химического состава [2—5] показало заметный избыток тяжелых элементов Ba, La, Y, Eu, Zr, Ce, Sm, Nd, т. е. элементов, образование которых объясняется *s*-процессами. Обогащение атмосфер бариевых звезд тяжелыми элементами служит доказательством глубокого перемешивания вещества. До настоящего времени химический состав атмосфер определен лишь у нескольких звезд. Из-за отсутствия данных мы не можем сделать заключений об однородности группы бариевых звезд, о существовании звезд, занимающих промежуточное положение между классическими бариевыми звездами и нормальными звездами, и в конечном счете о месте бариевых звезд в звездной эволюции.

Ниже будут изложены результаты сравнительного анализа химического состава бариевой звезды HD 77912 и нормальной звезды $\varkappa$ Oph, используемой в качестве стандартной звезды. Звезда HD 77912 впервые была выделена как «бариевая» Вильямсом [6, 7].

Наблюдения. Для исследования были использованы спектрограммы звезд $\varkappa$ Oph и HD 77912, полученные на спектрографе Куде ЗТШ с дисперсией 6 Å/мм. Для каждой звезды получено по две спектрограммы, охватывающие спектральный диапазон 4700 — 6800 Å. Несмотря на то, что в области спектра $\lambda < 4700$ Å расположены сильные линии Ba II и Sr II, этот участок не использовался из-за трудностей, связанных с проведением непрерывного спектра, и сильного блендирования линий.

Обработка спектрограмм проводилась обычным образом. Используя калибровочные шкалки, строили характеристические кривые, а затем с помощью саморегистрирующего микрофотометра записывались регистрограммы в интенсивностях с увеличением в 50 раз. Отождествление спектраль-

ных линий осуществлялось с помощью таблиц Мур [8]. Были отобраны неблендированные линии с неискаженным контуром. Для этих линий измерялись глубины и эквивалентные ширины. Затем строилась зависимость логарифма эквивалентной ширины от глубины линий. Используя полученный график, мы могли по измеренным глубинам определить эквивалентные ширины частично блендированных линий. Результаты приведены в табл. 1. В первом столбце указан элемент и дана длина волны линии, во втором—номер мультиплета по [8], в третьем —величина силы осцилляторов, в четвертом и пятом — эквивалентные ширины линий, в шестом — указаны источники, откуда взяты величины сил осцилляторов.

Метод исследования. Для определения параметров атмосферы и содержания элементов использовался метод кривых роста. Предварительные оценки электронной плотности и температуры показали, что для более холодной звезды $\varkappa$ Oph можно использовать теоретическую кривую роста с $B_0/B_1 = 1/3$ для всей исследуемой спектральной области, а для более горячей звезды HD 77912 в области λ 6000—6800 Å нужно использовать теоретическую кривую роста с $B_0/B_1 = 2/3$, а в области λ 4680 Å — 6000 Å с $B_0/B_1 \approx 1/3$. B_0 и B_1 — коэффициенты разложения функции Планка по оптической глубине. При построении кривых роста все данные приводились к теоретической кривой с $B_0/B_1 = 1/3$ путем внесения поправок, рассчитанных Врубелем [9]. Введение этих поправок изменяло содержание элементов не более чем на 20%. Для построения эмпирических кривых роста был применен метод, предполагающий предварительное задание температуры возбуждения $T_в$, которая была определена по спектральному классу [10]. Затем после построения эмпирических кривых роста температура возбуждения была уточнена по результатам исследования распределения атомов Fe I, Cr I, Ti I, Ni I по энергетическим уровням. Турбулентная скорость была определена отдельно по кривым роста, построенным по большому числу линий для элементов Fe I, Ti I, V I, Ca I, Mn I, Cr I, Ni I, Sc II. Затем было найдено среднее значение, которое и использовалось в последующем анализе. Определение электронного давления сделано по элементам Fe, Ti, Cr и Sc путем применения формулы Саха. Необходимая для этих расчетов ионизационная температура $T_и$ была получена из соотношения $T_в = 0{,}92 T_и$. Коэффициент непрерывного поглощения был взят из работы Боде [11]. Найденные параметры атмосферы обеих звезд представлены в табл. 2, где $\Theta_{ex} = 5040/T_{ex}$ — температура возбуждения, $\Theta_i = 5040/T_i$ — температура ионизации, $\varkappa$ — коэффициент непрерывного поглощения, v_τ — турбулентная скорость, P_e — электронное давление, a — параметр кривых роста. На рис. 1 и 2 представлены сводные кривые роста для звезд HD 77912 и $\varkappa$ Oph соответственно. При этом суммы по состояниям для всех элементов от Na до Y взяты из [32], а для редкоземельных элементов рассчитаны по полиномам, данным в работе [33]. Полученные параметры атмосферы позволили определить относительные содержания некоторых элементов. Содержание железа в исследуемых звездах по отношению к его содержанию на Солнце, т. е. величина

$$\left[\frac{\mathrm{Fe}}{\mathrm{H}}\right] \equiv [\lg N(\mathrm{Fe}) - \lg N(\mathrm{H})]_* - [\lg N(\mathrm{Fe}) - \lg N(\mathrm{H})]_\odot,$$

приведена в табл. 2.

В табл. 3 представлены результаты определения содержания элементов относительно содержания железа. Во втором столбце приведено сравнение химического состава звезды HD 77912 с Солнцем, т. е. дана величина

$$\left[\frac{\text{Элемент}}{\mathrm{Fe}}\right]_\odot \equiv [\lg N(\text{элем}) - \lg N(\mathrm{Fe})]_{\mathrm{HD}\,77912} - [\lg N(\text{элем}) - \lg N(\mathrm{Fe})]_\odot.$$

Данные о содержании различных элементов на Солнце взяты из [12]. В третьем столбце представлено содержание элементов в исследуемой звезде относительно содержания элементов в звезде $\varkappa$ Oph.

Таблица 1

λ, Å	Мультиплет	lg $gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ HD 77912	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ ϰ Oph	Источники по gf	λ, Å	Мультиплет	lg $gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ HD 77912	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ ϰ Oph	Источники по gf
Na I						4670,4	24	3,29	—	1,53	
5889,95	1	3,88	2,29	2,36	[14]	5239,8	26	2,95	1,52	1,46	
5895,9		3,58	2,08	2,20	[14]	6245,6	28	2,82	1,39	1,20	
6160,7	5	2,52	1,31	1,42	[14]	6279,8		2,59	1,31	1,15	
6154,2		2,22	1,34	1,30	[14]	6309,9		2,23	1,19	—	
5688,2	6	3,35	1,64	1,54	[15]	6300,7		1,96	0,96	0,99	
5682,6		3,04	1,62	1,63	[14]	6320,8		2,03	1,13	—	
4751,8	11	1,58	0,96	1,31	[14]	5640,9	29	2,71	1,39	1,20	
Mg I						5657,9		3,21	1,54	—	
5167,3	2	2,86	2,12	2,30	[15]	5667,2		2,51	1,37	1,22	
5172,7		3,33	2,17	2,49	[15]	5669,0		2,63	1,47	1,32	
5183,6		3,56	2,27	2,55	[15]	5684,2		2,70	1,48в	1,32	
5528,4	9	3,26	1,77	1,69	[15]	5658,3		2,58	—	1,34	
4730,0	10	1,15	1,32	1,25	[15]	5526,8	31	3,86	1,56	—	
4703,0	11	3,09	1,69	1,62	[15]	Ti I					
6318,7	23	2,08	1,11	1,21	[16]	5426,3	3	0,97	0,80	—	[19]
6319,2		1,86	1,16	1,12	[16]	5210,4	4	2,95	1,61	1,69	
Al I						5173,7		2,88	1,59	1,69	
6696,0	5	2,49	1,12	1,23	[15]	5219,7		1,93	1,25	1,46	
6698,7		2,18	0,92	1,05	[15]	5147,5		1,95	1,33	1,49	
Si I						5193,0		2,87	—	1,60	
5793,1	9	1,70	1,06	1,10	[16]	5039,9	5	2,71	1,59	1,53	
5690,5	10	1,89	1,15	1,18	[16]	5064,6		2,82	—	1,70	
5701,1		1,71	1,05	1,00	[16]	5009,6		1,51	—	1,53	
5645,7		1,61	1,16в	1,19	[16]	4997,1		1,63	—	1,53	
5665,6		1,71	1,06	1,22	[16]	4693,7	6	0,93	0,67	1,25	
5948,6	16	2,54	1,44	1,35	[16]	4681,9	6	2,71	—	1,66	
Ca I						5366,6	35	1,52	0,52	1,10	[19]
6572,8	1	0,49	1,43в	1,54	[17]	5338,3		1,24	—	1,08	
6162,2	3	3,54	1,78	1,76	[17]	4981,7	38	4,09	1,59	1,63	
6122,2		3,36	1,76	1,77	[17]	4999,5		3,88	1,74	1,67в	
6102,7		2,88	1,66	1,65	[17]	5014,3		3,76	1,58	1,71в	
6439,1	18	3,73	1,76	1,69	[17]	5016,2		3,10	1,34	1,46	
6471,7		2,91	1,62в	1,53	[17]	5020,0		3,37	1,52	1,57	
6493,8		3,38	1,69	1,60	[17]	5022,9		3,32	1,42	1,52	
6499,6		2,77	1,54	1,53	[17]	6743,1	48	2,36	1,09	1,43в	
6455,6	19	2,27	1,34	1,41	[17]	5599,1	49	1,86	0,86	1,28в	
6169,6	20	3,07	1,57	1,57	[17]	6064,6	69	2,10	0,87	1,24	
6169,0		2,86	1,49	1,50	[17]	6126,2		2,53	—	1,38	
6166,4		2,49	1,40	1,39	[17]	5918,6	71	2,31	0,87	1,25	
6161,3		2,48	1,34	1,40	[17]	5880,3		2,09	—	1,23	
5581,9	21	3,21	1,50	—	[17]	5866,4	72	3,20	1,36	1,53	
5588,7	21	3,89	1,67	—	[17]	5899,3		2,93	1,40	1,54	
5590,1		3,09	1,49	—	[17]	5922,1		2,49	0,97	1,39	
5594,4		3,66	1,75	1,71	[17]	5937,8		2,17	0,69	1,25	
5601,3		3,21	1,63	1,55	[18]	5941,8		2,36	1,10	1,43	
5261,7	22	3,01	1,57	1,58	[17]	5282,4	74	2,19	0,85	1,39в	
6717,7	32	3,03	1,57	1,62	[17]	5295,8		2,40	—	1,33	
5349,5	33	3,36	1,58	1,55	[17]	6666,6	101	2,18	0,34	0,86	
5857,4	47	3,94	1,63	1,61	[17]	6258,1	104	3,48	1,41в	1,49	
5513,0	48	3,26	1,46	—	[17]	6261,1		3,57	1,29	1,63в	[19]
Sc I						6303,7		2,60	—	1,24	
6305,7	2	2,72	1,10	1,40	[19]	5490,2	107	3,06	1,17	—	
6210,7		2,57	0,95	,28		5145,5	109	3,17	,30	1,45	
6276,3		1,58	—	0,95	[19]	5113,4		3,15	1,20	—	
5671,8	12	4,39	—	1,39		5038,4	110	3,78	—	1,58	
5686,8		4,28	—	1,32		5035,9		3,96	—	1,60	
5070,2	13	3,36	0,42	1,07		4820,4	126	3,30	—	1,45	
5484,6	16	3,82	0,41	—		5953,2	154	3,62	1,23	1,39	
Sc II						5965,8		3,67	1,18	1,38	
6604,6	19	2,34	1,38	1,14	[19]	5978,5		3,42	1,10	1,39	
5031,0	23	3,44	1,65	1,47		4913,6	157	3,87	1,34	1,47	

Таблица 1 (продолжение)

λ, Å	Мультиплет	lg gfλ	lg $\frac{W_\lambda}{\lambda}\cdot 10^6$ HD 77912	lg $\frac{W_\lambda}{\lambda}\cdot 10^6$ ϰ Oph	Источники по gf
5201,1	183	3,25	—	1,27	
5062,1	199	3,38	0,77	1,10	
4928,3	200	3,69	—	1,38	
4870,1	231	4,03	1,20	1,50в	
4742,8	233	3,91	—	1,27	
5689,5	249	3,43	0,78	1,16	
5702,7		9,32	—	1,10	
5648,6	269	3,56	—	1,05	
5259,98	298	3,62	—	0,97	
Ti II					
4865,6	29	0,95	—	1,36	[20]
4708,7	49	1,04	1,54	—	
5418,8	69	1,53	1,43	—	
5381,0		1,65	1,56	1,45	
5336,8	69	1,96	1,54	1,44	
5154,1	70	1,80	1,49	1,49	
5013,7	71	1,56	1,39	1,44	
5185,9	86	2,15	1,51	1,41	
6491,6	91	1,61	1,34в	1,25в	
4780,0	92	2,31	1,58в	1,33	
4911,2	114	2,92	1,34	—	
4874,0	114	2,73	—	1,03	
V I					
4827,5	3	2,21	1,35	1,69вв	[16]
4831,6		2,31	—	1,53	
4832,4		2,18	—	1,49	
4851,5		2,56	—	1,42	
4864,7		2,74	—	1,48	
4875,5		2,91	—	1,55	
6216,4	19	2,30	1,27	1,54в	
6251,8		2,44	1,21	1,47	
6274,7		2,07	1,15в	1,38	
6285,2		2,26	1,12	1,39	
6292,9		2,30	1,18	1,38	
6256,9		1,87	—	1,29	
6150,1	20	2,22	1,17	1,45	
6224,5		1,60	0,80	1,34	
6233,2		1,61	0,79	1,27	
6002,6	34	2,17	0,51	1,03	
6039,7		3,06	0,99	1,25	
6058,1		2,32	0,44	1,09	
6081,4		3,09	0,97	1,37	
6090,2		3,60	1,27	1,47	
6111,6		2,97	—	1,37	
6119,5		3,32	1,20	1,37	
6135,4		2,94	0,96	1,30	
5703,6	35	3,34	1,28	1,16	
5727,0		3,77	1,43	1,59	
5727,7		2,97	—	1,38	
5737,0		3,21	1,16	1,37	
5743,4		3,34	1,14	1,37	
5670,8	36	2,59	0,94	—	
5584,5	37	3,44	1,18	—	
5626,0		2,40	—	1,19	
5545,9	38	2,65	0,97	—	
5547,1		3,07	1,09	—	
6531,4	48	2,78	0,97в	1,20	
6017,9	49	1,56	—	0,35	
6607,8	59	2,12	—	0,67	[16]
4706,6	119	3,59	—	1,13	[31]
5401,0	130	3,73	0,74	—	[16]
5817,5	142	4,29	0,40	—	[16]

λ, Å	Мультиплет	lg gfλ	lg $\frac{W_\lambda}{\lambda}\cdot 10^6$ HD 77912	lg $\frac{W_\lambda}{\lambda}\cdot 10^6$ ϰ Oph	Источники по gf
Cr I					
5208,4	7	3,80	1,94	—	[22]
4942,5	9	1,31	1,58в	1,61	[22]
4964,9		1,10	—	1,49	[22]
5409,8	18	2,91	1,77	1,76	[21]
5345,8		2,65	1,69	1,73	[21]
5348,3		2,36	1,59	1,67	[21]
5300,7		1,52	1,51	1,55	[21]
5247,6	59	2,10	1,66	1,60	[22]
5239,0		2,32	—	1,14	[22]
5013,3	60	2,64	1,21	1,46 в	[22]
4700,6	62	2,40	—	1,13	[22]
4836,9	144	2,61	1,02	—	[22]
4730,7	145	3,20	1,32	—	[22]
4737,4		3,31	1,31	1,36	[22]
4936,3	166	3,22	1,12	1,26	[22]
4801,0	168	3,30	1,35	1,43вв	[22]
4689,4	186	3,12	1,14	1,48вв	[22]
5193,5	206	2,87	—	0,98	[22]
5272,0	225	3,21	1,03	1,21	[22]
5318,8		3,05	0,88	1,00	[22]
5287,2		2,95	—	1,01	[22]
Cr II					
5305,8	24	1,71	0,89	—	[20]
4864,3	30	2,28	1,25	1,48	
4848,2		2,61	1,27	1,47	
4824,1		2,71	—	1,48	
5334,9	43	2,17	1,06	1,00	
5313,6		2,19	1,08	0,89	
5310,7		1,59	0,64	0,63	
5308,4		1,98	0,85	1,14вв	
5237,3		2,64	1,40	1,31	
5478,4	50	1,90	—	0,82	
Mn I					
5420,4	4	2,44	1,58	1,68в	[24]
5516,8		1,99	1,40	—	[24]
4823,5	16	3,78	1,83	1,78	[23]
4783,4		3,71	1,91	1,67	[23]
4754,0		3,63	1,72	1,56	[23]
4762,3	21	3,97	1,76	1,48	[23]
4766,4		3,77	1,63	1,45	[23]
4765,9		3,44	1,58	1,42	[23]
4761,5		3,26	1,53	1,45	[23]
4739,1		2,61	1,25	1,14	[23]
Fe I					
5956,7	14	—0,78	1,52в		[25]
5434,5	15	+1,81	1,80		
5429,7		+2,06	1,95		
5143,7	65	+0,02	1,08		
5322,0	112	+0,80	1,43		
4834,5	115	+0,37	1,20		
5916,3	170	+0,87	1,34		
5567,4	209	+1,05	1,41		
5778,5		+0,27	1,06		
4859,8	318	+2,86	1,73		
4903,9		+2,66	1,67		
4687,4	347	+0,96	1,47в		
5232,9	383	+3,53	1,80		
5068,8		+2,52	1,59		
5036,9	465	0,69	1,09		
5909,99	552	1,09	1,17		
5827,9		0,46	0,62		

Таблица 1 (продолжение)

λ, Å	Мультиплет	lg gfλ	lg $\frac{W_\lambda}{\lambda}\cdot 10^6$ HD 77912	lg $\frac{W_\lambda}{\lambda}\cdot 10^6$ ϰ Oph	Источники по gf
5324,2	553	3,51	1,77		
4736,8	554	3,00	1,57		
4788,7	588	1,97	1,51		
4737,6	590	1,24	1,25		
4617,2	626	0,97	1,00		
5586,8	686	3,55	1,69		
5576,1		2,85	1,56		
5784,7		1,19	1,16		
4843,2	678	1,95	1,46		
5029,6	718	1,75	1,25		
4779,4	720	1,47	1,30		
6016,7	738	2,36	1,52		
5115,8	789	1,07	0,94		
4927,5	792	1,80	1,32		
4809,9	793	1,04	0,92		
4673,2	820	2,52	1,43		
4704,9	821	2,20	1,26		
5242,5	843	2,91	1,51		
4961,4	845	1,51	1,13		
5760,4	867	1,37	1,02		
5636,7	868	1,24	1,00		
5539,3	871	1,18	0,87		
5294,6	875	0,96	0,81		
5532,0	128	2,23	0,66		
4799,4	888	1,55	1,20		
5543,2	926	2,27	1,35		
5549,9		0,93	0,56		
5379,6	928	2,20	1,36		
5952,8	959	2,43	1,36		
5934,7	982	2,70	1,36		
5883,9		2,51	1,38		
5809,2		2,02	1,24		
4905,2	986	1,74	1,05		
6027,1	1018	2,67	1,35		
5811,9	1022	1,43	0,80		
5293,9	1031	1,95	0,95		
5387,5		1,69	0,88		
5491,8		1,44	0,66		
5187,9	1032	2,49	1,36		
5236,2	1034	2,10	1,19		
4800,7	1042	2,52	1,47в		
4798,3		2,23	1,26		
5620,5	1061	2,06	1,26в		
5547,0		1,93	1,09		
5563,6	1062	2,86	1,53		
5543,9		2,70	1,30		
5525,5		2,51	1,33		
5386,3	1064	2,06	1,02		
4917,2	1066	2,61	1,31		
5940,9	1083	1,72	0,97в		
5793,9	1086	2,16	1,12		
5741,9		2,13	1,04		
5814,8		1,89	0,84		
5638,3	1087	2,98	1,45		
5641,5		2,67	1,41		
5691,5		2,34	1,19		
5731,8		2,56	1,44в		
5705,5		2,26	1,07		
5126,2	1089	2,73	1,33		
5243,8		2,67	1,41		
5090,8	1090	3,16	1,41		
5228,4	1091	2,53	1,32		

λ, Å	Мультиплет	lg gfλ	lg $\frac{W_\lambda}{\lambda}\cdot 10^6$ HD 77912	lg $\frac{W_\lambda}{\lambda}\cdot 10^6$ ϰ Oph	Источники по gf
4991,9	1094	1,89	0,95		
5074,8		3,51	1,53		
5121,6	1095	2,95	1,51		
4962,6	1097	2,51	1,27		
4729,0	1043a	2,11	1,22		
5717,8	1107	2,73	1,33		
5618,6		2,47	1,22		
5652,3	1108	1,90	1,00		
5661,4		1,83	1,82		
5522,5		2,29	1,17		
5056,9	1111	1,84	0,97		
4995,4	1113	1,91	1,01		
5856,1	1128	2,23	1,05		
4734,1	1133	2,20	1,25		
5898,2	1259	2,04	0,59		
5487,2	1143	2,31	1,13		
5441,3	1144	2,11	0,97		
5398,3	1145	3,10	1,36		
5546,5		2,53	1,27		
5461,5		1,94	0,87		
5383,4	1146	4,25	1,67		
5315,1	1147	2,28	1,10		
5409,1		2,53	1,39		
5406,8	1148	2,11	1,14		
5417,0		2,15	0,92		
5056,0	1149	1,79	0,83		
5023,5	1150	2,09	1,09		
5653,9	1159	2,21	1,08		
5624,1	1160	2,37	1,22		
5619,6	1161	2,15	1,12		
5557,95	1163	2,56	1,40		
5415,2	1165	4,30	1,67		
5410,9		4,05	1,62		
5321,1		2,39	1,16		
5178,8	1166	1,97	0,96		
5164,6		2,45	1,22		
5180,1		2,55	1,24		
5249,1		2,34	1,29		
5373,7		2,97	1,31		
5927,8	1175	2,78	1,11		
5929,7	1176	2,46	1,05		
5852,2	1178	2,54	1,09		
5881,3		2,03	0,75		
5855,1	1179	2,11	0,83		
5806,7	1180	2,81	1,20		
5905,7	1181	3,08	1,15		
5686,5	1182	3,16	1,52		
5705,9	1183	3,27	1,52		
5679,0		2,93	1,26		
5633,9	1314	3,52	1,34		
5650,7		2,89	1,04		
Fe II					
6432,7	40	0,17	1,37	1,04	[20]
5169,0	42	2,63	2,02		
5018,4		2,52	1,73	1,68	
4923,9		2,32	1,94	1,60	
4731,4	43	0,79	1,53	1,32	
6084,1	46	−0,16	1,09	0,78	
5991,4		0,22	1,17	0,95	
5414,1	48	0,35	1,08	—	
5325,6	49	0,39	1,26	0,94	

Таблица 1

λ, Å	Мультиплет	lg gfλ	lg $\frac{W_\lambda}{\lambda}\cdot 10^6$ HD 77912	lg $\frac{W_\lambda}{\lambda}\cdot 10^6$ ϰ Oph	Источники по gf
5316,6		1,91	1,84	1,61	
5234,6		1,58	1,55	1,29	
5197,6		1,34	1,55	1,31	
5534,9	55	0,95	1,44	0,67	
6456,4	74	1,75	1,42	1,12	
6416,9		1,05	1,24	0,95	
6247,6		1,49	1,37	1,01	
6147,7		1,62	1,46	1,31в	
Co I					
6189,0	37	1,99	—	1,29	[20]
6771,0	54	2,36	1,25	1,43	
6417,8	111	2,35	0,92	1,05	
4792,9	158	3,96	1,20	—	
5352,1	172	4,05	1,12	1,22	
5342,7	190	4,38	1,04	1,04	
5359,2	194	3,93	0,59	—	
Ni I					
6643,6	43	1,41	1,64в	1,59	[27]
5847,0	44	0,22	1,19	1,35	[27]
6327,6		0,61	1,51	1,41	[27]
6108,1	45	1,01	1,51	1,46	[27]
5578,7	47	0,77	1,41	1,42	[27]
6767,8	57	1,64	1,56	1,54	[27]
6482,8	66	1,07	1,39	1,40	[27]
6314,7	67	1,93	1,55	1,49	[27]
4714,4	98	3,89	1,62	1,49	[27]
4715,8		3,66	—	1,58	[28]
4756,5		3,47	1,53	1,47	[28]
4912,0	111	2,94	1,34	1,41	[26]
4831,2		3,43	1,60	1,48	[26]
4866,3		3,76	—	1,43	[26]
5017,6		3,62	—	1,47	[27]
4980,2	112	3,59	1,59	1,55	[26]
4904,4	129	2,64	1,54	1,50	[26]
4829,0	131	3,30	1,58	1,48	[26]
5080,5	143	3,84	1,58	1,57	[27]
5746,5	162	3,65	1,51	1,48	[26]
4806,99	163	3,11	1,47	1,41	[26]
6230,1	227	2,54	0,72	1,01	[27]
6176,8	228	3,26	1,29	1,28	[27]
6384,7	246	2,67	1,07	—	[27]
Cu I					
5782,1	2	2,04	1,73в	1,61	[20]
5700,2		1,45	1,30	1,52	
5105,2		2,19	1,61	1,59	
5218,2	7	4,16	1,46	1,40	
Zn I					
4810,5	2	4,37	1,55	1,34	[20]
4722,2		4,20	1,53	1,07	
Y II					
5087,4	20	3,55	1,49	—	[29]
5200,4		3,10	1,51в	1,44в	
5289,8		1,84	0,68	—	
5119,1		2,40	0,86	0,89	
4883,7	22	3,87	1,67в	1,41	
4854,9		3,43	1,55	1,47	
6795,4	26	2,93	0,88	0,55	
5544,6	27	2,96	0,78	—	
5728,9	34	3,01	0,66	—	
Zr II					
5112,3	95	3,08	1,00	1,01	[20]
5350,4	115	3,00	0,92	—	
Ba II					
4934,1	1	3,53	2,03	1,84	[30]
5853,7	2	2,77	1,64	1,41	
6141,7		3,71	1,79	1,59	
6496,9		3,43	1,80	1,56	
La II					
6774,3	2	1,96	0,68	—	[20]
5805,8	4	1,95	0,80	1,02в	
5290,8	6	1,78	0,68	0,52	
4986,8	22	2,29	1,01	1,07	
6390,5	33	2,25	1,07	0,60	
6262,3		2,53	1,12	0,79	
5114,6	36	2,47	1,10	1,00	
Ce II					
5330,6	13	3,22	0,80	—	[20]
5274,2	15	3,66	0,85	0,88	
5187,4		3,91	1,04	0,73	
4773,9	17	3,39	0,84	0,75	
Nd II					
4706,5	3	2,92	1,02	1,13в	[20]
5092,8	48	3,12	0,94	0,77	
5442,3	76	2,80	0,66	0,00	
5485,7	79	3,54	0,51	—	
Sm II					
4777,8	3	2,38	0,92	—	[20]
4676,9		2,95	—	1,25	
4815,8	14	2,85	1,30в	1,13	
4674,6		3,26	1,35	1,37	
Eu II					
6645,1	8	3,90	0,93	0,68	[20]
6437,6		3,40	0,61	0,37	
6049,5	9	3,05		0,17	

Заключение. Из табл. 3 видно, что в атмосфере звезды HD 77912 имеется избыток элементов Mn, Ba, La, Nd и Eu как по отношению к Солнцу, так и по отношению к звезде сравнения ϰ Oph. Избыток бария и редкоземельных элементов не является неожиданным. Подобные аномалии наблюдались и ранее. Но избыток марганца не наблюдался в исследовавшихся ранее звездах. Бербиджи [2] нашли, что в бариевой звезде HD 40407 содержание марганца нормально. Варнер [4] считает, что содержание марганца в атмосферах исследуемых им бариевых звезд, возможно, занижено.

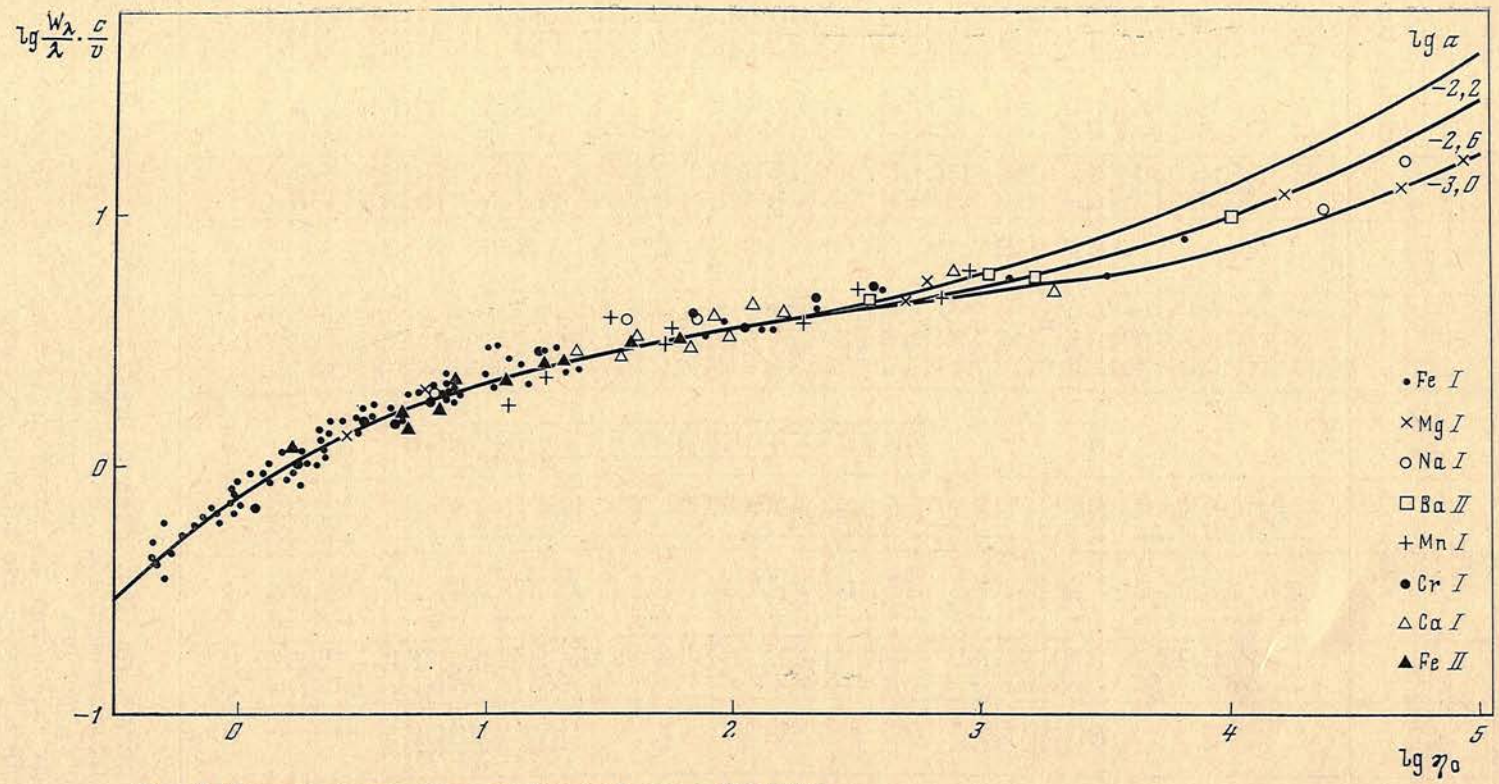


Рис. 1. Сводная кривая роста для бариевой звезды HD 77912

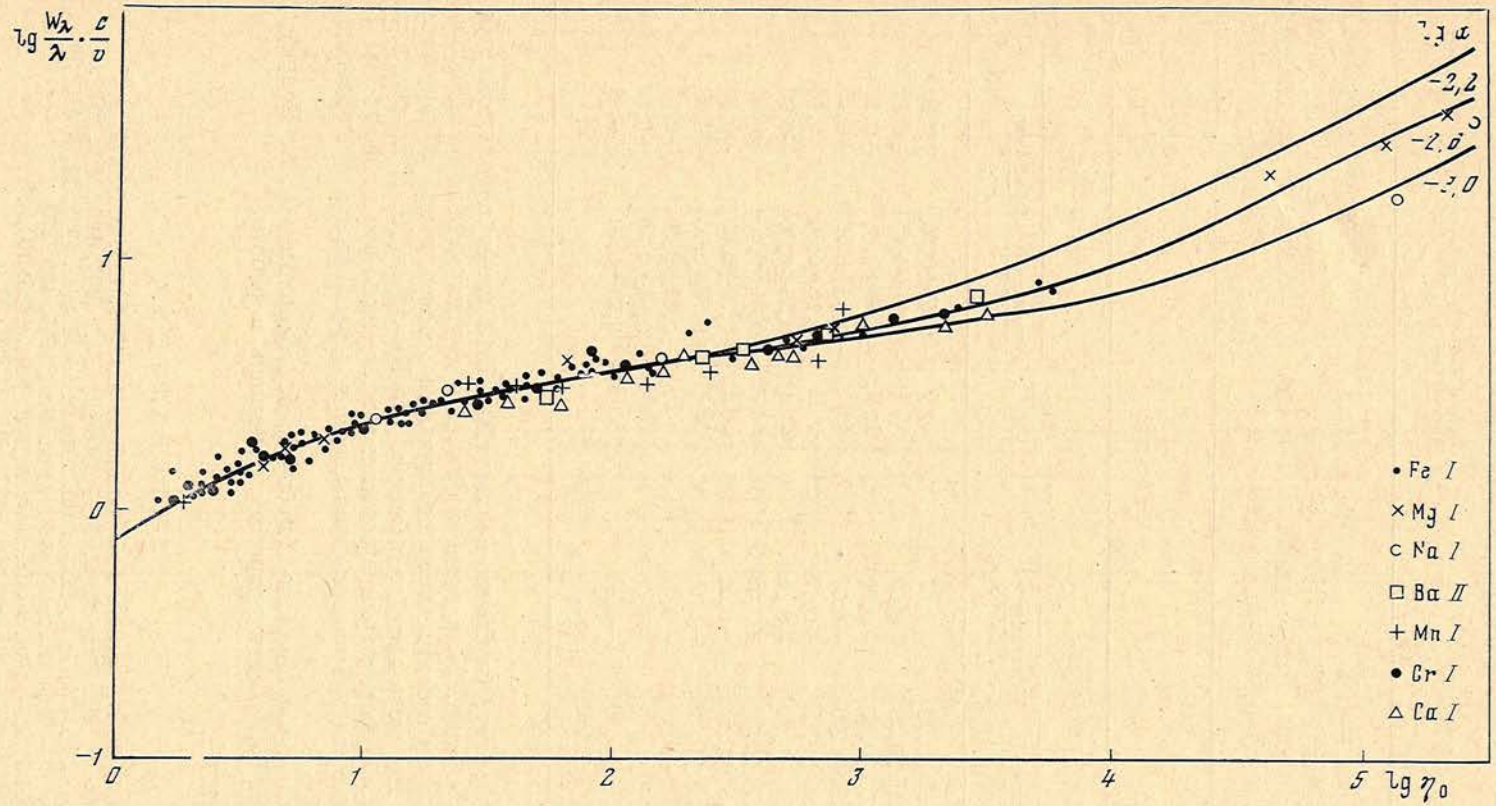


Рис. 2. Сводная кривая роста для нормальной звезды ϰ Oph

Таблица 2

Параметры атмосферы	HD 77912	× Oph	Параметры атмосферы	HD 77912	× Oph
Sp	G8 I—II b	K2 III	$\lg v_\tau$	0,52±0,02	0,42±0,02
Θ_{ex}	1,10+0,02	1,30±0,02	$\lg \varkappa$	−25,25	−25,68
Θ_i	1,01	1,22	[Fe/H]	+0,30±0,30	0,00±0,30
$\lg P_e$	−0,02±0,08	−0,89±0,14	$\lg a$	−2,6	−2,6

Таблица 3

Элемент	HD 77912		Число линий	Элемент	HD 77912		Число линий
	$\left[\frac{\text{элемент}}{\text{Fe}}\right]_\odot$	$\left[\frac{\text{элемент}}{\text{Fe}}\right]_{\times\text{Oph}}$			$\left[\frac{\text{элемент}}{\text{Fe}}\right]_\odot$	$\left[\frac{\text{элемент}}{\text{Fe}}\right]_{\times\text{Oph}}$	
Na I	+0,34±0,20	−0,07	7	Co I	−0,07±0,20	+0,10	6
Mg I	+0,18±0,20	+0,07	8	Ni I	+0,17±0,15	+0,19	24
Al I	−0,09±0,30	−0,80	2	Cu I	+0,46±0,30	−0,17	4
Si I	−0,33±0,20	−0,04	6	Zn I	−0,52±0,30	+0,26	2
Ca I	+0,33±0,15	−0,17	23	Y II	−0,16±0,30	+0,16	9
Sc I	+0,25±0,20	+0,05	6	Zr II	−0,25±0,30	−0,09	2
Sc II	+0,30±0,20	+0,06	14	Ba II	+0,61±0,20	+0,95	4
Ti I	−0,24±0,15	−0,12	37	La II	+0,26±0,20	+0,39	7
Ti II	−0,07±0,20	−0,08	11	Ce II	+0,23±0,30	+0,22	4
V I	+0,41±0,15	+0,07	30	Nd II	+0,02±0,30	+0,46	3
Cr I	+0,08±0,15	+0,06	16	Sm II	+0,62±0,30	+0,12	3
Cr II	+0,05±0,20	−0,18	8	Eu II	+0,24±0,30	+0,41	2
Mn I	+0,63±0,20	+0,76	9				

По-видимому, бариевая звезда HD 77912 имеет небольшой избыток железа (см. табл. 2), а следовательно, и других металлов, хотя ошибка определения относительного содержания железа равна обнаруженному избытку. Но здесь следует отметить, что Виллиамс [6, 7] по результатам узкополосной фотометрии пришел к заключению, что в звезде HD 77912 содержание железа заметно повышено по сравнению с его содержанием на Солнце.

В заключение приношу глубокую благодарность А. А. Боярчуку за предоставленные спектрограммы и помощь в работе.

Декабрь 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Bidelman W. P., Keenan P.*— Astrophys. J., 1951, **114**, N 3, 473.
2. *Burbidge E. M., Burbidge G. R.*— Astrophys. J., 1957, **126**, N 2, 357.
3. *Cowley A. P., Cowley C. R.*— Publ. Astron. Soc. Pacif., 1962, **74**, N 436, 79.
4. *Warner B.*— Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 1965, **129**, 263.
5. *Danziger I. J.*— Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 1965, **131**, 51.
6. *Williams P. M.*— Observatory, 1971, **91**, N 980, 37.
7. *Williams P. M.*— Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 1975, **170**, 343.
8. *Moore Ch.* Revised multiplet table.— Contribs Princeton Univ. Observ., 1945, N 20.
9. *Wrubel M. H.*— Astrophys. J., 1950, **111**, 157.
10. *Каули Ч.* Теория звездных спектров. М.: Мир, 1974.

11. *Bode G.* Die kontinuierliche Absorption von Sternatmosphären in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Elementhäufigkeiten.— Inst. Theoret. Phys. und Sternwarte. Univ. Kiel, 1965.
12. *Ross J. E., Aller L. H.*— Science, 1976, **191**, N 4233, 1223.
13. *Chromey F. R., Faber S. M., Wood A., Dauziger J. J.*— Astrophys. J., 1969, **158**, 599.
14. *Lambert D. L., Wasuer B.*— Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 1968, **138**, 181.
15. *Wiese W. L., Smith M. W., Miles B. M.*— Atomic transition probabilities (NBS22), 1969, II. Washington.
16. *Kurucz R. L., Plytremann E.* Smithsonian Astrophys. Observ. Spec. Rept, 1975, **362**.
17. *Holweger H.*— Solar Phys., 1972, **25**, 14.
18. *Lambert D. L., Warner B.*— Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 1968, **140**, 197.
19. *Wiese W. L., Fuhr I. R.*— J. Phys. Chem. Ref. Data, 1975, **4**, N 2.
20. *Боярчук А. А.* (частное сообщение).
21. *Wolnik S. J., Berthel R. O., Larson G. S., Carnevale E. H.*— Phys. Fluide, 1968, **11**, 1002.
22. *Wolnik S. J., Berthel R. O., Carnevale E. H., Wares G.*— Astrophys. J., 1969, **157**, 983.
23. *Woodgabe B.*— Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 1966, **134**, 287.
24. *Blackwell D. E., Collins B. S.*— Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 1972, **157**, 225.
25. *May M., Richter J., Wichelmann J.*— Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 1974, **18**, N 405.
26. *Heise H.*— Astron. and Astrophys., 1974, **34**, 275.
27. *Lennard W. N., Whaling W., Scalo J. M., Testerman L.*— Astrophys. J., 1975, **197**, 517.
28. *Garz T., Heise H., Richter J.*— Astron. Astrophys., 1970, **9**, 296.
29. *Krueger T. K., Allen L. H., Ross J., Czyrak S. J.*— Astrophys. J., 1968, **152**, 765.
30. *Miles B. M., Wiese W. L.*— Nat. Bur. Stand. U. S. Teshn. Note, 1969, N 474.
31. *Roberts J. R., Andersen T., Sorensen G.*— Astrophys., J., 1973, **181**, 587.
32. *Cayrel R., Jugaku J.*— Ann. astrophys., 1963, **26**, 495.
33. *Aller M. F., Everett C. H. M.*— Astrophys. J., 1972, **172**, 447.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ СВЕРХАССОЦИАЦИЙ ПЕКУЛЯРНОЙ ПАРЫ ГАЛАКТИК NGC 4038/39

О. А. Добродий, И. И. Проник

Проведена многоцветная фотометрия в спектральном диапазоне 3600—7400 Å 31 сверхассоциации пекулярной пары галактик NGC 4038/39, имеющих в спектрах эмиссию H_α + [N II]. Фотометрический материал получен на 2,6-м телескопе им. академика Г. А. Шайна Крымской астрофизической обсерватории с 8 фильтрами и ЭОПом. Получены размеры, распределение энергии в спектре и абсолютные величины рассмотренных сверхассоциаций. Определены физические условия в газовых туманностях, связанных со сверхассоциациями: размеры 350—550 пс, их поверхностная яркость в H_α — до $1{,}9\cdot10^{-14}$ эрг/с·см²·Å·кв.сек и массы водорода 10^6 — $5\cdot10^7$ $\mathfrak{M}_\odot$. Анализ наших данных и данных [5, 7, 8] показал, что параметры рассмотренных сверхассоциаций очень похожи на параметры карликовых галактик. По-видимому, физические условия в газовых туманностях этих сверхассоциаций отличаются от физических условий диффузных туманностей нашей и других нормальных галактик, а сами сверхассоциации содержат значительно больше голубых и более горячих звезд, чем молодые скопления нашей Галактики.

MULTICOLOR PHOTOMETRY OF SUPERASSOCIATIONS IN THE PECULIAR PAIR OF GALAXIES NGC 4038/39, by *O. A. Dobrodiy* and *I. I. Pronik*.— Multicolor photometry of the 31 superassociations showing emission H_α + [N II] in the peculiar pair of galaxies NGC 4038/39 has been carried out in spectral range 3600—7400 Å. Photometrical material for the galaxies were obtained at the 2,6 meter Shajn Telescope of the Crimean Astrophysical observatory using an image converter and 8 color filters. Dimensions, spectral energy distributions and absolute magnitudes of the superassociations have been found. Physical properties of gaseous nebulae connected with these superassociations are the following: dimensions — 350—550 pc H_α, surface brightness — up to $1{,}9\cdot10^{-14}$ erg/s·cm² Å quad. sec of arc. and hydrogen masses — 10^6 — $5\cdot10^7$ $\mathfrak{M}_\odot$. Analysis of the data obtained together with those of Burbidges, Rubin, Ford, D'Odorico [5, 7, 8] and others shows that parameters of the superassociations considered are much like to that of dwarf galaxies. There are reasons to suppose that physical conditions in the gaseous components of these superassociations differ from that of diffuse nebulae in our and other normal galaxies. It is necessary to suppose also that superassociations of NGC 4038/39 contain more blue and more hot stars than young clusters of our Galaxy.

Двойная система галактик NGC 4038/39 — крайне пекулярный внегалактический объект. Он включен в «Атлас и каталог взаимодействующих галактик» Воронцова-Вельяминова под № 245 [1], а в атлас пекулярных галактик Арпа под № 244 [2]. При больших экспозициях и при хорошем угловом разрешении система похожа на два овала, соприкасающиеся восточными концами больших осей. От места их соприкосновения отходят две слабые искривленные дуги, за что система получила название «антенны» [3]. На фотографиях с меньшими экспозициями (рис. 1) северный овал становится похожим на петлю — NGC 4038, а южный на дугу — NGC 4039, состоящие из ярких сгущений. Между овалами найдены

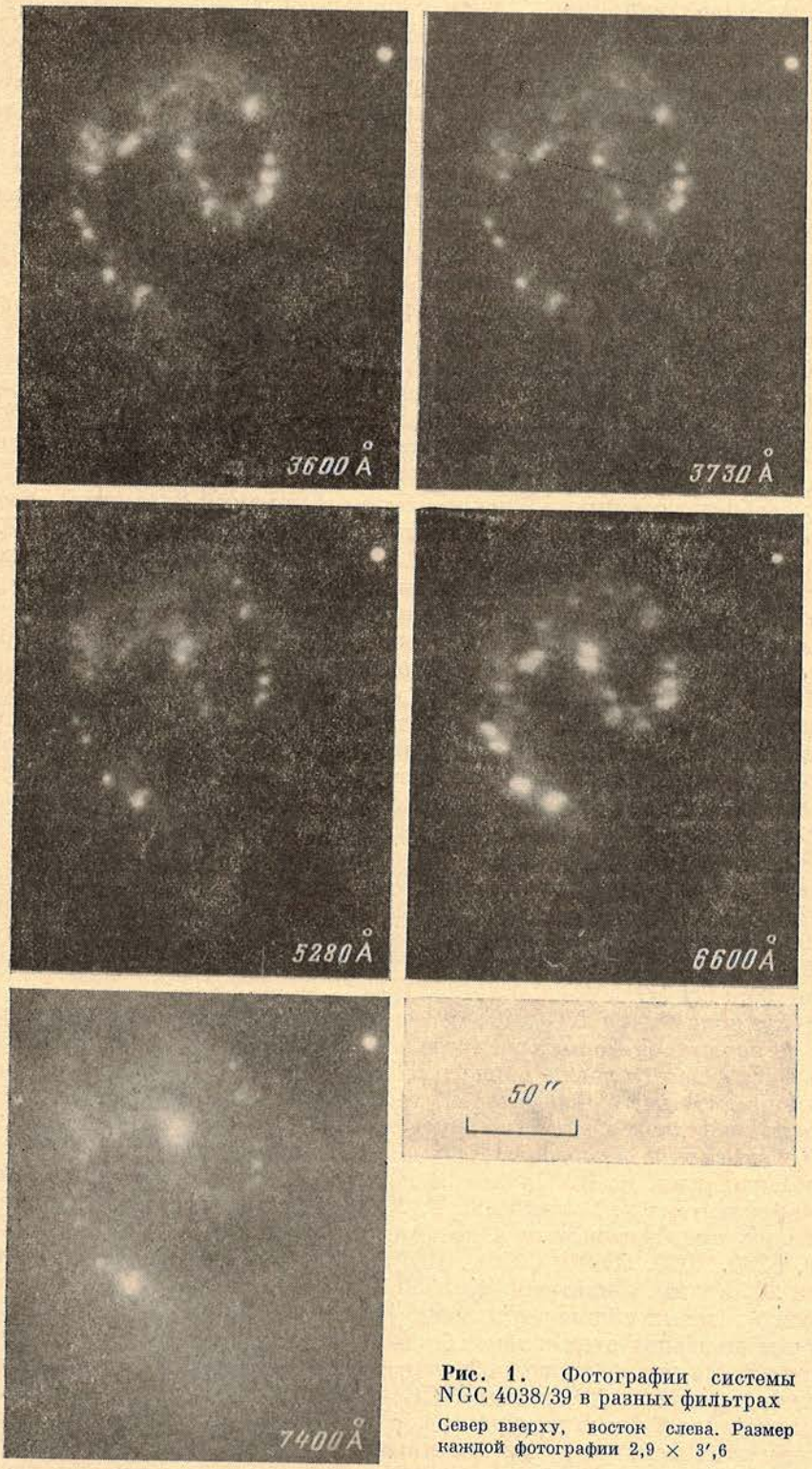


Рис. 1. Фотографии системы NGC 4038/39 в разных фильтрах

Север вверху, восток слева. Размер каждой фотографии 2,9 × 3′,6

густые облака пыли. Согласно классификации Хьюмасона, Майалла и Сэндиджа галактики принадлежат к типу Sc спектральных классов F0 и F5 соответственно [4].

Изучению системы NGC 4038/39 посвящено много работ. Больше всего исследовались яркие сгустки овалов. Шахбазян наблюдала 10 наиболее ярких сгустков в системе U, B, V [5] и показала, что они образуют сильно искривленную в пространстве цепочку сверхассоциаций голубых звезд. Снимки этой системы, полученные на 6-м телескопе, привели Воронцова-Вельяминова к выводу, что это в то же время цепочка гигантских HII областей [6].

Яркие сгустки пары NGC 4038/39 исследовались также спектрально. Бербиджи [7] детально изучили поле скоростей пары по эмиссионным линиям H_α и [N II] и заключили, что его нельзя объяснить ни в предположении вращения одной галактики вокруг другой, ни как движение двух галактик около одного центра тяжести. Авторы сделали вывод, что в паре, возможно, было два выброса, локализованных в разных местах. Рубин, Форд и Одорико [8] исследовали газовые комплексы пары NGC 4038/39 спектрофотометрически. Определенные ими относительные интенсивности $I_{H_\alpha}/I_{[NII]}$, I_{H_α}/I_{H_β}, $I_{[OIII]}/I_{H_\beta}$ и др. показали, что по физическим условиям газовые образования пары близки туманностям нашей Галактики. Вместе с тем они нашли и определенные различия: газовые комплексы NGC 4038/39 значительно богаче пылью и, возможно, содержанием гелия и показывают высокую среднюю плотность свободных электронов $n_e \sim 10^2$ см$^{-3}$ по сравнению с газовыми туманностями нашей Галактики.

Пара NGC 4038/39 также исследовалась в радиодиапазоне. Наблюдения, проведенные на 100-м радиотелескопе Эйфельсберга [9], показали, что более 40% по массе нейтрального водорода «антенны» расположено вдоль оптически слабых ветвей. При этом на южную ветвь водорода приходится в 10 раз больше, чем на северную. Наблюдения на 1415 МГц в Вестерборке обнаружили нетепловой источник размером около 1′, расположенный между галактиками пары. Плотность этого источника оказалась наивысшей среди нетепловых источников, связанных с пекулярными по структуре системами [3].

Расстояния до галактик NGC 4038/39 по разным определениям заключены в пределах от 5,4 до 33 Мпс. Мы приняли расстояние до них, определенное Бербиджами по красному смещению ядер пары при постоянной Хаббла, равной 75 км/с·Мпс — 20 Мпс (1″ на этом расстоянии соответствует 96,9 пс) [7].

Пекулярная пара NGC 4038/39 таит в себе много нерешенных проблем: ее необычная форма, распределение нейтрального водорода, величина и физические условия в сверхассоциациях и др. продолжают привлекать внимание как наблюдателей, так и теоретиков. Наши исследования системы проведены по данным многоцветной фотометрии.

Наблюдения и обработка. Двойная система галактик NGC 4038/39 фотографировалась К. К. Чуваевым и И. И. Проник в первичном фокусе 2,6-м рефлектора им. академика Г. А. Шайна с помощью электронно-оптического преобразователя в восьми фильтрах ($\lambda_{эф}$ — 3600, 3730, 4680, 5090, 5280, 6090, 6600 и 7400 Å [10]). Масштаб изображения на снимках равен 21″ в 1 мм. Фильтры с $\lambda_{эф}$ 3730, 5090, 5280 и 6600 Å могут выделить эмиссию газовых облаков в линиях [O II], H_β, [O III], H_α и [N II], если красные смещения этих облаков близки к красным смещениям ближайших галактик. На рис. 2 показано положение возможных эмиссионных линий газовых туманностей системы NGC 4038/39 внутри полос пропускания использованных фильтров при красных смещениях, равных красным смещениям этих галактик, определенным в [7]. Из этого рисунка видно, что все линии, за исключением H_β, благоприятно расположены внутри полос пропускания фильтров.

Для абсолютной калибровки использовались внефокальные изобра-

жения звезд, данные о которых собраны в табл. 1. В табл. 2 приведены сведения об использованном фотометрическом материале.

Просмотр полученных негативов в разных фильтрах показал, что система NGC 4038/39 изобилует яркими деталями (см. рис. 1). Больше всего таких деталей имеется на снимке, полученном в фильтре 6600 Å — H_α + [N II]. Многие детали видны и в ультрафиолетовой и в синей областях спектра, но здесь они значительно менее контрастны. Все выделенные детали расположены по петле NGC 4038 и дуге NGC 4039. В инфракрасной области спектра ($\lambda_{эф}$ 7400 Å) очертания петли и дуги сохраняются, а детали почти теряют контраст. Здесь по-прежнему четко выделяются только два образования. Это ядра галактик NGC 4038 (на севере)

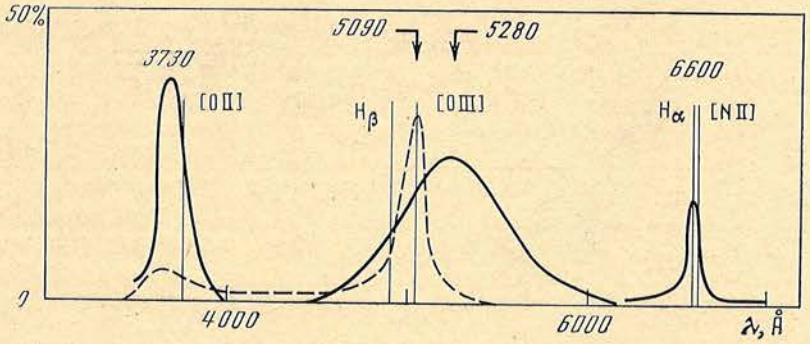


Рис. 2. Положение эмиссионных линий газовых туманностей внутри полос пропускания использованных фильтров

Вертикальными линиями отмечены длины волн этих линий с учетом красного смещения галактик NGC 4038/39. Верхний ряд цифр — $\lambda_{эф}$ использованных фильтров

и NGC 4039 (на юге) [7, 14]. Внимательный просмотр этих ядер на всех фотографиях рис. 1 показывает, что каждое из ядер двойное. О двойственности ядра NGC 4038 было известно и раньше [7, 8]. В обоих ядрах один компонент лучше виден в синих лучах, другой — в красных. Интересно, что раздвоение ядер произошло вдоль линии, соединяющей их между собой, и что «синие» компоненты располагаются с внутренней стороны в этой цепочке.

Таблица 1

Характеристики звезд сравнения

Звезда	Sp	V	$B-V$	$U-B$	Ссылка
76 Coma	G0	$9^m,10$	$0^m,547$	$0^m,028$	[11, 12]
623 Preasepe	F8—F9	9,71	0,551	0,064	[13]

Таблица 2

Описание наблюдательного материала

Объект	Дата, 1968 г.	Число снимков	Экспозиция	Объект	Дата, 1968 г.	Число снимков	Экспозиция
NGC 4038/39	24.II	7	от 40^s до 7^m	76 Coma	29.III	14	от 10^s до 7^m
623 Preasepe	24.III	7	от 40^s до 7^m	NGC 4038/39	28.IV	16	от 10^s до 7^m
NGC 4038/39	29.III	14	от 10^s до 7^m	76 Coma	28.IV	32	от 10^s до 7^m

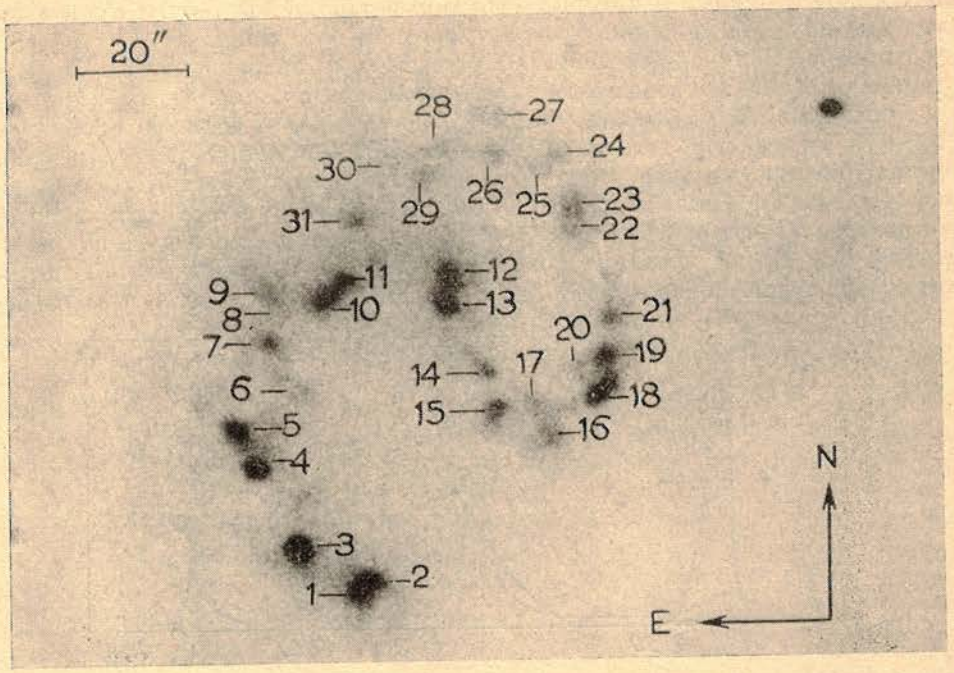


Рис. 3. Карта для отождествления выделенных областей в системе NGC 4038/39 (в лучах H_α + [NII])

Размер карты 2,1 × 1′,8

По негативам в фильтре 6600 Å H_α + [N II] для измерений была выделена 31 деталь, все детали расположены по петле и дуге исследуемой системы. Они показаны на рис. 3. Однако не все детали удалось измерить во всех фильтрах. В табл. 3 помещены данные только о тех деталях, для которых удалось провести измерения в нескольких фильтрах.

Фотометрия отдельных образований в системе NGC 4038/39 выполнена на объективном микрофотометре G II Цейса со щелью, которая выделяла на негативе квадрат размером 2 × 2″. Полученные относительные поверхностные яркости деталей после учета средней экстинкции и сравнения с яркостями внефокальных изображений звезд в соответствующих фильтрах приводились в единую шкалу и выражались в эрг/с·см²·Å·кв.сек дуги. Распределение энергии по длинам волн в излучении стандартных звезд считалось близким к распределению энергии стандартных звезд того же спектрального класса, приведенных в [15]. Энергетический поток от звезды с $V = 0^m$ принимался согласно Коду [16].

После вычитания излучения подложки спиральных ветвей, усреднения результатов фотометрической обработки в единой шкале для всех фильтров и всех дат наблюдений были получены средние данные, которые позволяют судить о яркости и распределении энергии в спектре каждой детали. Ниже приводятся средние квадратичные ошибки σ_λ определения среднего значения поверхностных яркостей деталей I_λ в разных фильтрах.

λ, Å	3600	3730	4680	5090	5280	6090	6600	7400
σ_λ, %	14	30	30	10	35	35	25	40

Были измерены размеры выделенных деталей в фильтрах 5280 Å и 6600 Å H_α + [N II]. Средняя квадратичная ошибка определения этих размеров оказалась равной ~ 20%. Размеры в фильтре H_α + [N II] получились систематически в 1,25 раза больше, чем в желтом свете: сказал-

Таблица 3

Характеристики деталей системы NGC 4038/39

№ детали	D''_α	D_α, пс	m_{5280}	M_{5280}	I_{3600}/I_{4680}	I_{4680}/I_{5280}	$I_{6600}+\frac{1}{2}(I_{6690}+I_{7400})$ · $\frac{\text{эрг}\cdot10^{-16}}{\text{с}\cdot\text{см}^2\cdot\text{Å}\cdot\text{кв. сек}_{\text{дуги}}}$	$I_{H\alpha}/I_{[N\,II]}$ [8]	$I_{\alpha}\cdot10^{-16}\cdot\frac{\text{эрг}}{\text{с}\cdot\text{см}^2\cdot\text{Å}\cdot\text{кв. сек дуги}}$	$m/m_\odot\cdot10^6$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	4,3	400	$16^m,2$	$-15^m,5$	0,3	0,8	0,8	1,6	55	1
2	5,2	500	17,6	−14,0	0,6	1,0	1,2	1,6	80	15
3	5,5	550	16,9	−14,5	0,7	0,9	2,3	2,9	190	50
4	4,3	400	17,6	−14,0	1,4	0,8	1,7	4,0	160	25
5	4,4	450	18,5	−13,0	1,3	1,0	1,9	6,7	200	30
6	3,9	400	—	—	0,7	1,7	0,5	3,0*	80	15
7	4,1	400	17,5	−14,0	0,8	1,2	0,7	2,3	60	14
8	3,5	350	18,3	−13,0	0,8	1,2	0,3	3,0*	30	6
9	3,6	350	18,7	−13,0	0,7	1,4	0,1	3,0*	9	4
10	4,6	450	18,3	−13,0	1,4	1,5	1,1	4,3	100	25
11	4,3	400	17,8	−13,5	1,5	1,0	1,1	4,3	100	20
12	5,2	500	16,2	−15,5	0,4	1,0	0,8	1,5	60	2
13	4,4	450	16,5	−15,0	0,7	1,1	1,0	2,8	90	20
14	4,0	400	18,3	−13,0	1,5	1,1	0,8	3,0	70	15
15	4,0	400	17,5	−14,0	0,7	1,4	0,8	2,9	60	15
16	4,1	400	17,9	−13,5	0,8	1,3	0,7	3,0*	60	15
17	3,8	350	19,2	−12,5	0,4	3,4	0,4	3,0*	30	9
18	4,9	500	16,9	−14,5	0,8	1,6	1,4	3,0	120	30
19	4,6	450	16,3	−15,0	0,7	1,4	0,9	3,0	80	20
20	3,5	350	19,0	−12,5	0,8	1,1	0,5	3,0	40	8
21	4,6	450	17,0	−14,5	1,0	1,0	0,3	3,0	30	15
22	4,7	450	17,2	−14,5	0,9	1,3	0,3	3,3	40	15
23	3,7	350	17,6	−14,0	0,5	1,9	0,4	3,3	30	8
24	3,9	400	—	—	0,7	0,6	0,0	3,0	0	0,0
31	4,4	450	17,9	−13,5	0,7	1,3	0,6	3,6	50	15

* Детали, для которых $I_{H\alpha}/I_{[N\,II]}=3$ (принято нами).

ся эффект сильного поярчания деталей в водородной линии. При этом размеры в последней, полученные по негативам, отличающимся примерно в два раза по плотности почернения, были одинаковыми.

По яркости и размерам деталей в фильтре 5280 Å мы определили их видимые m_{5280}, а затем и абсолютные величины M_{5280}. Размеры деталей в фильтре H_α + [N II] в угловой и линейной мере (D''_α и D_α, пс), а также их величины m_{5280} и M_{5280} приведены в 2—5-м столбцах табл. 3.

Для характеристики распределения энергии в спектрах деталей были вычислены отношения I_{3600}/I_{4680} и I_{4680}/I_{5280}. Они приведены в 6-м и 7-м столбцах табл. 3.

Сравнение с наблюдениями других авторов. Часть выделенных нами деталей (см. рис. 3) нам удалось отождествить с деталями системы NGC 4038/39, исследованными Шахбазян в системе U, B, V [5] и спектрально Рубин, Фордом и Одорико [8]. Результаты отождествления приведены в табл. 4. В этой же таблице для сравнения приведены некоторые характеристики деталей по данным [5, 8] и нашим. На рис. 4 и 5 показаны результаты сравнения наших данных и данных Шахбазян [5]. Из рис. 4 видно, что звездные величины m_{5280} находятся в четкой связи с величинами $V'_{Ш}$: среднее уклонение от прямой зависимости составляет $\pm 0^m,24$, а среднее квадратичное $\pm 0^m,1$. Нуль-пункт наших систем различается на $0^m,4$ (тонкая линия на рис. 4 — линия равных звездных величин). Этот

Таблица 4

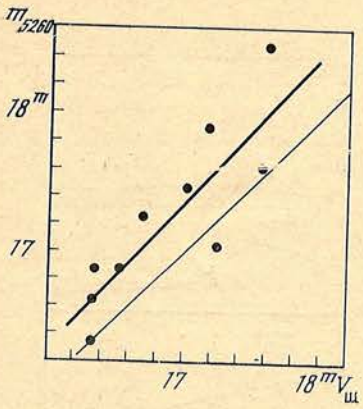
Сопоставление наших данных наблюдений деталей системы NGC 4038/39 с данными других авторов

Номер детали	$-2{,}5 \lg \frac{I_{3600}}{I_{4680}}$	m_{5280}	Шахбазян [5]				Рубин и др. [8]			
			№	B'	$B'-V'$	$U'-B'$	деталь	размер сек дуги	I_{H_α}/I_{H_β}	$I_{H_\alpha}/I_{[N\ II]}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	$+1^m,32$	$16^m,23$					A	6,5	7,1	1,6
2	+0,56	17,62								
3	+0,39	16,87	4	$16^m,60$	$+0^m,29$	$-0^m,63$	B	6,0	6,3	2,9
4	−0,37	17,63	5	17,23	−0,30	−0,90	C	6,7	7,7	4,0
5	−0,29	18,49	10	17,28	−0,29	−0,96	D	7,1	14,0	6,7
7	+0,25	17,53					E	6,4	—	2,3
10	−0,37	18,26	9	16,78	+0,11	−0,51	F	11,5	11	4,3
11	−0,44	17,79								
12	+1,00	16,19					j	2,3	—	1,5
13	+0,39	16,47					K	3,7	5,9	2,8
14	−0,44	18,26					L	5,4	—	3,0
15	+0,39	17,47	7	16,89	−0,11	−0,67	M	4,3	11	2,9
16	+0,25	17,93	6	17,12	−0,01	−0,66				
18	+0,25	16,87	3	16,27	−0,22	−0,63	T	5,0	—	3
19	+0,39	16,34	2	16,31	−0,02	−0,71	S	4,7	—	3
21	0	17,05	8	17,17	−0,07	−0,82	R	3,5	—	3
22	+0,12	17,22	1	16,35	+0,02	−0,56	G	7,7	11	3,3
23	+0,76	17,28								

результат отражает тот факт, что на наших негативах получились внутренние яркие части деталей, исследованных в работе [5]. Наши размеры в фильтре 5280 Å в среднем в 1,8 раза меньше размеров, приведенных Шахбазян для тех же деталей. Различие в 1,8 раза в размере при постоянной поверхностной яркости соответствует $0^m,64$. Принимая во внимание, что периферийные не измеренные нами области деталей слабее внутренних, можно заключить, что нуль-пункт наших желтых звездных величин не отличается от нуль-пункта величин $V'_{Ш}$ более чем на несколько десятых звездной величины. Рис. 5 показывает, что наши показатели цвета находятся в четкой связи с показателями цвета $(U'-B')_{Ш}$. Исключение составляет деталь № 9 Шахбазян, соответствующая № 10 + 11 нашего списка: по нашим оценкам эта деталь голубая, а по данным Шахбазян она принадлежит к более желтым деталям. Просмотр фотографий рис. 3 подтверждает, что детали № 10 и 11 — одни из самых голубых. Среднеквадратичная ошибка уклонения точек от проведенной на рис. 5 прямой составляет $\pm 0^m,02$ (если исключить выскочившую точку).

На рис. 6 показано сравнение размеров деталей в фильтре H_α + [N II], определенных нами, с размерами эмиссии на спектрах [8] (9-й столбец табл. 4). Видно, что систематических различий нет — точки лежат около прямой равных значений размеров.

Звездные группировки деталей NGC *4038/39*. Размеры и абсолютные величины группировок пары NGC 4038/39, приведенные в табл. 3, показывают, что все они, так же как и наиболее яркие группировки, измеренные ранее Шахбазян, являются сверхассоциациями. Их размеры заключены в пределах 350—550 пс, а абсолютные величины — в пределах $-12^m,5 \div -15^m,5$. Как уже отмечалось выше, у нас есть основания считать, что мы измерили лишь внутренние наиболее яркие части группировок. Тем не менее размеры их достаточно велики — наиболее яркие из



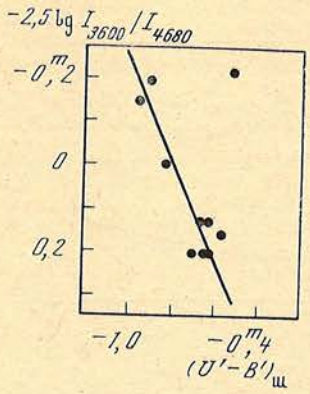


Рис. 4. Сравнение звездных величин звездных групп NGC 4038/39 I_{5280} и $V'_ш$ [5] (см. текст)

Рис. 5. Сравнение показателей цвета $(U' - B')$ [5] и 2,5 lg I_{3600}/I_{4680}, полученных нами

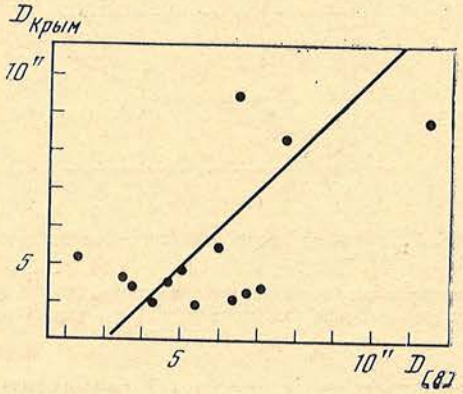


Рис. 6. Сравнение размеров газовых туманностей, полученных нами по фотографиям в лучах H_α + [NII] и спектрограммам [8]

Линия показывает равные размеры

них оказались сравнимыми с размерами карликовых галактик. Вполне возможно, что каждая из таких деталей при лучшем разрешении разделится на более мелкие. Но четко изолированное положение на петле и дуге всех деталей говорит о реальности существования исключительно крупных звездных образований в NGC 4038/39.

Наиболее характерные кривые распределения энергии в спектрах звездных группировок системы NGC 4038/39 показаны на рис. 7. Из них следует, что красные и синие детали ядер, а также и все другие группировки звезд системы NGC 4038/39 обладают значительным излучением в области H_α + [N II].

Используя связь наших показателей цвета 2,5 lgI_{3600}/I_{4680} и показателей цвета $(U' - B')_ш$, которая показана на рис. 5, мы определили по I_{3600}/I_{4680} (шестой столбец табл. 3) $(U' - B')_ш$ для всех исследованных нами группировок. Согласно [5] показатели цвета $(U' - B')_ш$ практически совпадают с $U - B$ системы Джонсона. Это дает нам право сопоставить полученные таким образом $(U' - B')_ш$ группировок пары NGC 4038/39 с нормальными показателями цвета $U - B$ звезд системы Джонсона [17]. В результате оказалось, что в ближнем ультрафиолете наши группировки имеют показатели цвета как звезды спектральных классов B2 — B9. Из 25 групп 20 имеют показатели цвета как звезды B1 — B4 и 5 — как звезды B5 — B9. Эти данные свидетельствуют о том, что крупные образования размером 350—550 пс системы NGC 4038/39 содержат столько же, а может быть, даже и больше голубых горячих звезд, как и самые молодые скопления нашей Галактики, размеры которых составляют всего порядка десятков парсеков.

Газовые туманности системы NGC *4038/39, связанные с группировками звезд.* Чтобы оценить яркость деталей в эмиссионных линиях [O II], [O III], H_β, H_α и [N II], мы сравнили яркости деталей в соответствующих фильтрах (см. рис. 2) и фильтрах, центрированных на соседние участки

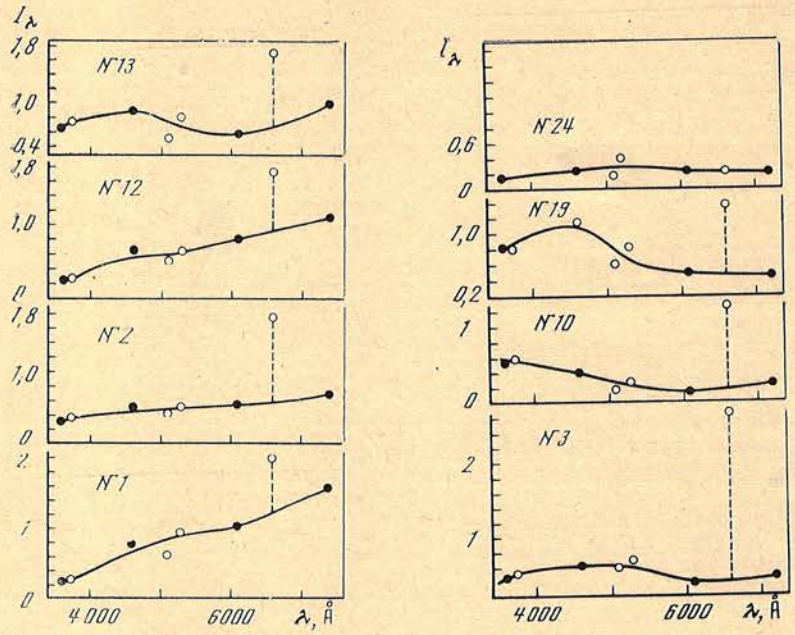


Рис. 7. Распределение энергии в спектрах наиболее характерных деталей системы NGC 4038/39

Светлыми кружками обозначены данные для тех фильтров, в которых возможно обнаружить эмиссию газа (см. рис. 2). За единицу I_λ принято $I_\lambda = 10^{-16}$ эрг/с·см²·Å кв. сек дуги

непрерывного спектра. В результате оказалось, что ярче всего газовые туманности пары NGC 4038/39 светятся в области линий H_α + [N II]. В остальных фильтрах, показанных на рис. 2, вклад эмиссии для всех деталей оказался незначительным.

Наши данные I_{6600} позволили нам определить яркость деталей в линии H_α, а затем оценить среднюю плотность электронов и массу ионизованного водорода, связанного с группировками звезд деталей NGC 4038/39. Исходные для этих оценок величины $I_{6600} - 1/2\ (I_{6090} + I_{7400})$ приведены в 8-м столбце табл. 3. В полосу фильтра $\lambda_{эф}$ 6600 Å кроме линии H_α попадают еще две линии [N II]: 6549 и 6584 Å. Для вычислений I_{H_α} необходимо знать эквивалентную ширину фильтра 6600 Å, положение эмиссионных линий H_α, 6549 и 6584 Å внутри полосы пропускания этого фильтра, а также относительные интенсивности этих линий. Эквивалентная ширина фильтра 6600 Å равна 102 Å. Поправки за искажение фильтром относительных интенсивностей линий 6549 Å, H_α и 6584 Å составляют соответственно 1,07; 1,00 и 1,46. Относительные интенсивности линий $I_{H_\alpha}/I_{[N\ II]}$ были взяты из [8] либо приняты равными 3 (когда они отсутствовали в [8]). Они помещены в 9-м столбце табл. 3. Вычисленные I_{H_α} приведены в 10-м столбце табл. 3 (в последующем для простоты они называются I_α).

Средние плотности электронов n_e без учета скважности излучения в туманностях NGC 4038/39 были определены по I_α и размерам туманностей (2-й и 3-й столбцы табл. 3), n_e оказалось равным от 1 до 17 см$^{-3}$. В нашей Галактике в окрестностях Солнца одной из самых плотных газовых туманностей является туманность «Лагуна». Ее размер равен 14 пс, а средняя электронная плотность $n_e \sim 30$ см$^{-3}$ [18]. Таким образом, видно, что даже сильно усредненные по сотням парсек плотности туманностей NGC 4038/39 оказываются во многих случаях близкими к плотности наиболее плотной туманности нашей Галактики.

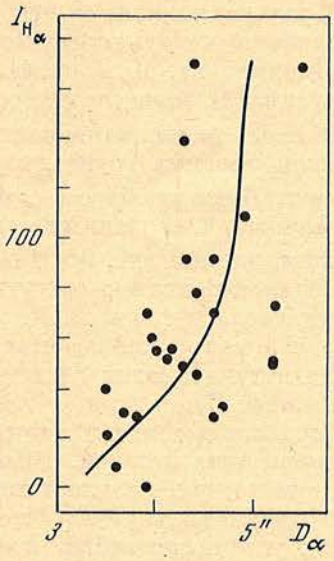
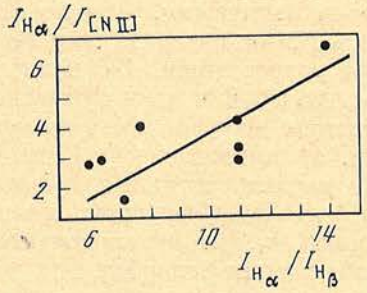
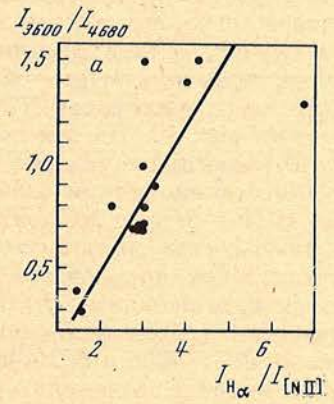


Рис. 8. Сопоставление яркости и размеров газовых туманностей галактик NGC 4038/39

Единицы I_λ те же, что на рис. 7

Рис. 9. Сопоставление относительных интенсивностей эмиссионных линий газовых туманностей NGC 4038/39 по данным [8]





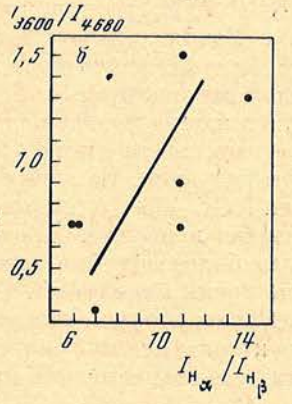


Рис. 10. Сопоставление относительных интенсивностей $I_{H_\alpha}/I_{[NII]}$ — (*а*) и I_{H_α}/I_{H_β} (*б*) HII областей NGC 4038/39 с I_{3600}/I_{4680} звездных группировок, связанных с ними

На рис. 8 мы сопоставили яркости и размеры туманностей в линии H_α. Видно, что при изменении размеров газовых образований от 3″,5 до 5″,0 их яркость I_α в среднем растет. Этот результат говорит о том, что среди крупных туманностей пары NGC 4038/39 есть не менее плотные, а может быть, и более плотные, чем мелкие туманности. В нашей Галактике наиболее крупные туманности являются, как правило, менее яркими и менее плотными, чем более мелкие. А большие поля ионизованного водорода размером в сотни парсек обычно светятся очень слабо.

В 10-м и 11-м столбцах табл. 4 приведены относительные интенсивности эмиссионных линий I_{H_α}/I_{H_β} и $I_{H_\alpha}/I_{[NII]}$ по работе Рубин, Форда и Одорико [8]. На рис. 9 мы сравнили их между собой. Видно, что между ними существует связь. Отношение $I_{H_\alpha}/I_{[NII]}$ целиком определяется физическими условиями в газовых туманностях и не зависит от содержания пыли. Следовательно, можно считать, что и отношение I_{H_α}/I_{H_β} не может целиком определяться содержанием пыли, как это предполагали Рубин и др. в [8]. На рис. 10 видно, что каждое из отношений I_{H_α}/I_{H_β} и $I_{H_\alpha}/I_{[NII]}$ коррелирует с цветом звездной группировки, около которой расположены газовые туманности. Корреляцию рис. 10 можно рассматривать как свидетельство

того, что яркость туманностей в линии H_α сильнее зависит от относительного количества ультрафиолетового света связанных с туманностями звезд, чем яркость запрещенных линий [NII]. Данные рис. 10, *б* оказались не совсем понятными. Если I_{H_α}/I_{H_β}, как следует из [8], определяется содержанием пыли в газовых туманностях NGC 4038/39, то можно ожидать определенной зависимости между I_{H_α}/I_{H_β} и цветом звездных группировок. На рис. 10, *б* видно, что такой зависимости нет. Даже наоборот, самые высокие значения I_{H_α}/I_{H_β} наблюдаются у туманностей, связанных с самыми синими группировками звезд. Таким образом, данные рис. 9 и 10 остаются не совсем понятными. Для их объяснения необходимо получить новый спектральный материал для большего числа деталей NGC 4038/39 с хорошим разрешением. Не исключено, что новые наблюдения будут свидетельствовать в пользу существования в туманностях системы NGC 4038/39 физических условий туманностей нашей Галактики.

На рис. 11 приведено сопоставление яркости деталей в линии H_α и цветовыми характеристиками звездных групп этих деталей. Видно, что в среднем более голубым группировкам соответствует большая интенсивность в линии H_α. Это может свидетельствовать в пользу того, что источником возбуждения водорода там является ультрафиолетовое излучение звезд. На этом рисунке также видно, что все детали, принадлежащие галактике NGC 4039, расположились по кривой, ограничивающей все точки сверху. Такая картина может быть в случае, если в группировках NGC 4039 было бы значительно больше пыли либо водородные образования их были бы значительно более плотными, чем группировок NGC 4038. Это предположение подтверждается и данными рис. 12. На нем показаны самые красные, самые синие группы звезд и самые яркие газовые туманности пары галактик. Из него следует, что самые синие детали расположены в петле NGC 4038, а самые яркие зоны H II — в дуге NGC 4039. Это обстоятельство позволяет предположить, что в состав группировок NGC 4039 входят более голубые звезды, чем в состав группировок NGC 4038. Но в то же время показатели цвета первых сильнее искажены пылью, чем показатели цвета вторых. Этот вывод находится в согласии и со спектральными характеристиками туманностей галактик NGC 4038 и NGC 4039 [8]: в спектрах деталей последней оказались самые высокие значения $I_{[OIII]}/I_{H_\beta}$. Это говорит о том, что в туманностях NGC 4039 реализуются более высокие электронные температуры, чем в туманностях NGC 4038. Высокие электронные температуры в свою очередь могут быть обеспечены более горячими и, следовательно, более голубыми звездами, находящимися в центрах туманностей NGC 4039, чем это имеет место в деталях главной галактики. Эту цепочку рассуждений можно продолжить и дальше. Как уже отмечалось выше, наблюдения нейтрального водорода [9] показали, что в слабой в видимом свете дуге, связанной с NGC 4039, содержится в 10 раз больше по массе нейтрального водорода, чем в северной дуге «антенны», связанной с NGC 4038. Таким образом, все приведенные данные находятся в хорошем согласии друг с другом. Они означают, что южная галактика пары NGC 4039 (спутник) богаче северной NGC 4038 (главной галактики) пылью, нейтральным водородом и содержит более горячие звезды в своих группировках.

В связи с этим фактом интересно вспомнить, что многоцветные наблюдения взаимодействующей пары галактик NGC 5194/95 показали, что спиральная ветвь главной галактики NGC 5194, связывающая ее со спутником NGC 5195, содержит самые яркие H II области и на конце своем несет плотные пылевые потоки [19]. Ходж [20] приводит небольшую статистику таких пар галактик. Он нашел, что в близких системах случаи расположения наиболее ярких H II областей на ветви, связывающей ядра пары, довольно часты. Надо сказать, что пара NGC 4038/39 среди них особенная.

Рис. 11. Сопоставление яркости и цветовой характеристики деталей системы NGC 4038/39

Единицы I_λ те же, что на рис. 7. Светлыми кружками выделены детали NGC 4039

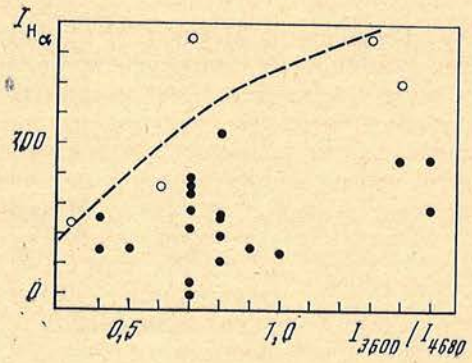
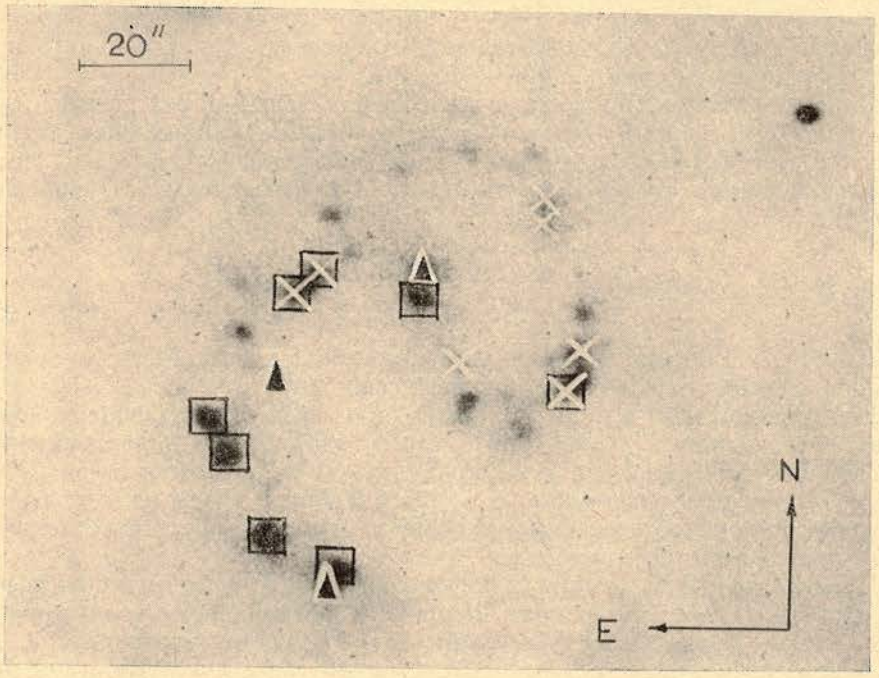


Рис. 12. Карта пространственного расположения деталей в системе NGC 4038/39

Треугольники — самые красные, крестики — самые синие детали и квадраты — самые яркие H II зоны



Наши данные об I_α и размерах газовых туманностей NGC 4038/39 позволяют оценить массы их водородных образований. Формулы, приведенные в книге Каплана и Пикельнера [21], дают возможность определить массу газовой туманности

$$\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_\odot = 9{,}6 \cdot 10^6 I_\alpha^{0,5} D_\alpha^{2,5},$$

где I_α выражено в эрг/с·см²·Å·кв. сек дуги, а D_α — размер туманности в парсеках. При этом предполагается, что туманности прозрачны в линиях бальмеровской серии, свечение водорода рекомбинационное, а размеры туманностей равны во всех трех измерениях.

Вычисленные по этой формуле и данным столбцов 3 и 10 табл. 3 массы приведены в 11-м столбце последней. Массы туманностей оказались очень большими — до $5 \cdot 10^7\ \mathfrak{M}_\odot$. Интересно сравнить эти величины с оценками масс, полученными таким же способом, для газовых образований других галактик. Шайн и Газе [22] привели массы диффузных туманностей галактики M 33. Они обнаружили две туманности с $\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_\odot = 10^5$ и одиннадцать туманностей с $\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_\odot \sim 10^4$. Наиболее крупные газовые образования спиральных галактик NGC 628, NGC 4254 и NGC 5194 (все они принадлежат к типу Sc) согласно Проник и Чуваеву [10, 19, 23], не превышают 10^6

$\mathfrak{M}_\odot$. Гершберг и Метик [24] приводят результаты изучения 159 диффузных туманностей в окрестности Солнца в радиусе 3 кпс. В их списке только одна туманность имеет массу порядка 10^4 $\mathfrak{M}_\odot$ и девять 10^3 $\mathfrak{M}_\odot$. Сравнивая все приведенные результаты, можно сказать, что система NGC 4038/39 уникальна по размерам и массам H II образований. Необходимо подчеркнуть, что на наших снимках получились только центральные, самые яркие части газовых туманностей системы NGC 4038/39.

Общая масса ионизованного газа в ярких туманностях системы NGC 4038/39 равна $3{,}8\cdot10^8$ $\mathfrak{M}_\odot$ или $1{,}6\cdot10^8$ $\mathfrak{M}_\odot$, если принять расстояние до системы 14 Мпс. Общая масса нейтрального водорода системы при том же расстоянии равна согласно [9] $2{,}8\cdot10^9$ $\mathfrak{M}_\odot$, а в хвостах $1{,}2\cdot10^9$ $\mathfrak{M}_\odot$. Таким образом, ионизованный газ крупных группировок составляет 13,5% от общей массы нейтрального водорода и 24% от доли его, связанной только с овалами NGC 4038 и NGC 4039. И та и другая оценка значительно превышают общую долю ионизованного водорода от нейтрального в нашей Галактике, где она равна $\sim 5\%$ [21].

Найденные нами электронные плотности газовых образований n_e и их размеры D_α позволили оценить количество звезд ранних спектральных классов, которое необходимо для ионизации наблюдаемого количества ионизованного водорода. В книге Каплана и Пикельнера [21] приведена формула

$$\frac{1}{2} D_\alpha n_e^{2/3} = U\,(\mathrm{Sp}),$$

где U (Sp) — функция спектрального класса и класса светимости ионизующей звезды — ее ионизационная способность.

Если ионизующими являются несколько звезд, то их число определяется соотношением $N = [U'\,(\mathrm{Sp})/U\,(\mathrm{Sp})]^3$, где U' (Sp) — ионизационная способность всей совокупности звезд. Значения U (Sp) для звезд разных спектральных классов приведены в [21]. Наиболее эффективными из приведенных там являются звезды O5. Они дают наибольшее число ионизующих ультрафиолетовых квантов.

Простые подсчеты по приведенным формулам и нашим данным n_e и D_α показали, что необходимое для ионизации наблюдаемого количества водорода число звезд O5 для большинства туманностей очень велико. Вычисленные абсолютные величины этих групп звезд O5 только для деталей № 1, 12 и 18 оказались намного меньше их наблюдаемых M_{5280}. В остальных случаях суммарные M_V (O5) оказались равными или превосходящими наблюдаемые M_{5280} деталей NGC 4038/39. Можно предположить, что такая картина обусловлена результатом ослабления наблюдаемых M_{5280} межзвездной пылью. Если каждая из группировок, кроме № 1, 12 и 18, состоит только из звезд O5, возбуждающих газовую туманность этой группировки, а наблюдаемые $(U' - B')$ их обусловлены действием межзвездного покраснения по закону $A_\lambda \sim \lambda^{-1}$, то можно вычислить полное поглощение в визуальной области спектра A_V для каждой из группировок. Вычисленные таким образом A_V заключены в пределах от 0,3 до $2^m{,}0$. Исправленные за межзвездное поглощение M_{5280} в большинстве случаев пришли в разумное соответствие с вычисленными выше M_V (O5). Но для случая групп № 3 — 5, 10, 11, 14, 16 и 20 они все же оказались слабее последних.

Все сказанное приводит к предположению, что основную роль в ионизации газа в туманностях пары NGC 4038/39 должны играть звезды более горячие, чем O5. Такие звезды, имея больше ионизующих ультрафиолетовых квантов, в видимой области спектра выглядят не намного ярче звезд O5. Таким образом, вывод, полученный из обсуждения показателей цвета звездных группировок системы NGC 4038/39, надо усилить. Группировки звезд NGC 4038/39 представляют собой крупные образования размером

350—550 пс, содержащие большее количество голубых и более горячих звезд, чем такие же образования нашей Галактики.

Что собой представляют эти звезды, пока сказать трудно. Из материалов симпозиума МАС по WR и другим горячим звездам [25] следует, что более горячими звездами, чем звезды O5, являются ядра планетарных туманностей и звезды типа WR. Случай возбуждения большого комплекса туманностей парой O + WN наблюдается в ядре Большого Магелланового Облака [26]. Если в группировках пары NGC 4038/39 светят белые карлики, потерявшие планетарные туманности, то их должно быть необычно много. С другой стороны, если там белых карликов находится не больше, чем в звездных облаках нашей Галактики, тогда приходится предполагать, что в системе NGC 4038/39 должно быть немало звезд более ранних, чем O5. И то и другое предположения требуют дальнейших исследований. Оба они являются в одинаковой степени необычными для условий, которые мы знаем по нашей Галактике.

Мы благодарны К. К. Чуваеву за предоставленный наблюдательный материал, Р. Е. Гершбергу и А. А. Боярчуку за полезные советы, а также Н. В. Киселевой и В. Т. Жоголевой за изготовление рисунков.

Декабрь 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Воронцов-Вельяминов Б. А.* Атлас и каталог 356 взаимодействующих галактик. М.: Изд-во МГУ, 1959.
2. *Arp H.* Atlas of pecular galaxies.— Astrophys. J. Suppl., 1966, **14**, N 123.
3. *Burke B. F.*, *Miley G. K.*— Astron. and Astrophys., 1973, **28**, 379.
4. *Humason M.*, *Mayall N.*, *Sandage A.*— Astron. J., 1956, **61**, 97.
5. *Шахбазян Р. К.*— Астрофизика, 1970, **6**, 367.
6. *Воронцов-Вельяминов Б. А.*— Письма в Астрон. ж., 1976, **2**, 515.
7. *Burbidge E. M.*, *Burbidge G. R.*— Astrophys. J., 1966, **145**, 661.
8. *Rubin V. C.*, *Ford W. K.*, *D'Odorico S.*— Astrophys. J., 1970, **160**, 801.
9. *Huchtmeier W. K.*, *Bohnensten H. D.*— Astron. and Astrophys., 1975, **41**, 477.
10. *Проник И. И.*, *Чуваев К. К.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **38**, 219.
11. *Johnson H. L.*, *Knuckles C. F.*— Astrophys. J., 1955, **122**, 209.
12. *Weaver H. F.*— Astrophys. J., 1952, **116**, 612.
13. *Johnson H. L.*— Astrophys. J., 1952, **116**, 640.
14. *Schveizer F.*— Bull. Amer. Astron. Soc., 1976, 8, 496.
15. *Ажусенис А.* Диссертация. Вильнюс, 1966.
16. *Гринстейн Д. И.* Звездные атмосферы. М., Изд. Иностр. лит., 1963, с. 97.
17. *Агекян Т. А.*, *Воронцов-Вельяминов Б. А.*, *Горбацкий В. Г.* и др. Курс астрофизики и звездной астрономии. Изд. физ. мат. лит., 1962, с. 43.
18. *Проник В. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **23**, 3.
19. *Проник И. И.*, *Чуваев К. К.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1971, **43**, 101.
20. *Hodge P.*— Astrophys. J., 1975, **202**, 619.
21. *Каплан С. А.*, *Пикельнер С. Б.* Межзвездная среда. М.: Физматгиз, 1963.
22. *Шайн Г. А.*, *Газе В. Ф.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, **9**, 13.
23. *Проник И. И.*, *Чуваев К. К.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, **40**, 96.
24. *Гершберг Р. Е.*, *Метик Л. П.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, **24**, 148.
25. IAU Sympos. N 49, Ed. M. Bappu, J. Sahade, D. Reidel publ. Co. Dordrecht, 1973, p. 15, 95.
26. *Elliott K.*, *Gondis C.*, *Meaburn J.*, *Tebbutt N.*— Astron. and Astrophys., 1977, **55**, 187.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПОИСКА ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ ГАММА-КВАНТОВ СВЕРХВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ, ПРОВЕДЕННОГО В КАО АН СССР за 1973—1975 годы

А. А. Степанян, Б. М. Владимирский, Ю. И. Нешпор, В. П. Фомин

По данным наблюдений потоков γ-квантов сверхвысокой энергии ($> 10^{12}$ эВ) за более чем шестилетний период показано, что распределение отношений величины измеренного эффекта A в направлении на объект к статистической ошибке измерений σ, т. е. A/σ, подчиняется нормальному закону Гаусса вплоть до $A/\sigma = 2{,}1$. Это дает возможность сделать вывод, что те объекты, для которых $A/\sigma > 2{,}7$, с высокой степенью достоверности могут считаться источниками γ-квантов. В проведенных нами наблюдениях в число объектов, являющихся источниками γ-квантов сверхвысокой энергии, вошли пульсары; источник γ-квантов с энергией $>10^8$ эВ, а также источники γ-квантов с энергиями $>10^{12}$ эВ, не отождествленные с известными астрофизическими объектами.

SOME RESULTS OF THE SEARCH FOR THE POINT HIGH-ENERGY GAMMA-RAY SOURCES CARRIED OUT IN THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY IN THE YEARS 1973—75, by *A. A. Stepanian, B. M. Vladimirsky, Yu. I. Neshpor, V. P. Fomin.*— It is shown that the distribution of the ratio A/σ of the values A effects measured in direction of the object to the statistical errors σ obey to normal gauss) law-up to $A/\sigma = 2{,}1$. It may be suggest that the objects which have measured ratio $A/\sigma > 2{,}7$ are real sources of γ-ray quanta with high level of confidence. The objects which may be considered as gamma-ray sources in our searching are pulsars, gamma-ray sources with the energy $>10^8$ eV and the sources of the emission of the quanta with the energies $>10^{12}$ eV non-identified with any known objects.

Поиск дискретных источников γ-квантов сверхвысокой энергии ($> 10^{12}$ эВ) методом регистрации черенковских вспышек ведется в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с марта 1969 г.

За это время исследовано 47 объектов. Результаты первых четырех лет наблюдений подробно изложены в [1]. Изложение результатов наблюдений объекта Cyg X-3 дано в [2]. Ниже приводятся результаты наблюдений за 1973—1975 гг., не опубликованные ранее.

Выбор объектов исследований

Из общих теоретических соображений потоки γ-квантов с энергией $>10^{12}$ эВ можно было ожидать от различных типов объектов: радиогалактик, остатков сверхновых, вспышек сверхновых, новых звезд, квазаров, нестационарных галактик, рентгеновских источников, магнитопеременных звезд и, наконец, источников γ-квантов с энергией $>10^8$ эВ, не отождествленных с какими-либо конкретными астрофизическими объектами. Как было показано в [1], на основании анализа материала, получен-

ного в КАО, и других данных, опубликованных в литературе, наиболее вероятными источниками γ-квантов сверхвысоких энергий (10^{12} эВ) являются пульсары и неотождествленные источники γ-квантов с энергией $>10^8$ эВ. Было также отмечено, что весьма вероятными источниками γ-квантов являются квазары и радиогалактики.

То, что пульсары являются источниками γ-квантов сверхвысокой энергии, было подтверждено с высокой степенью достоверности (на уровне 5 среднеквадратичных отклонений) измерениями потока γ-квантов от Крабовидной туманности, проведенными в Смитсонианской обсерватории [3]. Позднее было показано, что поток γ-квантов от Крабовидной туманности пульсирует [4]. Однако сейчас еще не ясно, какая доля излучения γ-квантов сверхвысокой энергии является пульсирующей.

Несколько позднее, но также с высокой степенью достоверности (на уровне 4,6 среднеквадратичных отклонений) было показано, что и радиогалактика Cen A является источником γ-квантов сверхвысокой энергии [5].

По данным наблюдений в КАО АН СССР, было показано, что рентгеновский источник Cyg X-3 излучает γ-кванты с энергией $> 10^{12}$ эВ [6]. Однако объект Cyg X-3 не является обычным рентгеновским источником, ибо к настоящему времени зарегистрировано его излучение в диапазоне от радиоволн до γ-квантов сверхвысоких энергий.

И, наконец, было также показано [2], что существуют, по-видимому, источники γ-излучения, от которых пока еще не обнаружено излучений в других диапазонах длин волн. Два таких объекта, наблюдавшиеся нами в 1971—1972 гг., названы Cas γ-1 и Cas γ-2.

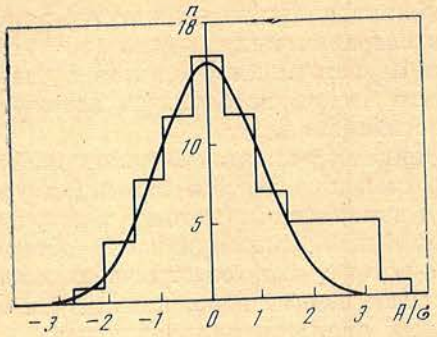
Две вспышки γ-излучения — в сентябре-октябре 1971 г. и декабре 1972 г.— наблюдались от объекта Cas γ-1. Величина потока достигала 4σ (стандартных отклонения). В настоящее время такого типа объекты, излучающие γ-кванты с энергией $>10^8$ эВ, обнаружены на спутнике COS B [7].

Исходя из изложенного выше, была составлена программа наблюдений на 1973—1975 гг. Список объектов приведен в таблице. В него включены также два нестационарных внегалактических объекта: OJ 287 и сейфертовская галактика NGC 1068. Кроме того, в 1975 г. были проведены наблюдения Новой Лебедя 1975 г. Результаты этих наблюдений подробно обсуждены в [8].

Результаты наблюдений

Результаты наблюдений за 1973—1975 гг. приведены в таблице. Для объекта Cyg X-3 приведены значения среднего потока γ-квантов. В [1] по данным наблюдений в КАО АН СССР за 1969—1973 гг. 43 объектов было показано, что частотное распределение отношений эффектов A к ошибке измерений σ (A/σ) подчиняется закону Гаусса вплоть до отношений $A/\sigma = +2{,}1$. Ряд объектов в измерениях показали большое значение A/σ, эти объекты являются источниками γ-квантов. В их число вошли главным образом пульсары и источники γ-квантов с энергией $>10^8$ эВ. Полученные нами в течение 1973—1975 гг. данные (20 измерений; под измерением понимается среднее за наблюдательный сезон значение потока) дают нам возможность вновь проанализировать распределение эффектов по их отношению к статистической ошибке. При этом мы исключили из данных измерений 1969—1973 гг. эффекты, связанные с пересечением галактического экватора. Дело в том, что, как было показано в [9], при пересечении галактического экватора наблюдается реальное понижение скорости счета черенковских вспышек.

На рисунке показано частотное распределение отношений A/σ по всем данным наблюдений за 1969—1975 гг. Там же проведена кривая распределения Гаусса, нормированная по 5 наиболее полно представленным



Частотное распределение величины A/σ по данным наблюдений в 1969—1975 гг.

интервалам значений A/σ: от $-1{,}5$ до $+1{,}5$. Из рисунка четко видно, что распределение A/σ хорошо согласуется с кривой Гаусса вплоть до значений $A/\sigma = 2{,}1$. Проверка согласия кривой Гаусса с наблюдаемым распределением по критерию Пирсона (χ^2-тест) показывает, что включение интервала A/σ до $+2{,}7$ делает вероятность согласия очень низкой ($\sim 2\%$), а включение остальных данных — исчезающе малой ($< 10^{-11}$).

Объект	Время наблюдения	Число сканирований	A, %	σ, %	A/σ	Поток $F \cdot 10^{11}$ квант·см$^{-2}$·с$^{-1}$
	Пульсары					
PSR 1913—16	14.VI—16.VII 1975 г.	118	+1,08	1,37	+0,79	< 11,0
MP 0254		5	+3,5	1,1	+3,1	14
	Нестационарные галактики					
OJ 287	19.XII 1973—19.II 1974 г.	38	+0,84	2,05	+0,41	< 16,4
NGC 1068	25.IX—29.XI 1973 г.	18	+2,41	3,68	+0,65	< 23,0
	Источники γ-квантов					
Per γ-1	19.XII 1973—16.II 1974 г.	20	+2,55	2,70	+0,94	< 21,6
GPS 0752+25	19.XII 1973—19.II 1974 г.	32	—0,06	2,14	—0,03	< 17,2
GPS 0515+1	19.XII 1973—18.II 1974 г.	25	+0,42	3,16	+0,13	< 24,4
Cyg γ-1	25.VIII—2.IX 1973 г.	8	+4,69	4,41	+1,06	< 35,2
Cas γ-1	1973	34	—1,02	0,89	—1,1	< 7,2
	1974	42	+0,26	0,59	+0,44	< 4,8
	1975	4	+0,19	2,2	+0,09	< 17,6
Cas γ-2	1973		+0,09	0,89	+0,10	< 7,2
	1974		—0,33	0,59	—0,57	< 4,8
	1975		+1,60	2,2	+0,73	< 17,6
	Новая					
N Cyg 1975	30.VIII 1975—1.IX 1975 г.	9	—0,08	2,38	—0,03	< 0,6
	5.IX—2.XI 1975	29	—0,23	0,90	—0,25	< 1,8
Cyg X-3	1.IX—1.XI 1972 г.	18	+2,78	1,68	+1,66	< 3,6
	22.VIII—30.X 1973 г.	54	+1,88	1,10	+1,66	< 8,8
	14.VII—16.XI 1974 г.	373	+0,77	0,27	+2,89	< 3,0
	2.VIII—6.XI 1975 г.	248	+0,31	0,33	+0,91	< 2,6

Выводы

1. Отношения амплитуды эффекта A к статистической ошибке подчиняются нормальному распределению Гаусса для области A/σ от $-\infty$ до $+2{,}1$. Это означает, что бóльшая часть исследованных объектов не дает заметного потока γ-квантов.

2. Часть исследованных объектов (с $A/\sigma > 2{,}1$) являются источниками γ-излучения. С высокой степенью достоверности можно считать, что если при наблюдении какого-либо источника получено отношение $A/\sigma > 2{,}7$, то он является источником γ-квантов.

Список объектов с $A/\sigma > 2{,}1$, за исключением пульсара MP 0254, представлен в [1]. Это главным образом пульсары, неотождествленные объекты, наблюдавшиеся как источники γ-квантов с энергией $> 10^8$ эВ, и объекты, наблюдавшиеся только как источники γ-квантов сверхвысокой энергии.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность А. Б. Северному и Н. В. Стешенко за постоянную поддержку в проведении этой работы.

Декабрь 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Степанян А. А., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Фомин В. П.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, **53**, 29.
2. *Фомин В. П., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Степанян А. А.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, **53**, 59.
3. *Fazio G. G., Helmken H. F., O'Mangain E. O., Weekes T. C.*— Astrophys. J. Lett., 1972, **175**, L 117.
4. *Grindlay J. E., Helmken H. F., Weekes T. C.*— Astrophys. J., 1976, **209**, 592.
5. *Grindlay J. E., Helmken H. F., Brown R. H.* et al.— Astrophys. J. Lett., 1975, **197**, L 9.
6. *Vladimirsky B. M., Stepanian A. A., Fomin V. P.* 13th Intern. Conf. Cosmic Rays, v. 1. Denver, 1973, p. 456.
7. *Hermsen W., Bennett K., Bignami G. F.* et al.— 12th ESLAB Sympos. Frascati, Italy, 24—27 May, 1977, p. 13.
8. *Степанян А. А., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Фомин В. П.*— Астрон. ж., 1977, **54**, 515.
9. *Фомин В. П.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **56**, 35.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

Cyg X-3 — СВЕРХНОВАЯ ДЕВЯТНАДЦАТОГО ВЕКА?

Б. М. Владимирский

Приведены некоторые аргументы в пользу предположения, что Cyg X-3 содержит в качестве одной из компонент двойной системы пульсар с возрастом порядка 10^2 лет и является, следовательно, ранним этапом эволюции системы типа двойного пульсара PSR 1913 + 16. Если энергетический спектр релятивистских электронов, ответственных за синхротронное излучение в радиодиапазоне, простирается до $\sim 10^{12}$ эВ, синхротронное излучение вносит некоторый вклад в светимость источника в инфракрасном и рентгеновском диапазонах. Гамма-излучение в области 10^8—10^{12} эВ может быть объяснено как тормозное излучение этих электронов в плазме, окружающей систему. Для объема с характерным размером $5 \cdot 10^{11}$ см (разделение компонент) необходимо принять плотность плазмы $\sim 10^{12}$ см$^{-3}$, напряженность магнитного поля ~ 70 Э, концентрацию релятивистских электронов с энергией больше 10 МэВ около $\sim 10^8$ см$^{-3}$.

IS X-RAY SOURCE Cyg X-3 A SUPERNOVA OF NINETEENTH CENTURY?, by *B. M. Vladimirsky*.— Some arguments are presented that a binary system Cyg X-3 contains a pulsar, with the age $\sim 10^2$ years as one component of binary system. May be the object is analogous to binary pulsar PSR 1913 + 16 at early stage of evolution. Synchrotron emission pay some contribution to infrared and hard X-ray luminosity of the source if the spectrum of high-energy electrons continues up to 10^{12} eV. Gamma radiation 10^8—10^{12} eV of Cyg X-3 may be explained as the bremsstrahlung of such electrons in plasma surrounding the system. It's necessary to assume number density of plasma approximately 10^{12} cm^{-3} for the volume with the radius $5 \cdot 10^{11}$ cm (the distance between the components). Intensity of magnetic field at the same distance is about 70 Oe and the concentration of electrons with the energy >10 MeV is $\sim 10^8$ cm^{-3}.

Рентгеновский источник Cyg X-3 по некоторым своим характеристикам существенно отличается от изученных к настоящему времени двойных рентгеновских систем (Her X-1, Cen X-3, 3U 0900—40 и др.). О природе этого объекта высказано много всяких идей и соображений, однако этот вопрос все еще остается неясным. У исследователей нет единой точки зрения даже о причинах периодических (период $0^d.2$) изменений интенсивности, наблюдаемых в рентгеновском и инфракрасном диапазонах. Большинство авторов полагает, что период $0^d.2$ обусловлен орбитальным движением и Cyg X-3 — тесная двойная система. Вместе с тем высказывались предположения, что этот период является периодом собственного вращения нейтронной звезды [1] или периодом прецессии аналогичного объекта с очень быстрым вращением [2]. В качестве компонент двойной системы предлагались все мыслимые комбинации: обе компоненты — карликовые звезды (аналог систем типа U Gem) [3], пульсар с массивной звездой [4], «черная дыра» плюс массивная звезда [5]. Источником энергии предполагается аккреция (требуется обеспечить светимость не менее 10^{38} эрг/с).

Обнаружение переменного гамма-излучения Cyg X-3 в области сверхвысоких энергий $E_\gamma \gtrsim 10^{12}$ эВ [6, 7] позволяет высказать некоторые дополнительные соображения о его природе. В связи с этим ниже анализируются основные наблюдательные данные о Cyg X-3 с учетом измерений в гамма-диапазоне.

1. Сводка наблюдательных данных. Cyg X-3 как пульсар с малым возрастом в тесной двойной системе

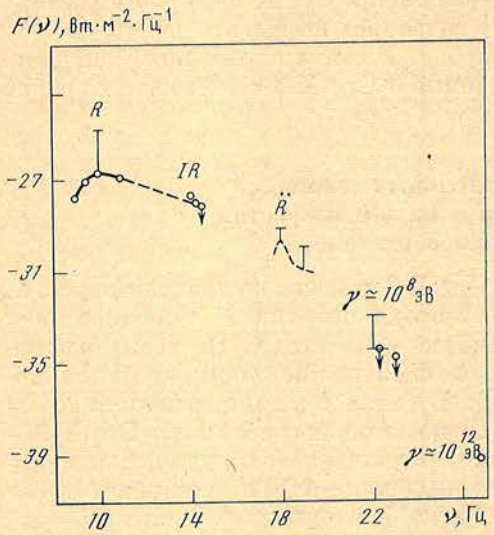
Все основные данные наблюдений Cyg X-3 сведены на диаграмме рис. 1, где по ординате отложена величина потока энергии $F(\nu)$, отнесенная к единичной полосе частот, а по абсциссе — частота ν. По всему наблюдаемому диапазону электромагнитного спектра источник является переменным (в качестве обзора см. [8]). В связи с этим отмечены пиковые значения потока и средние величины. Существенная особенность Cyg X-3 — частые (раз в 1—1,5 месяца) вспышки в радиодиапазоне, где поток меняется в сотни раз. Стационарный уровень близ ~1 ГГц составляет сотые доли единицы потока (10^{-26} Вт·м$^{-2}$Гц$^{-1}$), на более высоких частотах — заметно больше (~0,1 ед. потока), так что в «спокойном» состоянии спектр «заваливается» в сторону низких частот. Для компоненты радиоизлучения, связанной с возмущенными периодами, нет сомнений, что это — синхротронная эмиссия, поскольку по крайней мере дважды наблюдалась сильная линейная поляризация [9]. Спектральный индекс для таких интервалов времени составляет 0,3—0,4. Общая энергия, выделяемая во время вспышек в виде релятивистских электронов, порядка 10^{42}—10^{44} эрг.

В инфракрасной области излучение, видимо, также состоит из двух компонент: периодической ($0^d.2$; амплитуда ~15%; вариации происходят в фазе с изменениями рентгеновского излучения) и наложенных на эту компоненту всплесков излучения с продолжительностью от минут до многих часов [10, 11]. Период в некоторые дни не обнаруживается.

Наиболее сложным является рентгеновский участок спектра. Квазитепловой спектр 4—20 кэВ с эмиссионной линией железа (~7 кэВ) «обрезан» со стороны малых энергий. В сторону увеличения энергии спектр продолжается, вероятно, по степенному закону. Интенсивность меняется с периодом $0^d.2$. В относительно мягкой области $\lesssim 10$ кэВ общий уровень излучения может от одного интервала наблюдений к другому измениться в четыре раза. При этом изменяется как амплитуда (обычно составляет ~0,4), так и форма световой кривой (обычно довольно близкая к синусоиде). Изменения интенсивности в области малых и больших энергий происходят независимо [12], так что и в рентгеновском диапазоне, вероятно, имеет место наложение двух составляющих излучения (возможно, с разными механизмами генерации).

Наличие гамма-излучения Cyg X-3 можно считать надежно установленным как для энергий ~10^8 эВ [13, 14], так и в области сверхвысоких энергий $\gtrsim 10^{12}$ эВ [6, 7]. На рис. 1 для энергий ~10^8 эВ отмечены крайние значения потоков, полученные разными авторами. Для названных значений энергии присутствуют периодическая составляющая $0^d.2$ и спорадическая компонента, чем и объясняются, вероятно, существенные изменения интенсивности от одного интервала наблюдений к другому. Спектр гамма-излучения в области сверхвысоких энергий для спорадической компоненты оказывается довольно крутым — значительно круче, чем это следует из значения потоков на рис. 1.

Для определения природы источника очень важным является факт обнаружения гамма-излучения сверхвысокой энергии от Cyg X-3. Дело в том, что источниками, интенсивно излучающими в этом диапазоне спектра, являются в Галактике только «молодые» пульсары NP 0532 и PSR 0833 [15, 16]. Аналогичное заключение следует из результатов наблюдений



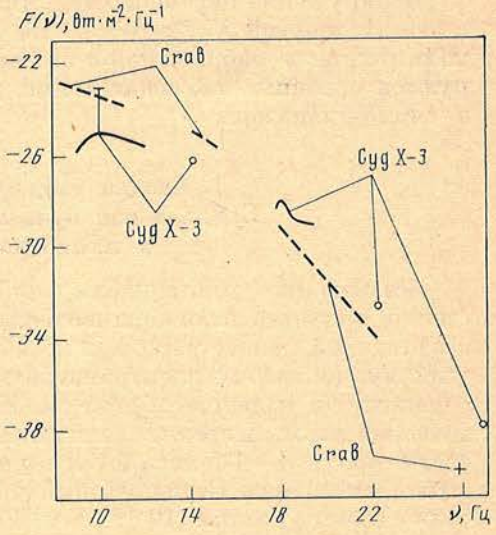


Рис. 1. Энергетический спектр Cyg X-3 во всем диапазоне частот

R — радиоизлучение; IR — инфракрасное излучение; $\ddot{R}$ — рентгеновское излучение; $\gamma \approx 10^8$ эВ и $\gamma \approx 10^{12}$ эВ — гамма-излучение. Величины потоков взяты из литературы, цитированной в тексте. Шкалы логарифмические

Рис. 2. Энергетические спектры Cyg X-3 и Крабовидной туманности, приведенные к одному и тому же расстоянию 1,7 кпс

пульсаров на спутнике САС-2 в области энергий $\sim 10^8$ эВ [14]. Таким образом, то, что Cyg X-3 гамма-источник, является серьезным аргументом в пользу предположения [4, 17, 18] о присутствии в этой системе «молодого» пульсара. Такое предположение позволяет понять и еще одну важную особенность Cyg X-3, отличающую этот объект от других двойных рентгеновских систем, — мощное радиоизлучение: даже в «спокойном» состоянии отношение потока радиоизлучения к потоку рентгеновского излучения Cyg X-3 на два порядка больше, чем у Sco X-1 и Cyg X-1.

В связи с рассматриваемым предположением интересно сравнить Cyg X-3 с Крабовидной туманностью и пульсаром NP 0532. Это сделано на рис. 2, где нанесены спектры электромагнитного излучения обоих объектов, приведенные к одному и тому же расстоянию 1,7 кпс. Расстояние до Cyg X-3 принималось 10 кпс. Из рис. 2 видно, что начиная с жесткого рентгена светимость Cyg X-3 значительно выше таковой Крабовидной туманности. В гамма-диапазоне $\sim 10^8$ эВ светимость Cyg X-3 выше в десятки раз, а в области сверхвысоких энергий — это самый мощный известный источник в Галактике. При энергии квантов 10^{12} эВ его светимость в ~ 600 раз выше светимости PSR 0833! Как известно, светимость пульсара должна быстро падать с его замедлением. Поэтому из рис. 2 следует, что возраст гипотетического пульсара в Cyg X-3 должен быть меньше возраста NP 0532 — при условии, что массы и магнитные моменты пульсаров примерно одинаковы.

А. И. Цыган [19] представил некоторые соображения в пользу предположения, что пульсар в Cyg X-3 является «молодым» в эволюционном смысле — из-за очень медленной потери вращательного момента по причине малого магнитного поля. Из изложенного ниже, однако, ясно, что имеющиеся наблюдательные данные не противоречат и предположению о хронологической «молодости» пульсара, так что эти альтернативы могут рассматриваться как равноправные.

Если в системе Cyg X-3 находится «молодой» пульсар, то логично предположить (как это сделано в [4, 17]), что вспышки в радиодиапазоне у

этого объекта обусловлены активностью пульсара (типа «звездотрясений») и аналогичны по своей природе оптической активности, наблюдаемой фотометрически близ NP 0532 в Крабовидной туманности. Если такое предположение справедливо, можно грубо оценить возраст пульсара. Будем исходить из предположения, что причина, приводящая к «звездотрясению», накапливается при замедлении пульсара. «Звездотрясение» имеет место, когда период P увеличивается на ΔP, так что $\Delta P/P \sim 10^{-4}$. Такое соотношение следует, например, из модели этого явления Р. Паккарда [20] и модельных экспериментов [21]. Имеем

$$\frac{\Delta P}{P} \simeq \frac{\dot{P}\tau}{P} = \frac{2\dot{P}}{P}\frac{\tau}{2} = \frac{\tau}{2t} \approx 10^{-4},$$

т. е. возраст пульсара $t = P/2\dot{P}$ ($\dot{P}$ — скорость замедления) пропорционален (в среднем) интервалу между «звездотрясениями» τ.

Если принять, что вспышки Cyg X-3 следуют в среднем раз в месяц, а цикл активности в Крабовидной туманности 3 месяца, возраст пульсара в Cyg X-3 в три раза меньше возраста NP 0532. Из аналогичных рассуждений следует, что период пульсара в Cyg X-3, пропорциональный $\sqrt{\tau}$, не должен превышать $\sim$19 мс. Период и возраст должны быть на самом деле меньше, так как на самых ранних этапах эволюции пульсара индекс замедления больше. При этих рассуждениях вновь предполагалось, что пульсары близки по массе и имеют магнитные поля одного порядка.

Таким образом, предположение о наличии в системе Cyg X-3 пульсара с малым возрастом позволяет понять важнейшие особенности объекта. Можно выдвинуть следующую качественную модель Cyg X-3. Пульсар с возрастом порядка 10^2 лет является компонентой двойной системы. Период $0^d.2$ является орбитальным периодом. Расстояние между компонентами тогда $\sim 2R_\odot$, и вторая компонента системы должна быть звездой умеренной массы. Излучение пульсара приводит к интенсивному нагреву поверхности этой звезды и испарению ее атмосферы. Поэтому система оказывается окруженной плазменным облаком. Облако заполнено релятивистскими электронами, теряющими энергию на синхротронное излучение. Плотность релятивистских частиц значительно возрастает в интервале времени повышенной активности пульсара («звездотрясений»).

Изменения интенсивности по всему спектру излучения с периодом, равным орбитальному периоду, могут быть обусловлены эллиптичностью орбиты (интенсивность в перицентре выше, чем в апоцентре) и рассеянием излучения пульсара и звезды на окружающем систему газе (например, по схеме оболочки, предложенной в [22]). Возможно, что недавно обнаруженный в рентгеновском излучении период $17^d,0$ [23, 24] соответствует собственному периоду вращения звезды — второй компоненты системы.

Можно предположить далее, что аналогом Cyg X-3 является не система типа Her X-1, а двойной пульсар PSR 1913 + 16, чей орбитальный период составляет, как известно, 7^h45^m. PSR 1913 + 16 можно рассматривать, следовательно, как более поздний этап эволюции системы типа Cyg X-3.

2. Cyg X-3 как остаток сверхновой

Согласно широко распространенной сейчас точке зрения, пульсары образуются при вспышках сверхновых. Поэтому следствием предположения, изложенного выше, должно быть наличие оптической вспышки 100—200 лет назад. Нетрудно оценить видимую звездную величину возможной сверхновой в период максимума блеска, задавшись известными абсолютными величинами сверхновых. Величина межзвездного поглощения в направлении Cyg X-3 для визуальной области составляет[1] около 9^m. Прини-

[1] Автор очень признателен Л. П. Метик, получившей оценку поглощения в направлении этого объекта.

мая, как и прежде, расстояние до Cyg X-3 в 10 кпс, получим, что видимый блеск в эпоху максимума будет порядка $\gtrsim +5^m$ для сверхновой I типа и $\gtrsim +6^m$ для сверхновой II типа.

В текущем столетии такая вспышка, скорее всего, была бы замечена. Можно думать поэтому, что возраст пульсара, вероятно, не менее 100 лет, если оценки блеска справедливы.

После взрыва должна наблюдаться оболочка, излучающая в радиодиапазоне и мягкой рентгеновской области. В качестве верхнего предела потока радиоизлучения от оболочки можно взять минимальное значение потока от Cyg X-3, наблюдаемого в «спокойном» состоянии. На частоте порядка 1 ГГц этот минимальный поток составляет около $7 \cdot 10^{-2}$ ед. потока [11] (возможно, он может быть еще меньше [25]). Легко убедиться, что при таком значении потока хорошо известное соотношение $D^4\Sigma = \mathrm{const}$, связывающее диаметр оболочки D и радиояркость Σ остатка сверхновой, не выполняется для сколько-нибудь разумного значения диаметра (диаметр можно оценить, задавшись скоростью расширения и возрастом). По этой причине, если Cyg X-3 и можно рассматривать как остаток сверхновой, источник должен принадлежать к классу пекулярных остатков сверхновых — объектов, характеризующихся пониженной радиояркостью, отсутствием ясно выраженной оболочечной структуры и наличием центральной яркой области. К таким объектам относится прежде всего Крабовидная туманность, а также радиоисточники G 292 + 1.8; G 21.5—09 и некоторые другие [26]. Если принять приведенную выше величину потока Cyg X-3 близ 1 ГГц за излучение оболочки и предположить, что радиояркость Крабовидной туманности и Cyg X-3 на этой частоте одинаковы, то диаметр оболочки Cyg X-3 должен быть порядка 0,1 пс. Эта величина кажется вполне разумной, если время, истекшее после взрыва, порядка 10^2 лет. Угловые размеры такой оболочки очень малы, $\sim 2''$. Имеющиеся данные радионаблюдений, по-видимому, не исключают наличия подобной оболочки близ Cyg X-3.

Особенность остатков сверхновых типа Крабовидной туманности — сравнительно малая доля энергии оболочки по отношению к общей энергии взрыва. Для Крабовидной туманности эта доля составляет, как известно, $\sim 10^{-4}$ по сравнению со «стандартной» величиной $\sim 10^{-2}$ [27]. Если как сверхновая вспыхивает одна из компонент двойной системы, система остается связанной в случае, когда импульс, полученный пульсаром при взрыве (и выбросе оболочки), не слишком велик. Это требование, очевидно, выполняется (при прочих равных условиях) тогда, когда масса оболочки мала по отношению к массе пульсара. Тем самым принадлежность Cyg X-3 к группе пекулярных остатков сверхновых, возможно, является следствием двойственности системы.

Что касается рентгеновского излучения оболочки, то, используя теорию [27], можно убедиться, что светимость центральной части источника много больше светимости оболочки — даже очень мощной, типа оболочки Cas A.

Резюмируя эту часть обсуждения, можно сказать, что имеющиеся наблюдения не противоречат предположению об образовании пульсара (вспышке сверхновой) в Cyg X-3 примерно 100 лет назад.

3. Cyg X-3 как источник тормозного гамма-излучения релятивистских электронов

На основании описанной выше качественной картины можно теперь провести некоторые количественные оценки, имея в виду выяснение возможного механизма генерации гамма-излучения. Исходной предпосылкой является предположение (по аналогии с Крабовидной туманностью), что спектр электронов продолжается в область сверхвысоких энергий. Когда их плотность увеличивается в интервалы времени повышенной активности

пульсара, синхротронное излучение этих электронов возрастает и может наблюдаться в инфракрасной области (всплески). Увеличение светящегося объема приводит к отсутствию периода $0^d.2$. Частицы сверхвысокой энергии высвечиваются при этом в области жесткого рентгеновского излучения, где возросшее синхротронное излучение становится сравнимо с квазитепловым излучением.

Необходимо, очевидно, учитывать имеющиеся данные о некоторых параметрах плазменного облака, окружающего систему. В частности, скорость потери массы системой $\dot{M}/M < 10^{-5}$ год$^{-1}$ — результат, следующий из оценки стабильности периода $0^d.2$ [28]. Анализ радионаблюдений в период развития радиовспышек [29] показывает, что облако делается оптически тонким на частотах в несколько ГГц на расстоянии от источника $\sim 10^{14}$ см. На этом расстоянии согласно [29] плотность плазмы $\sim 10^7$ см$^{-3}$, напряженность магнитного поля $\lesssim 0{,}1$ Гс, показатель спектра релятивистских электронов $\gamma \approx 2{,}3 \div 1{,}4$. В дальнейшем принимается $\gamma = 2{,}0$. Такое значение показателя соответствует среднему значению спектрального индекса 0,5 в широком диапазоне частот и равно показателю, получаемому обычно для ускорительных механизмов пульсаров [30]. Поскольку все оценки делаются по порядку величины, вероятное изменение γ (и спектрального индекса) с энергией не учитываются.

Электроны могут генерировать гамма-кванты благодаря обратному комптоновскому рассеянию на фотонах поля излучения системы и тормозному излучению на ионах плазменного облака. Комптоновское рассеяние требует явно неприемлемых значений некоторых параметров и приводит к спектру гамма-излучения более крутому, чем это следует из рис. 1. (Авторы [31], проводившие оценки интенсивности комптоновского излучения для энергий 10^8 эВ, вопрос о спектре не рассматривали.) Подходящий наклон спектра при $\gamma = 2{,}0$ дает тормозное излучение. Дополнительным аргументом в пользу выбора именно этого механизма излучения являются также соображения Аллера и Дента [32] о важности тормозных потерь радиоизлучающих электронов 10^7 — 10^9 эВ при развитии радиовсплесков.

Применяя обычное выражение для светимости единицы объема синхротронного излучения [33] и предполагая величину потока синхротронной эмиссии в инфракрасной области порядка наблюдаемой, можно получить для объема с радиусом $5 \cdot 10^{11}$ см (это несколько больше расстояния между компонентами системы)

$$K_e H_\perp^{3/2} \approx 3 \cdot 10^6,$$

где K_e — коэффициент пропорциональности в спектре релятивистских электронов, а $H_\perp$ — напряженность магнитного поля в излучающей области. Порядок величины H можно получить также путем экстраполяции вглубь значения напряженности поля от расстояния 10^{14} см (см. выше). Предполагая цилиндрическую симметрию и используя, следовательно, закон $1/r$, получим H ($r = 5 \cdot 10^{11}$ см) $\approx 10^2$ Гс. Приблизительно такое же значение для $K_e H_\perp^{3/2}$ получается, если принять, что рентгеновское излучение $\gtrsim 30$ кэВ также является синхротронной эмиссией.

Из среднего значения потока гамма-излучения с энергией $\sim 10^{12}$ эВ (см. рис. 1) можно получить оценку произведения параметров $K_e n_i$ (n_i — плотность плазмы) для того же объема, если использовать выражение для объемной светимости тормозного излучения ультрарелятивистских электронов со степенным спектром в плазме (слабое экранирование) [34]. При этом приходится сделать предположение (довольно грубое) об идентичности светящихся объемов и о том, что весь поток гамма-излучения с энергией $\sim 10^{12}$ эВ тормозного происхождения (хотя, возможно, имеет место вклад и от ядерной компоненты). Нормируя K_e к плотности электронов n_e с минимальной энергией 10^7 эВ, получаем

$$n_e n_i \approx 1{,}5 \cdot 10^{20}$$

и после аналогичной нормировки первого соотношения

$$n_e H_\perp^{3/2} \approx 5 \cdot 10^{10}.$$

Этим соотношениям и данным о напряженности магнитного поля на расстоянии $r \approx 10^{14}$ см можно приближенно удовлетворить, если принять

$$n_e(E_e \geqslant 10^7 \text{ эВ}, \ r = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}) \approx 10^8 \text{ см}^{-3}.$$

Тогда напряженность магнитного поля на этом же расстоянии $H_\perp \approx 70$ Гс и плотность плазмы $n_i \approx 10^{12}$ см$^{-3}$. Масса облака при этом $< 10^{-5}\ M_\odot$. Значения потоков энергии гамма-излучения при $E_\gamma = 10^8$ эВ и $E_\gamma \approx 10^{12}$ эВ не вполне точно соответствуют спектру E^{-1}. Это несоответствие — результат не только разновременности измерений, но и вероятного увеличения крутизны спектра с энергией [1].

Замечательно, что в [35] получаются те же значения для n_i, n_e и $H_\perp$ исходя из совершенно других данных — радиоизлучения объекта в «спокойном» состоянии.

Таким образом, гипотеза о тормозной природе гамма-излучения Cyg X-3 вполне соответствует имеющимся данным наблюдений при некоторых разумных предположениях. Следует подчеркнуть, что относительно высокие значения потоков гамма-излучения обусловлены — в рамках изложенной выше схемы — активностью пульсара и должны сильно варьировать.

Заключение

Изложенные выше соображения позволяют предположить, что Cyg X-3 в отличие от других двойных рентгеновских систем не является аккрецирующим объектом. Вероятно, что одной из компонент этой системы является пульсар с возрастом $\sim 10^2$ лет — предположение, высказанное впервые в [4]. Активность этого пульсара, аналогичная активности NP 0532 в Крабовидной туманности, приводит к относительно высокой концентрации релятивистских электронов в облаке плазмы, окружающем систему. Эти электроны высвечиваются благодаря синхротронным потерям в магнитном поле, напряженность которого на расстоянии $\sim 5 \cdot 10^{11}$ см составляет ~ 70 Гс. Эти же электроны благодаря тормозному излучению дают гамма-кванты вплоть до энергий $\sim 10^{12}$ эВ. Их плотность составляет не менее $n_e(E_e \geqslant 10^7 \text{ эВ}) \approx 10^8$ см$^{-3}$. Из-за эллиптичности орбиты поток излучения изменяется с орбитальным периодом $0^d.2$ (в перицентре поток излучения выше). Возможно, Cyg X-3 является более ранним этапом эволюции системы PSR 1913 + 16. Если это представление хотя бы в общих чертах правильно, имеет смысл провести поиски радиоизлучающей оболочки около Cyg X-3 ($D \approx 2''$). Спорадическая компонента инфракрасного излучения λ 2,2 мкм должна быть сильно линейно поляризована. Линейная поляризация должна также присутствовать в рентгеновском излучении с энергией $\gtrsim 30$ кэВ. Вариации интенсивности в инфракрасной области в жестком рентгене и гамма-диапазоне должны коррелировать. В жестком рентгене и гамма-квантах может присутствовать периодическая компонента излучения пульсара, чей период не должен превышать ~ 19 мс.

Автор весьма признателен А. Б. Северному, В. Л. Гинзбургу, Н. М. Шаховскому, А. И. Цыгану за обсуждение и критику, а также Л. П. Метик за оценку межзвездного поглощения в направлении Cyg X-3.

Декабрь 1977 г.

---

[1] Время жизни электронов для тормозных и синхротронных потерь при полученных значениях n_i и $H_\perp$ при 10^{12} эВ отличается в 10^4 раз, что требует предположения о существенной анизотропии распределения электронов по питч-углам. Такое предположение в данном случае представляется естественным.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Сюняев Р. А.*— Письма в Астрон. ж., 1976, 2, 334.
2. *Treves A.*— Nature. Phys. Sci., 1973, **242**, 121.
3. *Davidson A., Ostriker J. P.*— Astrophys. J., 1974, **189**, 331.
4. *Basko M. M., Sunyaev R. A., Titarchuk L. G.*— Astron. and Astrophys., 1974, **31**, 249.
5. *Shields G. A., Wheeler J. C.*— Astrophys. Lett., 1976, **17**, 69.
6. *Владимирский Б. М., Степанян А. А., Фомин В. П.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **51**, 3.
7. *Степанян А. А., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Фомин В. П.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, **55**, 157.
8. *Tananbaum H., Tucker W. H.* In: X-ray astronomy. Ed. R. Giacconi, H. Gursky. Dordrecht. D. Reidel Publ. Co, 1974, p. 207.
9. *Ledden J. E., Hodge P., Aller H. D.*— Nature, 1976, **262**, 669.
10. *Becklin E. E., Neugebauer G., Hawkins F. J.* et al.— Nature, 1973, **245**, 302.
11. *Mason K. O., Becklin E. E., Blankenship L.* et al.— Astrophys. J., 1976, **207**, 78.
12. *Ulmer M. P., Baity W. A., Wheaton W. A.*— Astrophys. J., 1974, **192**, 691.
13. *Гальпер А. М., Кириллов-Угрюмов В. Г., Курочкин А. В.* и др.— Письма в Астрон. ж., 1976, **2**, 524.
14. *Hartman R. C., Fichtel C. E., Kniffen D. A.* et al.— In: The structura and content of the galaxy and galactic gamma-rays.— Proc. NASA Symp. Greenbelt, 1976, p. 12.
15. *Fazio G. G.* In: Gamma ray astrophysics.— Proc. NASA Symp. Washington, 1973, p. 153.
16. *Grindlay J. E., Helmken H. F., Brown R. H.* et al.— Astrophys. J., 1975, **201**, 82.
17. *Hjellming R. M.*— Science, 1973, **182**, 1089.
18. *Bignami G. F., Maraschi L., Treves A.*— Astron. Astrophys., 1977, **55**, 155.
19. *Цыган А. И.*— Письма в Астрон. ж., 1977, **3**, 300.
20. *Packard R. E.*— Phys. Rev. Lett., 1972, **28**, 1080.
21. *Цакадзе Дж. С., Цакадзе С. Дж.*— УФН, 1975, **115**, 503.
22. *Milgrom M.*— Astron. and Astrophys., 1976, **51**, 215.
23. *Holt S. S., Boldt E. A., Serlemitsos P. S.* et al.— Nature, 1976, **260**, 592.
24. *Holt S. S.*— Proc. Roy. Soc. London, 1976, **A350**, 505.
25. *Braes L. L., Miley G. K.* In: X- and gamma-ray astronomy. IAU Symp. N 55, Ed. H. Bradt, R. Giacconi, Dordrecht-Boston, 1973, p. 86.
26. *Lockhart I. A., Goss W. M., Gaswell J. L., McAdam W. B.*— Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 1977, **179**, 147.
27. *Шкловский И. С.* Сверхновые звезды. М.: Наука, 1976.
28. *Parsignault D. R., Schreier E., Grindlay J., Gursky H.*— Astrophys. J. Lett., 1976, **209**, L 73.
29. *Gregory P. C., Seaquist E. R.*— Astrophys. J., 1974, **194**, 715.
30. *Rengarajan T. N.*— Astrophys. Space Sci., 1975, **32**, 55.
31. *Fabian A. C., Blandford R. D., Hatchet S. P.*— Nature, 1977, **266**, 512.
32. *Aller H. D., Dent W. A.*— Nature. Phys. Sci., 1972, **239**, 121.
33. *Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И.* Происхождение космических лучей. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
34. *Blumenthal G. R., Gould R. J.*— Rev. Mod. Phys., 1970, **42**, 237.
35. *Seaquist E. R., Gregory P. C.*— Astrophys. Lett., 1977, **18**, 65.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

ПЕРВИЧНЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ, ГАММА-НАБЛЮДЕНИЯ С АЭРОСТАТОВ И ВОЗМУЩЕНИЯ МАГНИТОСФЕРЫ

Б. М. Владимирский

Из анализа результатов измерений интенсивности и спектра галактических электронов с энергией 10^9—10^{10} эВ, проведенных различными группами на протяжении последнего десятилетия, следует, что имеющиеся расхождения в результатах обусловлены не только систематическими ошибками, но и реальными вариациями интенсивности. Эти вариации интенсивности связаны с магнитосферными возмущениями. Поток электронов с энергией 10^9—10^{10} эВ возрастает не менее чем вдвое, когда $A_p > 10$. Явление, видимо, обусловлено осаждением частиц из пояса радиации высокоэнергичных электронов [5]. Тормозное излучение осаждающихся электронов (гамма-кванты 10^7—10^8 эВ) является серьезной помехой при проведении гамма-астрономических наблюдений с аэростатов и низколетящих спутников.

A PRIMARY HIGH-ENERGY ELECTRONS, GAMMA-RAY OBSERVATIONS AT THE BALLOONS AND MAGNETOSPHERIC DISTURBANCES, by *B. M. Vladimirsky*.— As the analysis shows the discrepancies between the results of galactic electron intensities measurements of different experimental groups are caused not only systematic errors but real variations of the flux near $10^9 \div 10^{10}$ eV. These variations are connected with magnetospheric disturbances. The electron flux with the energy 10^9—10^{10} eV increases by factor 2 when A_p-index during the balloon flight is > 10. This phenomenon probably is caused by the precipitation of electrons from high energy particle radiation belt [5]. The bremsstrahlung of precipitating electrons (gamma-quanta with the energies 10^7—10^8 eV) may be prevent for gamma-astronomical observations at the balloons and low orbiting satellites.

Общеизвестно, какое важное значение для астрофизики высоких энергий имеют данные об интенсивности и спектре первичных электронов космических лучей. Особую актуальность этот вопрос приобрел, в частности, для гамма-астрономии в связи с вопросом о природе гамма-излучения Галактики. На протяжении последнего десятилетия измерения спектра электронов проводились многими авторами. Вследствие малой абсолютной интенсивности электронов и присутствия фона тяжелых заряженных частиц в этих экспериментах обычно используется сложная и громоздкая аппаратура, поднимаемая в стратосферу на аэростатах.

Известно далее, что для энергий электронов > 2 ГэВ, где эффекты солнечной модуляции становятся пренебрежимо малы, между результатами измерений разных экспериментальных групп имеют место значительные расхождения. Если представлять спектр электронов, как это обычно делается, степенным законом, то показатель спектра варьирует от 2,4 до 3,4. При этом ошибка для каждой отдельной серии измерений составляет обычно около $\pm$ 0,1. Абсолютные величины потоков для данной энергии различаются в несколько раз. Для энергии частиц порядка 10 ГэВ это различие значительно превышает статистическую ошибку измерений. Пред-

полагалось, что эти расхождения обусловлены наличием систематических ошибок. Нет сомнений, что определенная часть обсуждаемых расхождений связана именно с этой причиной. Вместе с тем обращают на себя внимание следующие закономерности, которые нетрудно заметить из рассмотрения совокупности имеющихся данных измерений.

1. Разброс значений интенсивности электронов от одних экспериментов к другим (крайние значения интенсивности для данной энергии) не зависит от энергии. Во всяком случае, он не возрастает с увеличением энергии от $\sim$10 до $\sim$100 ГэВ. Если отнести величину этого разброса к значению ошибок, приводимых авторами, то разброс даже уменьшается с возрастанием энергии частиц. Это обстоятельство едва ли можно объяснить одними только систематическими ошибками, потому что при относительно малых энергиях в большинстве случаев проводилась калибровка приборов на ускорителях. Казалось бы, систематические ошибки должны увеличиваться с возрастанием энергии. Отмеченный факт мог бы скорее свидетельствовать о том, что разброс связан с реальными изменениями потока, зависящими от энергии.

2. Прямым указанием на именно такое истолкование различий в интенсивности является то, что разброс в величине потока электронов наблюдается и для тех экспериментов, которые проводились одним и тем же прибором, но в разное время.

3. Как отмечается в [1], различие в абсолютной интенсивности не обнаруживает тенденции к уменьшению с развитием техники эксперимента. Измерения, проведенные в последние годы с весьма совершенной аппаратурой, показывают в общем такой же разброс, какой отмечался для измерений, выполненных в 60-х годах.

Отмеченные факты явно указывают на возможное присутствие реальных вариаций интенсивности потока первичных электронов с энергиями порядка нескольких ГэВ и выше. Естественно возникает вопрос о природе этих вариаций. Существенные изменения первичного потока могли бы быть вызваны, в частности, следующими причинами.

1. Существование сильной анизотропии потока электронов, типа обсуждавшейся в [2]. Анализ данных измерений разных авторов, однако, не подтверждает такого предположения (хотя и не опровергает его). Систематических изменений интенсивности для измерений, проведенных в различные интервалы звездного времени, не обнаруживается.

2. Наличие относительно близко расположенного переменного источника электронов высокой энергии. Таким источником мог бы быть, например, ненаблюдаемый пульсар, находящийся от Солнца на расстоянии нескольких парсеков. В этом случае относительно высокие значения потока электронов наблюдались бы во всех экспериментах в какие-то определенные интервалы времени. Такой закономерности имеющиеся данные, видимо, не показывают.

3. Присутствие магнитосферных электронов высокой энергии.

В следующем разделе приводятся некоторые аргументы, свидетельствующие в пользу этого последнего предположения.

1. Вариации интенсивности первичных электронов высокой энергии и возмущения магнитосферы

Данные о наличии в пределах магнитосферы электронов высокой энергии ($\gtrsim 10^8$ эВ) накапливаются уже в течение долгого времени. Это, в частности, так называемое избыточное излучение, обнаруживаемое в измерениях на спутниках (см., например, [3]), и дополнительные потоки электронов ($\sim 10^8$ эВ), наблюдавшиеся в баллонных экспериментах [4]. Здесь, очевидно, нет необходимости обсуждать все эти результаты. Недавно Н. Л. Григоров [5] обосновал представление о существовании пояса радиации электронов высокой энергии. Для дальнейшего существенны дан-

ные о возможном осаждении частиц из этого пояса. Видимо, именно такие данные были собраны в большой серии баллонных измерений, проведенных в [4, 6, 7]. Результаты этих измерений можно резюмировать следующим образом: на средних широтах (46, 49 и 58°) на границе атмосферы существует дополнительный поток электронов с энергией в диапазоне 100—1500 МэВ. Интенсивность дополнительного потока подвержена большим вариациям (крайние значения потока различаются в 6 раз). Максимальные потоки наблюдаются в тех случаях, когда в период измерений фиксируются геомагнитные возмущения. От момента начала возмущения интенсивность электронов спадает по закону, близкому к экспоненциальному, с постоянной 20—30 ч. С увеличением энергии электронов величина этой постоянной уменьшается.

Если представить спектр электронов степенным законом, то в пределах суток, считая от начала возмущения, показатель дифференциального спектра составляет 2,1 ± 0,4. Используя [6, 7], этот спектр можно представить в виде соотношения $N(>E) = (180 \div 30)\ E^{-1,5}$ см$^{-2}\cdot$с$^{-1}\cdot$ср$^{-1}$, где E — энергия электронов в МэВ. Крайнее значение показателя взято для того, чтобы продемонстрировать, что даже в этом случае при экстраполяции спектра в область высоких энергий величина интегрального потока электронов оказывается примерно такой же, какая получается при измерениях первичных электронов (например, при 20 ГэВ — около 0,4 электрон$\cdot$м$^{-2}\cdot$с$^{-1}\cdot$ср$^{-1}$). Таким образом, если дополнительные потоки электронов [6, 7] рассматривать как осаждающиеся частицы пояса радиации высокой энергии и предполагать, что спектр этих частиц простирается до энергий в десятки ГэВ, измерения первичных электронов, выполненных в период магнитных возмущений, должны давать большие потоки по сравнению с аналогичными измерениями в спокойные интервалы.

Изучение данных измерений первичных электронов показывает, что такая ситуация и в самом деле имеет место. На рис. 1 представлена зависимость от уровня геомагнитной возмущенности дифференциального потока электронов при энергии 16 ГэВ, измеренная в серии баллонных пусков одного и того же прибора в Черчилль (59° N) в 1968—1972 гг. [8]. В качестве индекса магнитосферной возмущенности использованы планетарные значения A_p-индекса [9], усредненные за трехсуточный интервал относительно даты пуска прибора (дата пуска ± 1 день). Каждая точка — среднее за 2—3 полета, A_p-индекс соответственно является средним (за трое суток) для указанных дат измерений. Видно, что при усилении магнитосферной возмущенности ($A_p > 8$) величина потока электронов может возрасти в 2—3 раза. Корреляция исчезает, если брать интенсивности частиц более низкой энергии (порядка 1—4 ГэВ), так что этот эффект не обусловлен обычной модуляцией.

Аналогичная зависимость рис. 2 построена для измерений разных авторов (и разных приборов), проведенных на широтах с обрезающей жесткостью ~0,5 ГВ (*а*) и в средних широтах (обрезающая жесткость ~ 5 ГВ (*б*). По ординате отложена интегральная интенсивность N (> 20 ГэВ), вычисленная на основании данных разных авторов. Использованы публикации позже 1970 г. К сожалению, не все измерения оказалось возможным использовать, так как некоторые авторы не сообщают необходимую информацию о полетах. Каждая точка во многих случаях представляет среднее за два-три полета. Типичная ошибка оценена из величины ошибок показателя ±0,1 и коэффициента пропорциональности ±20%. Хотя среди использованных 10 независимых экспериментов наблюдается значительный разброс точек, тенденция к увеличению интенсивности с возрастанием A_p-индекса очевидна: для $A_p > 11$ поток в среднем в ~2,5 раза выше по сравнению с измерениями в «спокойных» условиях. Коэффициент корреляции для рис. 2, *б* составляет +0,52 ± 0,18.

Энергия захваченных электронов должна быть, естественно, ограни-

Рис. 1. Дифференциальная интенсивность I электронов с энергией 16 ГэВ по измерениям в форте Черчилль [8] в зависимости от уровня геомагнитной возмущенности (A_p-индекс) во время полета аэростата

Рис. 2. Интегральная интенсивность электронов с энергией больше 20 ГэВ N ($>$ 20 ГэВ) в зависимости от уровня возмущенности магнитосферы во время измерений

а — высокие широты ($R \approx 0{,}5$ ГВ); *б* — средние широты ($R \geqslant 5$ ГВ); числа у точек — библиографические ссылки

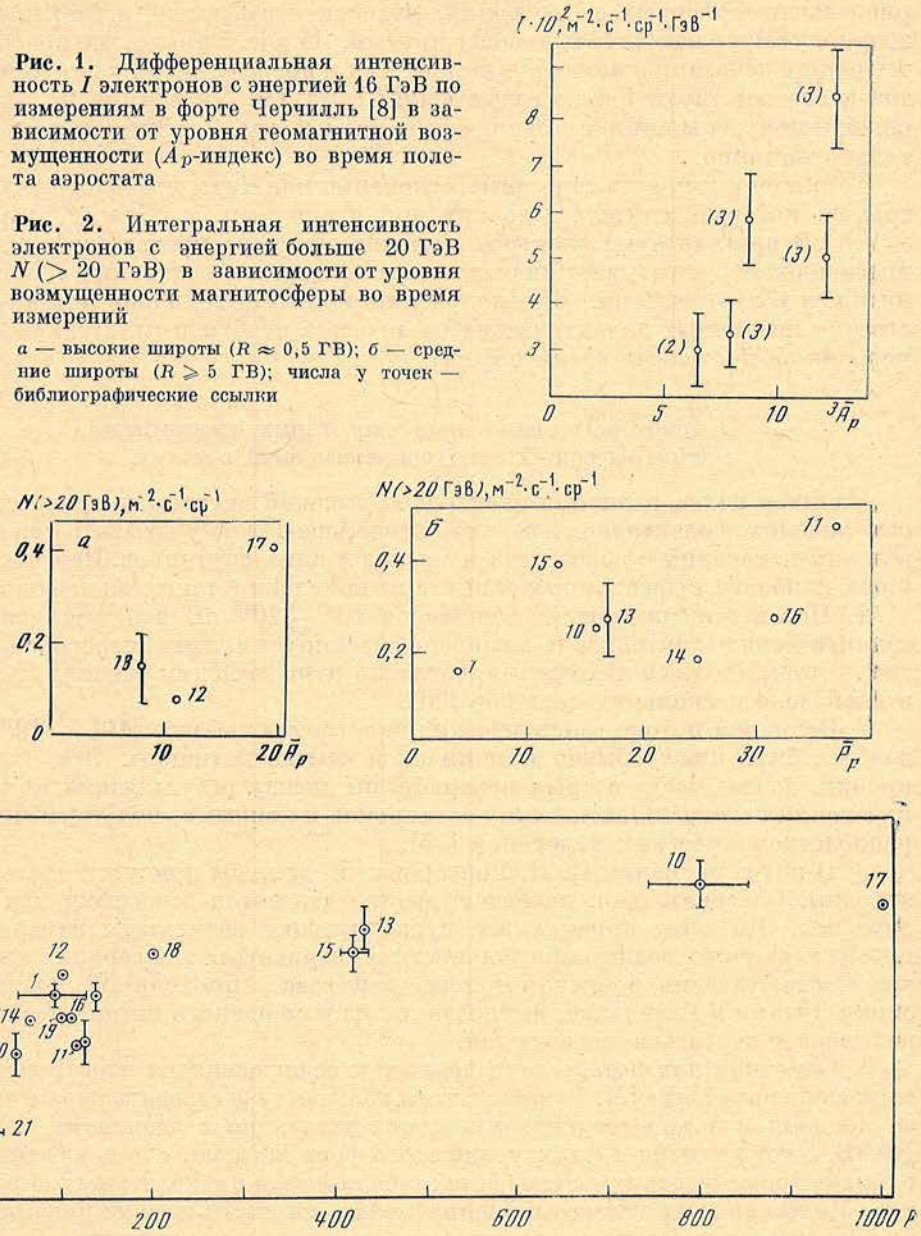


Рис. 3. Корреляция между параметрами соотношения, аппроксимирующего энергетический спектр галактических электронов

ченной. В связи с этим электроны магнитосферного происхождения должны вносить ощутимый вклад в интенсивность первичного потока до какой-то определенной энергии. Если не имеет места дополнительное ускорение при осаждении, то величина граничной энергии, вероятно, не превышает трех десятков ГэВ. В этом случае вклад осаждающихся электронов в первичное излучение должен быть особенно заметен в диапазоне 10^9 — 10^{10} эВ. Результаты измерений принято представлять в виде $N(E) = AE^{-\gamma}$. Если справедливо предположение о присутствии осаждающихся электронов в первичном потоке при этих энергиях, то можно ожидать корреляции между параметрами A и γ: в измерениях, проводившихся в пе-

риод магнитосферных возмущений, интенсивность выше, а спектр должен получаться относительно более крутым. Из рис. 3 видно, что подобная тенденция действительно наблюдается. Как и прежде, числа у нанесенных точек соответствуют библиографическим ссылкам. Указанные на рис. 3 ошибки получены авторами измерений. Данные рис. 2 и 3 перекрываются только частично.

Таким образом, есть серьезные основания полагать, что в потоке электронов, который считался до сих пор первичным, в области энергий $\sim 10^{10}$ эВ присутствуют электроны магнитосферного происхождения. Их интенсивность испытывает значительные изменения, связанные с геомагнитными возмущениями. Для получения данных о величине потока собственно первичных галактических электронов необходимы, очевидно, измерения за пределами магнитосферы.

2. О некоторых возможных следствиях присутствия магнитосферных электронов высокой энергии

Наличие пояса радиации электронов высокой энергии и присутствие осаждающихся электронов в верхней атмосфере важно учитывать при проведении измерений с аэростатов и низколетящих спутников. Перечислим ниже наиболее существенные следствия появления таких электронов.

1. Поток осаждающихся электронов 10^9 — 10^{10} эВ искажает спектр галактических электронов и, возможно, маскирует наличие перегиба спектра, который должен находиться, согласно теоретическим оценкам, где-то в диапазоне нескольких десятков ГэВ.

2. Величина потока галактических электронов в области 10^9 — 10^{10} эВ должна быть ниже обычно принимаемой сейчас величины. Это, между прочим, делает более острым противоречие между результатами прямых измерений потока галактических электронов и данными, получаемыми из радиоастрономических измерений [23].

3. В поясе радиации Н. Л. Григорова [5] должны присутствовать позитроны. Следовательно, должен существовать поток осаждающихся позитронов. По этой причине все существующие результаты измерений потока первичных позитронов должны рассматриваться как верхние пределы. Соответственно величина толщи вещества, проходимой космическими лучами в Галактике, вычисленной из измеренного потока позитронов, может оказаться завышенной.

4. Основной вид потерь захваченных и осаждающихся электронов — тормозное излучение [5]. В связи с этим должен существовать переменный во времени и в пространстве фон гамма-излучения с энергиями 10^7 — 10^8 эВ. Учет наличия и флуктуаций этого фона, видимо, очень важен при гамма-астрономических наблюдениях с баллонов и низколетящих спутников. Интенсивность гамма-излучения может достигать весьма значительных величин в периоды осаждения электронов во время магнитосферных возмущений. Это излучение является аналогом рентгеновского излучения, сопровождающего попадание в атмосферу малоэнергичных электронов в зоне полярных сияний. Именно такое излучение и наблюдали, несомненно, И. Мартин и сотрудники [24] с баллона в районе Бразильской аномалии во время магнитной бури 20.X 1973 г.

Гамма-излучение тормозного происхождения может вносить вклад не только в интенсивность диффузного излучения (аномальный разброс точек для энергий 10^7 — 10^8 эВ, вероятно, обусловлен этой причиной). Если в рассматриваемом диапазоне энергий существует осаждение электронов от локальных магнитосферных источников (такое явление хорошо известно для области малых энергий), то при баллонных измерениях возможна имитация «точечных» источников гамма-квантов. При наблюдениях прибором с большой апертурой и относительно низким угловым разрешением (управляемая искровая камера, например) на небесной сфере обычно вы

деляют ячейки с площадью в несколько десятков квадратных градусов Если в некоторой ячейке наблюдается число γ-квантов заметно большее, чем в соседних ячейках, предполагается, что данная ячейка содержит «источник». При малой статистике кратковременная анизотропия γ-излучения, связанная с «пакетом» осаждающихся электронов локального магнитосферного источника, в принципе может привести к такому эффекту. Вполне возможно, что дискретные источники γ-квантов, обнаруженные в свое время австралийской группой [25] и позже никем не наблюдавшиеся, являются именно такими фиктивными источниками. Видимо, не случайно, что баллонные полеты, во время которых были открыты эти источники, пришлись на периоды магнитосферных возмущений: среднее за соответствующие даты значение A_p-индекса лежит в пределах 13—17. Характерно, что излучение галактической плоскости в этих измерениях не было обнаружено. Обзор северной части неба [26], когда те же авторы не наблюдали источников, был проведен в отсутствие возмущений ($\bar{A}_p = 7$). Отметим, наконец, что кратковременные всплески тормозного γ-излучения для прибора с малой эффективной площадью регистрации могут имитировать всплески космического происхождения (такого рода эффекты наблюдались недавно в баллонных экспериментах [27]).

5. А. М. Гальпер и сотр. [28, 29] сообщили об обнаружении пульсирующей составляющей в электронно-фотонной компоненте космических лучей в стратосфере. Можно отметить, что наличие этих пульсаций — прямое следствие существования пояса радиации высоких энергий [5], поскольку в H-компоненте геомагнитного поля, AE-индексе и огибающей микропульсаций Pc 2,3 [30, 31] присутствуют те же самые периоды. Это явление, следовательно, вполне аналогично периодическим модуляциям интенсивности частиц малой энергии, хорошо известным в физике магнитосферы.

Заключение

Подводя итог изложенному, можно сформулировать следующие основные выводы.

1. Расхождения результатов измерений интенсивности и спектра галактических электронов, проведенных различными группами экспериментаторов, обусловлены не только систематическими ошибками, но и реальными вариациями интенсивности, особенно заметными в диапазоне энергий 10^9 — 10^{10} эВ.

2. Вариации интенсивности электронов указанных энергий связаны с уровнем магнитосферной возмущенности. При увеличении A_p-индекса выше ~ 10 поток электронов с энергией 10—20 ГэВ возрастает не менее чем вдвое по сравнению с периодами, когда $A_p < 10$. Это явление, видимо, обусловлено осаждением электронов высокой энергии.

3. Присутствие магнитосферных электронов высокой энергии искажает спектр галактических электронов и завышает абсолютную величину их интенсивности. Это относится также к измерениям первичных позитронов. Тормозное излучение осаждающихся электронов приводит к появлению фона гамма-излучения 10^7 — 10^8 эВ, изменяющегося в пространстве и во времени. Учет этого фона и его флуктуаций очень важен при гамма-астрономических наблюдениях с аэростатов и низколетящих спутников.

Декабрь 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Freier P., Gilman C., Waddington C. J.*— Astrophys. J., 1977, **213**, 588.
2. *Shen C. S., Mao C. Y.*— Astrophys. Lett., 1971, 9, 169.
3. *Григоров Н. Л., Калинкин Л. Ф., Коган-Ласкина Е. И., Савенко И. А.*— Геомагнетизм и аэрономия, 1971, **11**, 517.

4. *Волобуев С. А., Гальпер А. М., Дмитриенко В. В.* и др.— Геомагнетизм и аэрономия, 1971, **11**, 412.
5. *Григоров Н. Л.*— Докл. АН СССР, 1977, **234**, 806.
6. *Безус В. А., Гальпер А. М., Григоров Н. Л.* и др.— В кн.: Элементарные частицы и космические лучи. М.: Атомиздат, 1969, с. 3.
7. *Гальпер А. М., Дмитриенко В. В., Кириллов-Угрюмов В. Г.* и др.— Тр. Международного семинара по проблеме «Генерация космических лучей на Солнце». М., 1971, с. 456.
8. *Fulks G. L.*— J. Geophys. Res., 1975, **80**, 1701.
9. Solar Geophysical data. Boulder, 1968—1972.
10. *Meegan C. A., Earl J. A.*— Ap. J., 1975, **197**, 219.
11. *Scheepmaker A., Tanaka Y.*— Astron. and Astrophys., 1971, **11**, 53.
12. *Webber W. R., Rokhstroh J. M.*— J. Geophys. Res., 1973, **78**, 1.
13. *Silverberg R. F., Ormes J. F., Balasubrahmanyan V. K.*— J. Geophys. Res., 1973, **78**, 7165.
14. *Marar T. M. K., Freier P. S., Waddington C. J.*— J. Geophys. Res., 1971, **76**, 1625.
15. *Silverberg R. F.*— J. Geophys. Res., 1976, **81**, 3144.
16. *Buffington A., Orth C. D., Smoot G. F.*,— Astrophys. J., 1975, **199**, 669.
17. *Earl J. A., Neely D. E., Rygg T. A.*— J. Geophys. Res., 1972, **77**, 1087.
18. *Hovestadt D., Meyer P., Schmidt P.*— Astrophys. Lett., 1971, **9**, 165.
19. *Fanselow J. L., Hartman R. C., Meyer P., Schmidt P. J.*— Astrophys. Space Sci., 1971, **14**, 301.
20. *Müller D., Meyer P.*— Astrophys. J., 1973, **186**, 841.
21. *Arginer B., Koechlin Y., Parlier B.* et al.— Acta phys. Acad. hung., 1970, **29**, 203.
22. *Зацепин В. И., Рубцов В. И., Свиржевский Н. С.*— Геомагнетизм и аэрономия, 1971, **11**, 417.
23. *Badhwar G. D., Daniel R. R., Stephens S. A.*— Nature, 1977, **265**, 424.
24. *Martin I. M., Rai D. B., Palmeira R. A. R.* et al.— Nature, 1974, **252**, 25.
25. *Frye G. M., Staib J. A., Zych A. D.* et al.— Nature, 1969, **223**, 1320; Nature, 1971, **231**, 372; Nature, 1971, **233**, 466.
26. *Frye G. M., Chia Ping Wang.*— Astrophys. J., 1969, **158**, 925.
27. *Cline T. L., Desai V. D., Schmidt W. K. H., Teegarden B. J.*— Nature, 1977, **266**, 694.
28. *Гальпер А. М., Грачев В. М., Дмитриенко В. В.* —Изв. АН СССР, сер. физ., 1977, **41**, 1765.
29. *Galper A. M., Gratchev V. M., Dmitrienko V. V.* et al. 15th Intern. Cosmic Ray Conf., Plovdiv, v. 4, 1977, p. 371.
30. *Гульельми А. В., Владимирский Б. М., Репин В. Н.*— Геомагнетизм и аэрономия, 1977, **17**, 930.
31. *Winch D. E., Bolt B. A., Slancitajs L.*— J. Geophys. Res., 1963, **68**, 2685.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

МОДЕЛЬ ХРОМОСФЕРЫ НАД АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ЛИНИЙ ВОДОРОДА L_α, L_β И УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ ЛИНИЙ НЕЙТРАЛЬНЫХ И ИОНИЗОВАННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Э. А. Барановский, А. Б. Северный

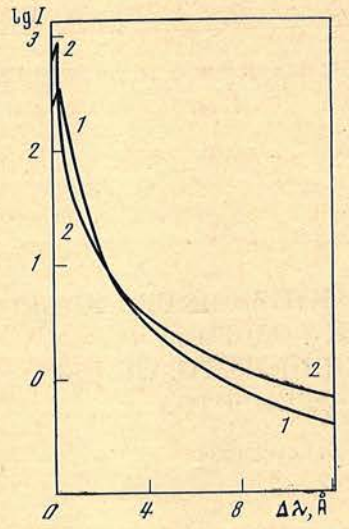
По наблюдениям водородных линий L_α и L_β и UV-линий элементов C, N, O, Si рассчитана модель хромосферы над поярчанием в активной области Солнца. Эквивалентные ширины всех линий и контур линии L_α, вычисленные по модели, удовлетворительно согласуются с наблюдениями. Модель характеризуется увеличением температуры (по сравнению с невозмущенной хромосферой) на всех высотах и наличием тонкого (несколько метров или десятков метров) слоя повышенной плотности (10^{12}—10^{13}).

A MODEL OF THE CHROMOSPHERE ABOVE THE ACTIVE REGION ACCORDING TO THE OBSERVED HYDROGEN LINES L_α, L_β AND THE UV-LINES, by *E. A. Baranovsky* and *A. B. Severny*.— On the basis of observed lines L_α, L_β of hydrogen and UV-lines of the elements C, N, O, Si a model of the chromosphere above the bright area in the active region of the Sun is calculated. Equivalent widths of all lines and the profile of L_α line, as calculated according to the model, are in agreement with the observations. The model has a temperature higher than that of the undisturbed chromosphere on all the hights and has a thin (some meters) layer of enhanced density (10^{12}—10^{13}).

Контуры и эквивалентные ширины линий L_α и L_β и эквивалентные ширины линий нейтральных и ионизованных элементов (C, N, O, Si) для поярчания в активной области на Солнце получены в [1]. Контур линии L_α получен также для спокойного Солнца. Наблюдаемые величины, которые использованы в данной статье, представлены на рис. 1, 2 и в таблице. Эквивалентные ширины линий C, N, O, Si для спокойного Солнца взяты из [2]. В дальнейшем линии элементов C, N, O, Si будем для краткости называть UV-линиями.

Здесь мы вычисляем теоретические контуры и эквивалентные ширины указанных линий для ряда моделей хромосферы. Сравнение теоретических и наблюдаемых величин дает возможность сделать некоторые выводы о структуре хромосферы в активной области. Мы используем метод проб и ошибок, т. е. рассчитываем контуры и эмиссию для большого количества моделей и отбираем те модели, которые дают наилучшее согласие теории с наблюдениями.

Модели задаются двумя функциями, $T(h)$, $n_H(h)$; T — температура; n_H — полная плотность водородных атомов, т. е. $n_H = n_1 + n^+$; n_1 — плотность нейтральных атомов; n^+ — плотность протонов; h — высота ($h = 0$ для T_{min}). Электронная плотность n_e рассчитывается для каждой модели. Для этого вычисляется ионизация водорода, а вклад металлов в электронную плотность считается постоянным. Металлы, поставляющие электроны (Ca, Na, Si, Mg, Fe), ионизованы практически полностью даже в невозмущенной хромосфере, и при увеличении температуры состояние



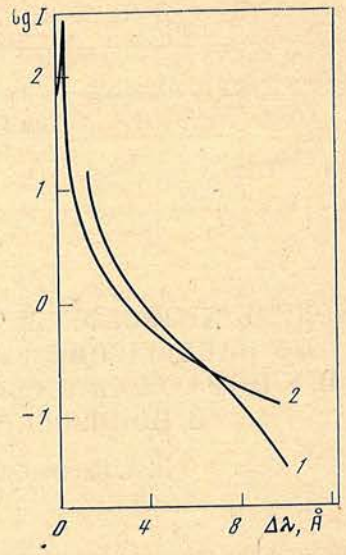


Рис. 1. Контуры L_α активной области *1* — наблюдения, *2* — теория с $v_l = 14$ км/с

Рис. 2. Контуры L_α невозмущенной области *1* — наблюдения, *2* — теория

ионизации в нижней хромосфере (где металлы дают заметный вклад) практически не меняется. Мы рассчитываем число электронов, поставляемых металлами, по данным [3].

Для вычисления ионизации водорода записывается уравнение ионизационного равновесия

$$n^+ n_e (\alpha_m + \bar{q} n_e) = n_e\ (n_1 q_1 + n_2 q_2 + n_3 q_3) + n_1 \int\limits_{\nu_1}^{\infty} \alpha_1 \varphi_{1\nu}\, d\nu \int\limits_{\omega} I_{1\nu} \frac{d\omega}{h\nu} + \\ + n_2 \int\limits_{\nu_2}^{\infty} \alpha_2 \varphi_{2\nu}\, d\nu \int\limits_{\omega} I_{2\nu} \frac{d\omega}{h\nu} + n_3 \int\limits_{\nu_3}^{\infty} \alpha_3 \varphi_{3\nu}\, d\nu \int\limits_{\omega} I_{3\nu} \frac{d\omega}{h\nu}, \tag{1}$$

где n_1, n_2, n_3 — числа атомов водорода в первом, втором и третьем состояниях, $\alpha_m = \alpha_{m1} + \alpha_{m2} + \alpha_{m3}$ — сумма вероятностей рекомбинаций на первый, второй и третий уровни, q_1, q_2, q_3 — вероятности ионизации электронным ударом, $\bar{q}$ — вероятность рекомбинации при тройных соударениях, ω — телесный угол, α_1, α_2, α_3 — коэффициенты непрерывного поглощения на границе лаймановского, бальмеровского и пашеновского континуумов, $\varphi_{1\nu} = \nu_1^3/\nu^3$, $\varphi_{2\nu} = \nu_2^3/\nu^3$, $\varphi_{3\nu} = \nu_3^3/\nu^3$, ν_1, ν_2, ν_3 — границы серий Лаймана, Бальмера, Пашена, $I_{1\nu}$, $I_{2\nu}$, $I_{3\nu}$ — интенсивности ионизующего излучения. Так как хромосфера прозрачна для излучения в бальмеровском и пашеновском континуумах, то $I_{2\nu}$ и $I_{3\nu}$ можно считать известными и равными интенсивности излучения, идущего от фотосферы, т. е. для $I_{2\nu}$ и $I_{3\nu}$ справедливо

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_B}\right), \tag{2}$$

где T_B — яркостная температура солнечного диска в соответствующей области спектра.

Интенсивность $I_{1\nu}$ лаймановского континуума запишем следующим образом:

$$I_{1\nu}(\tau) = \int\limits_{\tau'} \frac{n^+ n_e \alpha_{m1} h\nu \tilde{\varphi}_{1\nu}}{4\pi n_1 \alpha_1 \mu} \exp\left(-\frac{|\tau - \tau'|}{\mu} \varphi_{1\nu}\right) d\tau', \tag{3}$$

Эквивалентные ширины линий L_α, L_β и UV-линий

Длина волны, Å	Элемент	Эквивалентные ширины, эрг·см⁻²·с⁻¹·ср⁻¹					
		Активная область		Невозмущенная хромосфера		Активная область	
		Наблюдения «Салюта-4»	Вычисления	Наблюдения OSO-VI	Вычисления	Наблюдения OSO-VI	Вычисления
977	C III	0,40+4	0,35+4	0,12+4	0,58+3	0,83+4	0,59+4
1176	C III	0,20+4	0,21+4	0,32+3	0,17+3	0,49+4	0,34+4
1206	Si III	0,44+4	0,21+4	0,65+3	0,24+3	0,10+5	0,36+4
904	C II		0,38+4	0,52+2	0,64+3	0,27+3	
1335	C II	0,53+4	0,75+4	0,13+4	0,22+4	0,14+5	0,16+5
1085	N II	0,29+3	0,11+4	0,75+2	0,18+3	0,14+4	0,21+4
1190	Si II	0,11+3	0,67+2		0,20+2	0,30+3	0,16+3
1194	Si II	0,13+3	0,16+3	0,74+2	0,47+2	0,51+3	0,36+3
1265	Si II	0,62+3	0,46+3	0,17+3	0,15+3	0,12+4	0,11+4
1309	Si II	0,23+3		0,75+2		0,40+3	0,91+3
1135	N I		0,34+2	0,29+2	0,25+2	0,15+3	0,99+2
1200	N I	0,13+3	0,18+3	0,11+3		0,76+3	0,54+3
1302	O I	0,16+4	0,24+3	0,34+3	0,18+3	0,26+4	0,83+3
1277	C I	0,73+2	0,23+3	0,45+2	0,62+2	0,34+3	0,94+3
1329	C I	0,93+2	0,15+3	0,70+2	0,38+2	0,24+3	0,62+3
L_α	H	0,26+6	0,23+6	0,80+5	0,10+6	0,10+7	0,90+6
L_β	H	0,98+3	0,11+4	0,70+3	0,28+3	0,60+4	0,74+4

где τ, τ' — оптическая глубина для $\nu = \nu_1$, $\mu = \cos\theta$, $\varphi_{1\nu} h\nu$ — профиль коэффициента непрерывного излучения с нормировкой $\int\limits_{\nu_1}^{\infty} \tilde{\varphi}_{1\nu}\, d\nu = 1$. Подставляя (2) и (3) в (1), получаем

$$S(\tau) = \frac{n_e (q_1 + S_{21} q_2 + S_{31} q_3) + 1{,}1 \cdot 10^8 S_{21} E_1\left(\frac{h\nu_2}{kT_{b2}}\right) + 1{,}4 \cdot 10^7 S_{31} E_1\left(\frac{h\nu_3}{kT_{b3}}\right)}{\alpha_m + \bar{q} n_e} +$$

$$+ \frac{\alpha_{m1}}{\alpha_m + \bar{q} n_e} \int\limits_0^{\infty} S(\tau') L(|\tau - \tau'|)\, d\tau', \tag{4}$$

где $S_{21} = n_2/n_1$, $S_{31} = n_3/n_1$; $S = n^+ n_e/n_1$,

$$L(t) = \frac{1}{2} \int\limits_{\nu_1}^{\infty} \tilde{\varphi}_{1\nu}\, \varphi_{1\nu} E_1(t\varphi_{1\nu})\, d\nu. \tag{5}$$

Так как для водорода $\alpha_{m1}/(\alpha_m + \bar{q} n_e) \approx 0{,}58$ $(\bar{q} n_e \ll \alpha_m)$, то (4) можно переписать в виде

$$S(\tau) = B(\tau) + 0{,}58 \int\limits_0^{\infty} S(\tau') L(|\tau - \tau'|)\, d\tau'. \tag{6}$$

Это обычное интегральное уравнение для функции источников. Для его решения мы используем метод, описанный в [4]. Следует заметить, что решение уравнения (6) довольно точно представляется равенством $S(\tau) = \beta B(\tau)/0{,}42$ с $\beta \approx 1$ для всей хромосферы, кроме самых верхних слоев, где $\beta \approx 0{,}65$. Так как величина $B(\tau)$ включает в себя S_{21}, S_{31} и n_e, то для получения окончательного решения необходимо сделать несколько последовательных приближений.

Чтобы определить населенности уровней атома водорода, мы решаем совместно уравнения стационарности и переноса для атомов с тремя уровнями и континуумом в предположении рассеяния с полным перераспределением по частотам. Уравнения стационарности для второго и третьего уровней записываются следующим образом:

$$n_2(A_{21}+n_e q_{21}+n_e q_2+R_2)=$$
$$=n_e(n_1 q_{12}+n_e\bar{q}_2 n^+ + n^+\alpha_{m2})+n_1\int \alpha_{12}\varphi_\nu^{(12)}\,d\nu\int I_\nu^{(12)}\frac{d\omega}{h\nu}, \tag{7}$$

$$n_3(A_{32}+n_e q_{32}+A_{31}+n_e q_{31}+n_e q_3+R_3)=$$
$$=n_e(n_1 q_{13}+n_2 q_{23}+n_e\bar{q}_3 n^+ + n^+\alpha_{m3})+$$
$$+n_1\int \alpha_{13}\varphi_\nu^{(13)}\,d\nu\int I_\nu^{(13)}\frac{d\omega}{h\nu}+n_2\int \alpha_{23}\varphi_\nu^{(23)}\,d\nu\int I_\nu^{(23)}\frac{d\omega}{h\nu}, \tag{8}$$

где A_{ij} — вероятности спонтанных переходов, R_2, R_3 — вероятности фотоионизации со 2-го и 3-го уровней; $\bar{q}_2$, $\bar{q}_3$ — вероятности тройных соударений;

$$R_2=2\pi\int_{\nu_2}^{\infty}\alpha_2\frac{\nu_2^3}{\nu^3}\frac{2h\nu^3}{c^2h\nu}\exp\left(-\frac{h\nu}{kT_2}\right)d\nu,$$
$$R_3=2\pi\int_{\nu_3}^{\infty}\alpha_3\frac{\nu_3^3}{\nu^3}\frac{2h\nu^3}{c^2h\nu}\exp\left(-\frac{h\nu}{kT_3}\right)d\nu, \tag{9}$$

q_{ij} — вероятности переходов при соударениях с электронами, α_{12}, α_{13}, α_{23} — коэффициенты поглощения в центре линий L_α, L_β, H_α; φ_ν — профили коэффициента поглощения в соответствующей линии с нормировкой $\varphi_{\nu_0}=1$ (ν_0 — частота центра линии), I_ν — интенсивность излучения в соответствующей линии, T_2, T_3 — яркостная температура солнечного диска в соответствующих участках спектра.

После подстановки численных значений

$$R_2=1{,}1\cdot 10^8 E_1\left(\frac{h\nu_2}{kT_2}\right),\qquad R_3=1{,}3\cdot 10^7 E_1\left(\frac{h\nu_3}{kT_3}\right). \tag{10}$$

Населенность второго уровня определяем из уравнения (7), т. е. без учета влияния третьего уровня. Обозначая $S_{21}=n_2/n_1$ и используя выражение

$$I_\nu^{(12)}=\int\frac{n_2A_{21}h\nu\tilde{\varphi}_\nu^{(12)}}{4\pi n_1\alpha_{12}}\exp\left(-\frac{|\tau_{12}'-\tau_{12}|}{\mu}\varphi_\nu^{(12)}\right)\frac{d\tau_{12}'}{\mu}, \tag{11}$$

где $\tilde{\varphi}_\nu$ — профиль коэффициента поглощения в линии с нормировкой $\int\tilde{\varphi}_\nu d\nu=1$, τ,τ' — оптическая глубина в центре линии, получаем из (7)

$$S_{21}=\frac{n_e(q_{12}+\alpha_{m2}n^+/n_1)}{A_{21}+n_e q_{21}+R_2}+\frac{A_{21}}{A_{21}+n_e q_{21}+R_2}\int S_{21}(\tau_{12}')K_2(|\tau_{12}'-\tau_{12}|)\,d\tau_{12}', \tag{12}$$

где $K_2(t)=\frac{A}{2}\int_0^\infty\varphi_\nu^2E_1(t\varphi_\nu)\,d\nu,\quad A=1\Big/\int_0^\infty\varphi_\nu\,d\nu.$

Здесь и ниже мы пренебрегаем членами с q_2, q_3, $\bar{q}_2$, $\bar{q}_3$, так как $q_2\ll q_{21}$, $q_3\ll q_{32}$, $n_e\bar{q}_2\ll\alpha_{m2}$, $n_e\bar{q}_3\ll\alpha_{m3}$.

Обозначая

$$\varepsilon_{12}=\frac{n_e q_{21}+R_2}{A_{21}+n_e q_{21}+R_2},\qquad B_{12}=\frac{n_e(q_{12}+\alpha_{m2}n^+/n_1)}{n_e q_{21}+R_2}, \tag{13}$$

получаем из (12)

$$S_{21}(\tau_{12})=\varepsilon_{12}(\tau_{12})B_{12}(\tau_{12})+(1-\varepsilon_{12}(\tau_{12}))\int S_{21}(\tau'_{12})\,K_2(|\tau'_{12}-\tau_{12}|)\,d\tau'_{12}. \quad (14)$$

Из уравнения (8) получаем

$$S_{31}=\frac{n_e(q_{13}+S_{21}q_{23}+\alpha_{m3}n^+/n_1)+S_{21}A_{32}\int\limits_0^\infty S_{32}(\tau'_{23})\,K_2(|\tau'_{23}-\tau_{23}|)\,d\tau'_{23}}{A_{32}+n_eq_{32}+A_{31}+n_eq_{31}+R_3}+$$

$$+\frac{A_{31}}{A_{32}+n_eq_{32}+A_{31}+n_eq_{31}+R_3}\int\limits_0^\infty S_{31}(\tau'_{13})\,K_2(|\tau'_{13}-\tau_{13}|)\,d\tau'_{13}. \quad (15)$$

При этом использованы выражения для интенсивности в линиях H_α и L_β соответственно

$$I_\nu^{(23)}=\int\frac{n_3A_{32}h\nu\widetilde{\varphi}_\nu^{(23)}}{4\pi n_2\alpha_{23}}\exp\left(-\frac{|\tau'_{23}-\tau_{23}|}{\mu}\varphi_\nu^{(23)}\right)\frac{d\tau'_{23}}{\mu},$$

$$I_\nu^{(13)}=\int\frac{n_3A_{31}h\nu\widetilde{\varphi}_\nu^{(13)}}{4\pi n_1\alpha_{13}}\exp\left(-\frac{|\tau'_{13}-\tau_{13}|}{\mu}\varphi_\nu^{(13)}\right)\frac{d\tau'_{13}}{\mu} \quad (16)$$

и обозначения $S_{31}=n_3/n_1$, $S_{32}=n_3/n_2$. Равенство (15) можно представить в виде

$$S_{31}=\varepsilon_{13}B_{13}+(1-\varepsilon_{13})\int\limits_0^\infty S_{31}(\tau'_{13})\,K_2(|\tau'_{13}-\tau_{13}|)\,d\tau'_{13}, \quad (17)$$

где

$$\varepsilon_{13}=(A_{32}+n_eq_{32}+n_eq_{31}+R_3)/(A_{32}+A_{31}+n_eq_{32}+n_eq_{31}+R_3), \quad (18)$$

$$B_{13}=\frac{n_e(q_{13}+S_{21}q_{23}+\alpha_{m3}n^+/n_1)+S_{21}A_{32}\int\limits_0^\infty S_{32}(\tau'_{23})\,K_2(|\tau'_{23}-\tau_{23}|)\,d\tau'_{23}}{A_{32}+n_eq_{32}+n_eq_{31}+R_3}.$$

Так как в (17) $\varepsilon_{13}\approx 0{,}5$, то $S_{31}\approx B_{13}$ для $\tau_{13}>1/\varepsilon_{13}\approx 2$. Равенство $S_{31}=B_{13}$ запишется как (после деления на S_{21})

$$S_{32}=\frac{n_e(q_{13}+S_{21}q_{23}+\alpha_{m3}n^+/n_1)}{S_{21}(A_{32}+n_eq_{32}+n_eq_{31}+R_3)}+$$

$$+\frac{A_{32}}{A_{32}+n_eq_{32}+n_eq_{31}+R_3}\int\limits_0^\infty S_{32}(\tau'_{23})\,K_2(|\tau'_{23}-\tau_{23}|)\,d\tau'_{23} \quad (19)$$

или

$$S_{32}=\varepsilon_{23}B_{23}+(1-\varepsilon_{23})\int\limits_0^\infty S_{32}(\tau'_{23})\,K_2(|\tau'_{23}-\tau_{23}|)\,d\tau'_{23}, \quad (20)$$

где

$$\varepsilon_{23}=\frac{n_eq_{32}+n_eq_{31}+R_3}{A_{32}+n_eq_{32}+n_eq_{31}+R_3},\qquad B_{23}=\frac{n_e(q_{13}+S_{21}q_{23}+\alpha_{m3}n^+/n_1)}{S_{21}(n_eq_{32}+n_eq_{31}+R_3)}. \quad (21)$$

Из (17) и (18) можно найти S_{31} и S_{32} путем последовательных приближений (S_{21} уже получено из (12)). Первое приближение для S_{32} получаем из (20). Оно оказывается уже достаточно точным для практических целей.

Уравнения (4), (6), (12), (20) дают возможность вычислить ионизацию водорода и населенность уровней последовательными приближениями. Обычно достаточно 3—5 итераций. Уравнения вида (6), (14), (20) мы решали численно методом, описанным в [4], с помощью ЭВМ ЕС-1020.

Населенность уровней дает возможность вычислить функцию источников и выходящую интенсивность:

$$S_{ik} = \frac{j_\nu}{k_\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{g_i}{g_k}\frac{n_k}{n_i}, \tag{22}$$

$$I_\nu = \int_0^\infty (S_{ik}\varphi_\nu + rB_н)\exp\left(-\frac{\tau_{ik}(\varphi_\nu + r)}{\mu}\right)\frac{d\tau_{ik}}{\mu},$$

j_ν, k_ν — коэффициенты излучения и поглощения; g_i, g_k, n_i, n_k — статистические веса и населенности уровней i, k; $B_н$ — функция источников для непрерывного излучения, $r = k_\nu/n_i\alpha_{ik}$ — отношение коэффициентов непрерывного и селективного поглощений. Член $rB_н$ дает вклад только в крыльях линий. Крылья H_α образуются в фотосфере, поэтому для H_α можно взять $B_н$ равной функции Планка. В области L_α и L_β основной вклад для $B_н$ (и для непрерывного поглощения) дает Si I. Необходимый для вычисления $B_н$ расчет ионизации Si I в хромосфере взят из [5]. Заметим, что непрерывное поглощение в области спектра 1000—1200 Å может быть занижено вследствие наличия многочисленных слабых линий [5]. Поэтому вычисление контура крыльев L_α ($\Delta\lambda > 10$ Å) и L_β ($\Delta\lambda > 0{,}5$ Å) следует считать неуверенным.

Вычисления сделаны с фойгтовским профилем коэффициента поглощения, в котором величина $a = \delta/\Delta\nu_D$ ($\Delta\nu_D$ — доплеровская полуширина) включает в себя штарковское уширение электронами

$$\delta = (\gamma_{эл} + \gamma_{ст} + \gamma_{зат})/4\pi,$$

$\gamma_{эл}$, $\gamma_{ст}$, $\gamma_{зат}$ соответствуют штарковскому уширению, уширению собственным давлением и естественному затуханию. В условиях солнечной хромосферы $\gamma_{эл} > \gamma_{зат}$ только для плотностей $n_e > 10^{12}$ см$^{-3}$, поэтому профиль коэффициента поглощения в значительной степени определяется затуханием. Уплотнения в хромосфере с $n_e > 10^{12}$ имеют небольшое протяжение (как будет видно из нижеследующего), в крыльях линий L_α и L_β они прозрачны и оказывают влияние только на формирование центрального ядра линий. Штарковское уширение ионами существенно только для самых центральных частей контура, но здесь профиль определяется уже в основном доплеровским уширением. Сравнение вычисленных значений коэффициента поглощения по Фойгту с табличными значениями [6] и с вычисленными по [7] (для крыльев) показало удовлетворительное согласие (расхождение $< 10\%$).

Результаты вычислений в крыльях линий L_α ($\Delta\lambda > 10$ Å) и L_β ($\Delta\lambda > 0{,}5$ Å) зависят от величины непрерывного поглощения в хромосфере. В области спектра 1000—1200 Å непрерывное поглощение на 3—4 порядка больше поглощения в видимой области. Непрерывное поглощение в ультрафиолетовой области спектра обусловлено атомами Si в основном состоянии и поглощением множества слабых линий различных элементов [5].

Функция источников в непрерывном спектре S_c, определяемая излучением атомов Si, равна

$$S_c = \frac{1}{b_1}\frac{2h\nu^3}{c^2}\exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right), \tag{23}$$

где b_1 — мензеловский множитель для основного состояния Si. Имея в виду только приближенный учет влияния непрерывного поглощения на крылья линий, мы берем b_1 из [5].

Эмиссия в линиях UV (кроме линий C III λ977 и λ1176) вычисляется по формуле [8]

$$I_\nu(\text{эрг}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{ср}^{-1}) = 1{,}73\cdot10^{-16}AfK\,g\int_0^\infty n_e^2 G(T)\,dh/\mu, \tag{24}$$

A — содержание элемента, f — сила осциллятора, $K = 1$ для оптически тонких линий, g — гаунт-фактор

$$G(T) = R_i(T)\,T^{-1/2}\cdot 10^{-5040W/T}, \tag{25}$$

W — энергия возбуждения в электронвольтах, $R_i = n_i/n_a$ — относительное содержание данного иона.

Значения $R_i\,(T)$ взяты из [9, 10]. Формула (24) справедлива для резонансных, оптически тонких линий, возбуждаемых электронным ударом с основного уровня.

Для вычисления эмиссии в линиях C III λ 977 и λ 1176 использованы результаты расчетов свечения плазмы в этих линиях, выполненных в [11, 12].

Как показали расчеты, ход температуры с глубиной в области от $T_{\min}$ до переходного слоя заметно влияет на контуры линий L_α и L_β. От хода температуры зависит и соотношение величин W_{L_α}, W_{L_β} и I_{H_α}, где W_{L_α}, W_{L_β} — эквивалентные ширины линий L_α, L_β, а I_{H_α} — интенсивность в центре линии H_α. Наблюдаемое соотношение $W_{L_\beta} \sim I_{H_\alpha}$ получено в [13] по наблюдениям на OSO-IV и в Крымской астрофизической обсерватории. Сравнение теоретических и наблюдаемых величин W_{L_α}, W_{L_β}, I_{H_α}, а также контуров L_α, L_β позволяет получить ход температуры с глубиной для хромосферы. Оказалось, что для объяснения профиля линии L_α требуется более крутой ход температуры с глубиной, чем тот, который получается из рассмотрения соотношения $W_{L_\beta} \sim I_{H_\alpha}$. В окончательных моделях взята некоторая средняя («компромиссная») крутизна температурного хода. На характер контуров L_α и L_β оказывает влияние также плотность верхней хромосферы. С увеличением плотности слоя с температурой $(20 \div 30)\cdot 10^3$ K (в этом слое образуется центральная часть линий L_α, L_β) уменьшается величина провала в центре линий и контуры становятся более вытянутыми (для L_α увеличивается, например, отношение $I_{0,2}/I_4$; $I_{0,2}$, I_4 — интенсивности в точках контура на расстояниях 0,2 и 4 Å от центра). В моделях с низкой плотностью контуры имеют провал больше наблюдаемого, а отношение $I_{0,2}/I_4$ меньше наблюдаемого.

Плотность верхней хромосферы очень сильно влияет и на соотношение яркостей линий UV и линий L_α, L_β. Низкие плотности дают заниженные значения эмиссии UV-линий, а плотные модели — завышенные. Наконец, от плотности верхней хромосферы зависит величина отношения интенсивностей линий C III λ977 и λ1176. Как известно [11, 12], отношение I_{977}/I_{1176} может быть использовано для оценки плотности вещества в хромосфере. Таким образом, плотность в модели должна быть выбрана такой, чтобы теоретические значения всех четырех характеристик (величина провала в центре L_α, L_β, соотношение между центральной частью контура и крыльями L_α, соотношение эмиссии в L_α, L_β и UV-линиях и отношение I_{977}/I_{1176}) были близки к наблюдаемым.

Как уже отмечалось выше, на крылья линии L_β заметно влияет величина непрерывного поглощения. Так как нет достаточно надежных расчетов коэффициента поглощения в этой области спектра [5], то вычисления крыльев L_β нельзя считать достаточно уверенными. Поэтому для отбора моделей мы принимаем во внимание только значение W_{L_β}. Однако рассчитанные крылья L_β для окончательной модели активной области оказываются близкими к наблюдаемым, если взять величину коэффициента непрерывного поглощения, превышающую в 2—3 раза то значение, которое дает расчет для атомов Si.

На рис. 3 показаны модели для активных и невозмущенной областей. Кривая *3* на рисунке представляет модель, рассчитанную по наблюдениям на OSO-VI [2], т. е. без учета профиля L_α, поэтому температура в области 300—1200 км может быть завышенной.

Плотность верхней хромосферы для модели *2* рис. 3 показана на рис. 4. Уплотнение занимает тонкий слой в несколько метров, при этом самые

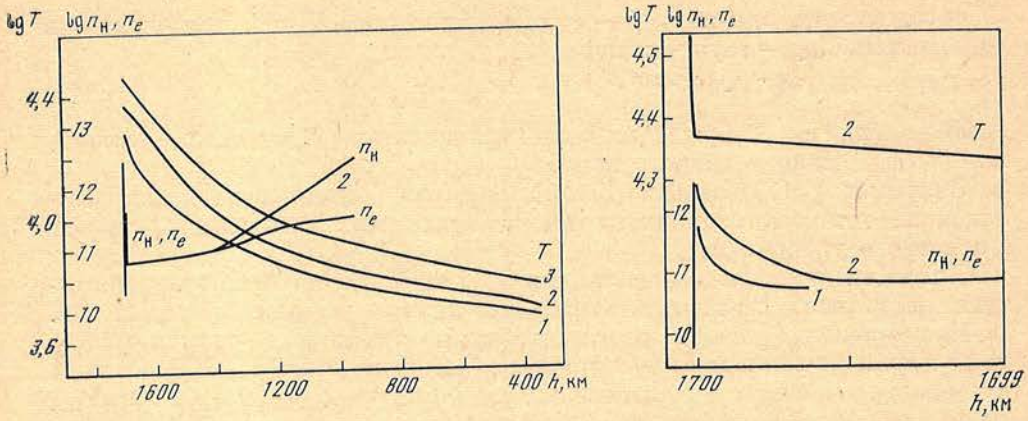


Рис. 3. Температура и плотность в моделях невозмущенной хромосферы (*1*) и активных областей, наблюдавшихся на «Салюте-4» (*2*) и OSO-VI (*3*)

Рис. 4. Температура и плотность верхней хромосферы моделей *2* и *1*

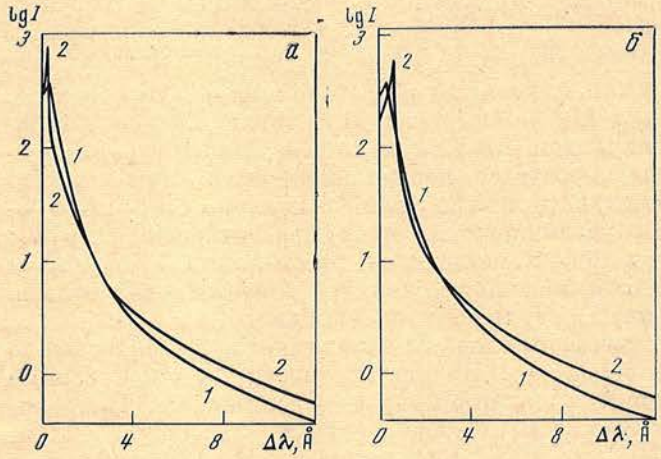


Рис. 5. Контуры L_α активной области

1 — наблюдения,
2 — теория с $v_t = 40$ км/с (*а*) и $v_t = 60$ км/с (*б*)

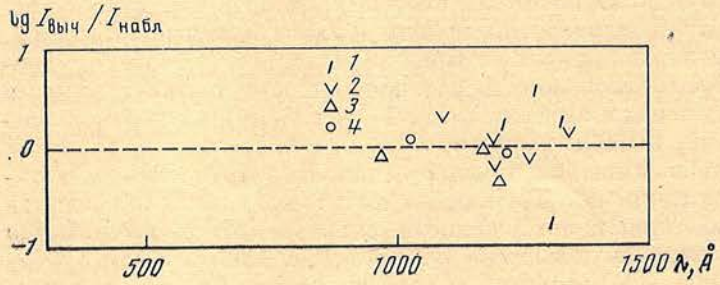


Рис. 6. Сравнение теоретических и наблюдаемых эквивалентных ширин линий для активной области, наблюдавшейся на «Салюте 4»

Значками 1, 2, 3 обозначены соответственно линии нейтральных, ионизованных и дважды ионизованных элементов, 4 — L_α и L_β

большие плотности ($\sim 10^{13}$) занимают по высоте не более метра. Отметим здесь, что слой в верхней хромосфере с плотностью порядка 10^{13} см$^{-3}$, имеющий толщину 100—200 м (и температуру порядка $(20 \div 30) \cdot 10^3$K), давал бы эмиссию в L_α, H_α и линиях UV, намного бóльшую той, которая наблюдается для вспышек. Большая плотность в очень тонком слое необходима для объяснения наблюдаемых контуров L_α. Если принимать во внимание только эквивалентные ширины линий, то плотность тоже получается повышенной, но в меньшей степени, а плотный слой получается более протяженным.

На рис. 1 показано сравнение теоретических и наблюдаемых контуров L_α для активной области. Теоретический контур вычислен с турбулентной скоростью, возрастающей от 2 км/с в области T_{min} до 14 км/с в верхней хромосфере. Как видим, теория дает более узкий профиль центральной части линии по сравнению с наблюдаемым. На рис. 5 показаны теоретические контуры для турбулентной скорости в верхней хромосфере 40 км/с и 60 км/с. Эти контуры ближе к наблюдениям в отношении ширины центральной части. Сравнение теоретических и наблюдаемых эквивалентных ширин линий дано на рис. 6 и в таблице.

Контуры L_α для невозмущенной области представлены на рис. 2. В модели невозмущенной хромосферы также имеется область повышенной плотности в верхних слоях, но значения плотности здесь ниже, чем в активной области (рис. 4).

Отношение I_{977}/I_{1176} получается 0,6 для активной области и 0,3 для невозмущенной. Здесь нужно заметить, что в интенсивности I_{977}, I_{1176} вносит вклад не только верхняя хромосфера с $T \sim (20 \div 30) \cdot 10^3$K, но и вышележащий переходный слой — та часть его, где температура имеет величину $(40 \div 80) \cdot 10^3$ K. Вследствие этого отношение I_{977}/I_{1176} может служить только для контроля над тем, чтобы плотность в модели хромосферы не была завышена.

Рассмотрение только линий водорода L_α, L_β, H_α (без UV-линий C, N, O, Si) также приводит к заключению о наличии слоя с повышенной плотностью, но в этом случае величина плотности определяется менее уверенно. Привлечение линий C, N, O, Si лимитирует количество плотного вещества — при завышении плотности очень сильно возрастает интенсивность этих линий, что приводит к несоответствию с наблюдениями.

Результаты. Рассчитана модель хромосферы над поярчанием в активной области, удовлетворяющая наблюдениям эквивалентных ширин линий L_α, L_β и UV-линий группы C, N, O, Si. Получено, что для объяснения наблюдаемых эквивалентных ширин линий плотность верхних слоев хромосферы должна быть повышена (до одного порядка) по сравнению с плотностью невозмущенной хромосферы. Для согласования теоретического и наблюдаемого профиля L_α область повышенной плотности должна быть сконцентрирована в тонком слое (10^{12}—10^{13} см$^{-3}$ в слое от метра до нескольких метров). Температура в активной области выше температуры невозмущенных областей на всех уровнях хромосферы.

Для объяснения наблюдаемого профиля L_α в невозмущенной области также необходимо наличие тонкого плотного слоя в верхних слоях хромосферы. Предложенная модель невозмущенной хромосферы удовлетворительно объясняет не только наблюдаемый профиль L_α, но и наблюдаемые эквивалентные ширины линий.

Декабрь 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Брунс А. В., Гречко Г. М., Губарев А. А.* и др.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1979, 59.
2. *Dupree A. K., Huber C. E., Noyes P. W.*— Astrophys. J., 1973, 182, 321.
3. *Gingerich O., Noyes R. W., Kalkofen W.*— Solar Phys., 1971, 18, N 3, 347.
4. *Avrett E. H., Loeser R.*— Smithsonian Inst. Astrophys. Observ., 1966, N 201.
5. *Vernazza J., Avrett E. H., Loeser R.*— Astrophys. J., Suppl., 1976, 30, N 1.
6. *Курочка Л. Н.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, 38, 96.
7. *Criem H. R.*— Astrophys. J., 1960, 132, 883.
8. *Withbroe G. L.*— Solar Phys., 1970, 11, N 1, 42.
9. *Jordon C.*— Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 1969, 142, 501.
10. *Allen J. W., Dupree A. K.*— Astrophys. J., 1969, 155, N 1, 27.
11. *Loulergue M., Nussbaumer H.*— Astron. and Astrophys., 1976, 51, 163.
12. *Loulergue M., Nussbaumer H.*— Astron. and Astrophys., 1974, 34, N 2, 225.
13. *Барановский Э. А., Степанян Н. Н.*— Наст. том. с. 135.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ В АСТРОФИЗИКЕ ЭФФЕКТА ХАНЛЕ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

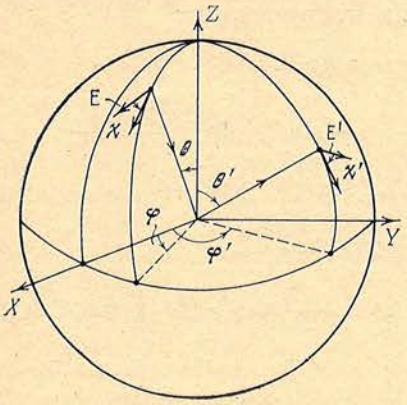
С. И. Гопасюк

На основании теории эффекта Ханле, развитой Хаузом [7, 8], изучается возможность определения величины и ориентации магнитного поля по данным измерений степени линейной поляризации и угла максимальной поляризации. Показано, что по измерениям в одной спектральной линии надежно устанавливается только полярность магнитного поля. Напряженность магнитного поля и ориентация вектора поля определяются неоднозначно. Использование нескольких линий позволяет уверенно определять и полярность и напряженность магнитного поля. Ориентация вектора поля по-прежнему однозначно не определяется.

ON THE ASTROPHYSICAL USE OF THE HANLE EFFECT FOR MAGNETIC FIELD DETERMINATIONS, by *S. I. Gopasyuk*.— The possibility of determination of the strength of the magnetic field and its orientation of the basis of measurement of the degree of linear polarization and the angle of maximum polarization was studied. The theory of the Hanle effect developed by Hause [7, 8] was used for this purpose. It is shown that on the basis of observations in one spectral line one obtains reliable information only about the magnetic field polarity. The magnetic field strength and its direction can not be defined unambiguously. The magnetic field strength and its polarity may be determined on the simultaneous polarization recordings in carefully selected several spectral lines. The ambiguities in the determination of the vector magnetic field orientation retain in this case.

Все прямые измерения магнитных полей в солнечной атмосфере основаны на эффекте Зеемана, и относятся они только к области фотосферы и хромосферы. Наши представления о величине напряженности магнитного поля в более высоких слоях Солнца основаны фактически на экстраполяции данных наблюдений в фотосфере. Совершенно очевидно, что прямые измерения поля в переходной области хромосфера — корона и в самой короне дали бы нам новую и очень важную информацию не только о величине, но и о структуре магнитного поля в солнечной атмосфере. К сожалению, достаточно интенсивные линии, которые образуются в этих слоях, находятся в ультрафиолетовой области спектра. По линиям в этой области спектра точность измерения поля по эффекту Зеемана значительно ниже, чем в видимой области. Так, например, по линии L_α, как показали наши расчеты, при измерении флуктуации яркости в 0,1%, вызванной магнитным расщеплением, точность фотоэлектрического метода составляет ~170 Гс, тогда как по линии λ5250 Å Fe I — около 1 Гс.

Магнитное поле влияет на рассеяние света в резонансных линиях (эффект Ханле) [1]. В слабых полях, когда имеется большое перекрытие подуровней, при переходах, между которыми образуются σ-компоненты, имеется фазовая когерентность между падающими и рассеянными фотонами. Фазовая когерентность приводит к интерференции между циркулярно-поляризованными компонентами. По этой причине результирующее



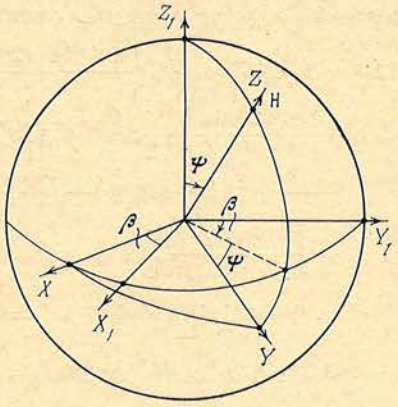


Рис. 1. Пространственное расположение падающего и рассеянного лучей в системе координат, связанной с атомом

Рис. 2. К переходу от системы координат, связанной с атомом XYZ, к системе координат, связанной с наблюдателем $X_1Y_1Z_1$

излучение не может быть интерпретировано как излучение с чисто круговой поляризацией даже в том случае, когда наблюдения ведутся вдоль магнитного поля. Степень линейной поляризации и угол максимальной поляризации резонансного рассеянного света зависят от напряженности магнитного поля. С ростом напряженности поля степень линейной поляризации уменьшается, а плоскость поляризации поворачивается. При достаточно сильных магнитных полях, когда σ-компоненты разделены полностью, мы имеем чистый эффект Зеемана и для резонансных линий. Так что по своей природе поляризация резонансного излучения крайне чувствительна к внешним магнитным полям.

В последнее время достигнут большой прогресс в области теории эффекта Ханле. Многие исследователи провели измерения линейной поляризации в линиях солнечного спектра. Некоторые из них [2, 3] использовали эффект Ханле для определения величины магнитного поля в протуберанцах. Однако при этом не было обращено внимания на неоднозначность определения напряженности поля по данным измерений линейной поляризации. Основные результаты по измерению линейной поляризации, теории эффекта Ханле и применению его для определения магнитных полей на Солнце изложены в докладах симпозиума [4]. Там нами [5], а также Сахал-Брешо [6] указывалось на неоднозначность определения напряженности магнитного поля и его ориентации на основании измерений линейной поляризации резонансного излучения. Ниже проведено изучение этой проблемы более детально.

Мы воспользовались теорией эффекта Ханле, развитой Хаузом [7, 8]. На основании квантовомеханического рассмотрения им получено выражение для функции рассеяния резонансного излучения в системе координат, связанной с атомом. Направление магнитного поля совпадает с осью OZ, которая является осью пространственного квантования. Направление падающего луча в этой системе координат определяется углами θ и φ, а рассеянного — углами θ' и φ'. Векторы поляризации падающего E и рассеянного E' излучений составляют с меридиональными плоскостями углы χ и χ' соответственно (рис. 1).

Ради простоты мы ограничились случаем спектральной линии с нормальным триплетом Зеемана ($I = 0 \to I' = 1$). Падающее на атом излучение считается неполяризованным, это является естественным условием, в частности, для солнечной атмосферы.

На основании выражений (40) и (9) [7] для функции резонансного рассеяния и вектора поляризации по аналогии с [8] получаем после громоздких

выкладок выражения для разности и суммы составляющих интенсивности излучения в двух взаимно ортогональных направлениях:

$$
\begin{aligned}
I_{\chi'} - I_{\chi'+\pi/2} = -C\Big\{&\frac{\sin^2\theta'\cos 2\chi'}{2}(\cos^2\theta + \cos 2\theta) - \\
&- \frac{\sin 2\theta \sin\theta'}{1+(\Delta/2\gamma)^2}\Big[\cos\theta'\cos 2\chi'\cos(\varphi'-\varphi) - \sin 2\chi'\sin(\varphi'-\varphi) - \\
&- \frac{\Delta}{2\gamma}(\sin 2\chi'\cos(\varphi'-\varphi) + \cos\theta'\cos 2\chi'\sin(\varphi'-\varphi))\Big] + \\
&+ \frac{\sin^2\theta}{2[1+(\Delta/\gamma)^2]}\Big[(1+\cos^2\theta')\cos 2\chi'\cos 2(\varphi'-\varphi) - \\
&- 2\cos\theta'\sin 2\chi'\sin 2(\varphi'-\varphi) - \frac{\Delta}{\gamma}\{(1+\cos^2\theta')\cos 2\chi'\sin 2(\varphi'-\varphi) + \\
&+ 2\sin 2\chi'\cos\theta'\cos 2(\varphi'-\varphi)\}\Big]\Big\};
\end{aligned}
\tag{1}
$$

$$
\begin{aligned}
I_{\chi'} + I_{\chi'+\pi/2} = C\Big\{&2 - \sin^2\theta'\cos^2\theta - \frac{\sin^2\theta}{2}(1+\cos^2\theta') + \\
&+ \frac{\sin 2\theta\sin 2\theta'}{2[1+(\Delta/2\gamma)^2]}\Big[\cos(\varphi'-\varphi) - \frac{\Delta}{2\gamma}\sin(\varphi'-\varphi)\Big] + \\
&+ \frac{\sin^2\theta\sin^2\theta'}{2[1+(\Delta/\gamma)^2]}\Big[\cos 2(\varphi'-\varphi) - \frac{\Delta}{\gamma}\sin 2(\varphi'-\varphi)\Big]\Big\},
\end{aligned}
\tag{2}
$$

где безразмерный параметр

$$
\frac{\Delta}{\gamma} = \frac{2\omega_L}{\gamma_0}g = \frac{eH}{mc}\frac{g}{\gamma_0}
$$

выражается через ларморовскую частоту ω_L, фактор Ланде g и постоянную затухания γ_0.

Выражения (1) и (2) преобразуем к системе координат, связанной с наблюдателем. Известно, что степень линейной поляризации рассеянного резонансного излучения оказывается наибольшей в том случае, когда наблюдения ведутся перпендикулярно к падающему излучению. В связи с этим принимаем, что на атом, находящийся в начале координат, падает излучение снизу вверх вдоль оси OZ_1, а наблюдается рассеянное излучение вдоль оси OY_1 (рис. 2). Направление вектора магнитного поля H, совпадающее с осью OZ, определяется в новой системе координат $X_1Y_1Z_1$ углами ψ и β (см. рис. 2).

В системе координат $X_1Y_1Z_1$ выражения (1) и (2) принимают вид

$$
\begin{aligned}
I_\alpha - I_{\alpha+\pi/2} = -\frac{C}{2}\Big\{&\Big[(3\sin^2\psi - 2)(\sin^2\psi\sin^2\beta - \cos^2\psi) + \\
&+ \frac{\sin 2\psi}{1+(\Delta/2\gamma)^2}\Big\{\sin 2\psi(1+\sin^2\beta) + \frac{\Delta}{2\gamma}\sin 2\beta\sin\psi\Big\} - \\
&- \frac{\sin^2\psi}{1+(\Delta/\gamma)^2}\Big(\sin^2\beta\cos^2\psi - \cos^2\beta - \sin^2\psi + \\
&+ \frac{\Delta}{\gamma}\sin 2\beta\cos\psi\Big)\Big]\cos 2\alpha - \Big[\sin 2\psi\sin\beta(3\sin^2\psi - 2) + \\
&+ \frac{\sin 2\psi}{1+(\Delta/2\gamma)^2}\Big(2\sin\beta\cos 2\psi + \frac{\Delta}{\gamma}\cos\beta\cos\psi\Big) + \\
&+ \frac{\sin^2\psi}{1+(\Delta/\gamma)^2}\Big(\sin 2\psi\sin\beta + 2\frac{\Delta}{\gamma}\cos\beta\sin\psi\Big)\Big]\sin 2\alpha\Big\};
\end{aligned}
\tag{3}
$$

$$
\begin{aligned}
I_\alpha + I_{\alpha+\pi/2} = C\Big\{&2 - \cos^2\psi(1-\cos^2\beta\sin^2\psi) - \frac{\sin^2\psi}{2}(1+\cos^2\beta\sin^2\psi) - \\
&- \frac{2\cos\psi\sin^2\psi\cos\beta}{1+(\Delta/2\gamma)^2}\Big(\cos\psi\cos\beta - \frac{\Delta}{2\gamma}\sin\beta\Big) - \\
&- \frac{\sin^2\psi}{2[1+(\Delta/\gamma)^2]}\Big(\sin^2\beta - \cos^2\psi\cos^2\beta + \frac{\Delta}{\gamma}\sin 2\beta\cos\psi\Big)\Big\}.
\end{aligned}
\tag{4}
$$

Степень линейной поляризации равна

$$P_\alpha = \frac{I_\alpha - I_{\alpha+\pi/2}}{I_\alpha + I_{\alpha+\pi/2}}. \tag{5}$$

Угол максимальной степени поляризации α определяется из условия

$$\partial P_\alpha / \partial_\alpha = 0,$$

которое дает

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} 2\alpha = &- \Big\{\sin 2\psi \sin\beta\,(3\sin^2\psi - 2) + \frac{\sin 2\psi}{1+(\Delta/2\gamma)^2}\Big(2\sin\beta\cos 2\psi + \\ &+ \frac{\Delta}{\gamma}\cos\beta\cos\psi\Big) + \frac{\sin^2\psi}{1+(\Delta/\gamma)^2}\Big(\sin 2\psi\sin\beta + 2\frac{\Delta}{\gamma}\cos\beta\sin\psi\Big)\Big\} : \\ &: \Big\{(3\sin^2\psi - 2)(\sin^2\psi\sin^2\beta - \cos^2\psi) + \frac{\sin 2\psi}{1+(\Delta/2\gamma)^2}\Big[\sin 2\psi(1+\sin^2\beta) + \\ &+ \frac{\Delta}{2\gamma}\sin 2\beta\sin\psi\Big] - \frac{\sin^2\psi}{1+(\Delta/\gamma)^2}\Big(\sin^2\beta\cos^2\psi - \cos^2\beta - \sin^2\psi + \\ &+ \frac{\Delta}{\gamma}\sin 2\beta\cos\psi\Big)\Big\}. \end{aligned} \tag{6}$$

Угол α отсчитывается от отрицательного направления оси OZ_1; ψ меняется от 0 до π, и β — от 0 до 2π.

На основании выражений (3) — (6) были проведены расчеты на ЭВМ ЕС-1020 степени линейной поляризации и угла максимальной поляризации при различных значениях параметров ψ и Δ/γ. Каждый раз угол β менялся от 0 до 2π. Изменения углов $0 \leqslant \psi \leqslant \pi/2$, $0 \leqslant \beta \leqslant \pi$ определяют первую; $\pi/2 \leqslant \psi \leqslant \pi$, $0 \leqslant \beta \leqslant \pi$ — вторую; $\pi/2 \leqslant \psi \leqslant \pi$, $\pi \leqslant \beta \leqslant 2\pi$ — третью и $0 \leqslant \psi \leqslant \pi/2$, $\pi \leqslant \beta \leqslant 2\pi$ — четвертую четверть сферы. Результаты вычислений были представлены в виде диаграмм величина степени поляризации — угол максимальной степени поляризации для различных фиксированных значений угла ψ при изменении параметра Δ/γ от 0 до 10 и угла β от 0 до π (или от π до 2π). Примеры таких диаграмм показаны на рис. 3. Так как для данной линии $g/\gamma_0 = \text{const}$, то $\Delta/\gamma \propto H$. Сравнение диаграмм рис. 3 показывает, что в зависимости от напряженности (Δ/γ) и направления (ψ, β) магнитного поля степень линейной поляризации от угла максимальной поляризации меняется очень сильно. Диаграммы при разных значениях углов ψ перекрываются, что приводит к неоднозначности: одним и тем же значениям степени поляризации и угла максимальной поляризации соответствуют различные напряженности и направления магнитного поля. Вычисленные на основании разных диаграмм (см. рис. 3) напряженности магнитного поля могут различаться в 6 и более раз.

Большая неопределенность, как видно на рис. 3, имеется и в определении углов ψ и β. Более того, для каждого значения угла ψ в первой четверти имеется соответствующее значение угла ψ_1 в третьей четверти, при которых диаграммы степень поляризации — угол максимальной поляризации в обеих четвертях тождественны. Диаграммы во второй (ψ_1) и в четвертой (ψ) четвертях также тождественны между собой. Это свойство диаграмм имеет место при условии, что $\psi = |\psi_1|$. ψ_1 отсчитывается от отрицательного направления оси OZ_1. Свойство тождественности диаграмм в первой и третьей четвертях, а также во второй и четвертой следует непосредственно из выражений (3) — (6) при подстановке в них углов $\psi = \pi - \psi_1$, $\beta = 2\pi - \beta_1$ для третьей четверти; $\psi = \pi - \psi_1$, β — второй четверти; ψ, $\beta = 2\pi - \beta_1$ — четвертой четверти. Тождественность диаграмм означает, что по данным наблюдений степени поляризации и угла максимальной поляризации нельзя установить, в какой из двух четвертей находятся углы, определяющие ориентацию вектора поля. Для углов $\psi = |\psi_1|$ диаграммы для первой — третьей четвертей отличаются от диаграмм второй — четвертой четвертей. Это отличие проявляется как поворот на 180° вокруг оси ординат диаграмм для одной пары четвертей по отношению к диаграммам второй пары четвертей. При этом сама система координат

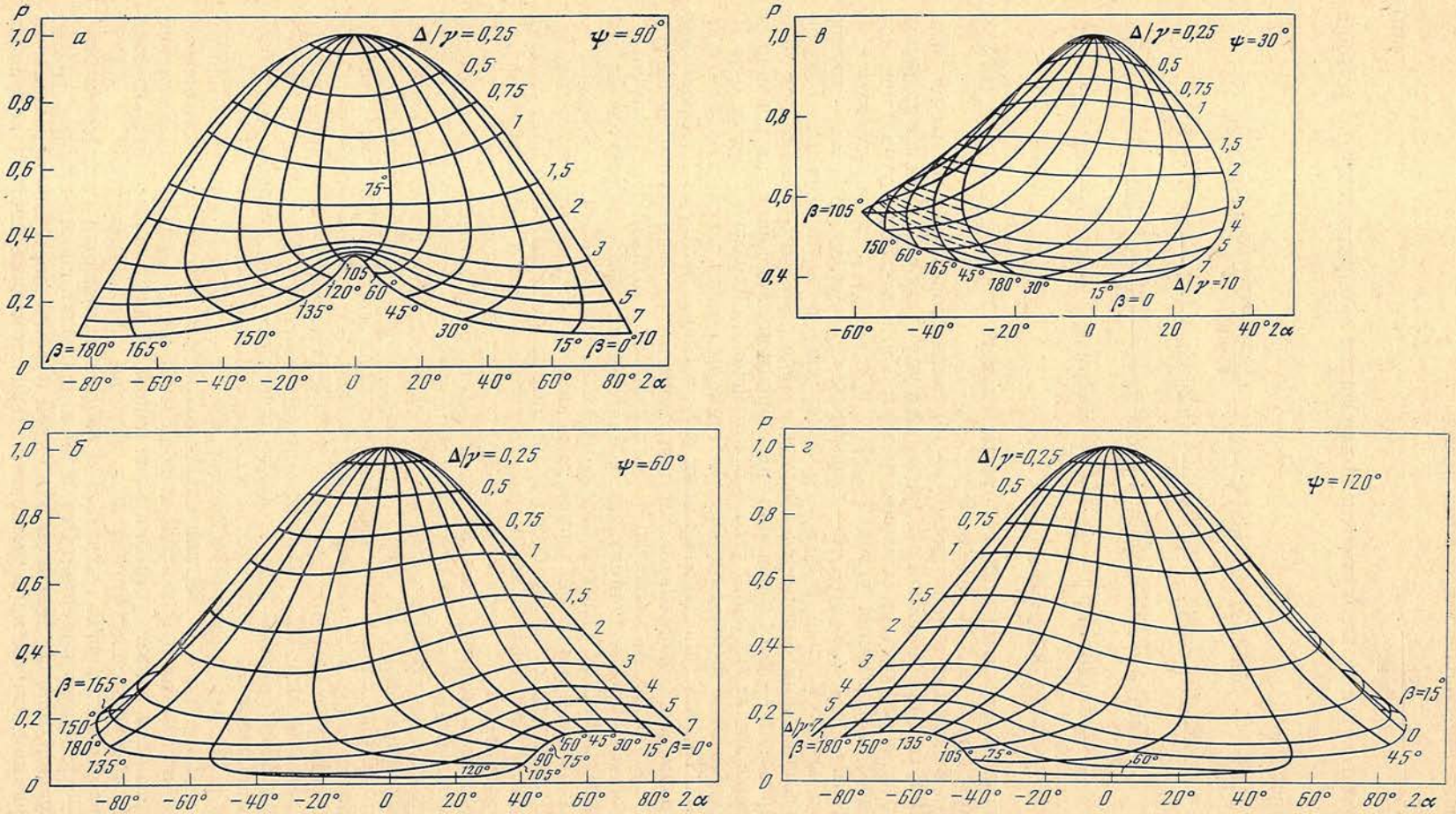


Рис. 3. Диаграммы степень линейной поляризации (P) — угол максимальной степени поляризации (2α) при разных значениях параметров ψ, β, Δ/γ

Параметр β меняется через 15° от 0 до 180°, параметр Δ/γ — от 0 до 10. Возле каждой линии постоянного значения угла β и линий постоянного значения параметров Δ/γ нанесены соответственно их величины *а* — $\psi = 90°$, *б* — $\psi = 60°$, *в* — $\psi = 30°$, *г* — $\psi = 120°$

остается неподвижной (положение знаков угла α на оси абсцисс не меняется). Частный пример такого различия диаграмм для первой и второй четвертей показан на рис. 3, *б* ($\psi = 60°$) и 3, *г* ($\psi = 120°$, т. е. $\psi_1 = -60°$).

Изменение направления магнитного поля на обратное приводит к повороту на 180° вокруг оси ординат диаграмм вместе с осью абсцисс (знаки угла α на оси абсцисс меняются местами). Наличие связи знака поля со знаком угла максимальной поляризации позволяет однозначно определять полярность магнитного поля.

Итак, мы видим, что по измерениям в одной линии степени поляризации и угла максимальной поляризации надежно устанавливается только полярность магнитного поля. Напряженность магнитного поля определяется довольно неуверенно, и практически ничего нельзя сказать об ориентации вектора поля.

Параметр $\frac{\Delta}{\gamma} = \frac{eH}{mc} g/\gamma_0$ зависит от величины напряженности магнитного поля H и от характеристики g/γ_0 спектральной линии. Возьмем теперь две спектральные линии с различными значениями параметра g/γ_0. Считаем, что они обе образуются в одном и том же месте солнечной атмосферы, т. е. для них одинаковы значения H, ψ и β. Тогда параметр Δ/γ для обеих линий будет разным. Данные измерений по таким двум линиям будут пространственно разнесены на диаграммах степень поляризации — угол максимальной поляризации. Они будут находиться на линии одинакового значения угла β. Чем больше используется спектральных линий с разными значениями параметра g/γ_0, тем точнее на диаграммах степень поляризации — угол максимальной поляризации определяется линия одинакового значения угла β. По данному ходу линии постоянного значения угла β с учетом знака угла степени поляризации α можно выбрать нужную диаграмму и по ней определить углы ψ и β.

Напряженность поля вычисляется по значению параметров Δ/γ. Оптимальное число спектральных линий, по наблюдениям в которых уверенно определяются углы ψ и β, т. е. выбирается нужная диаграмма, равно 3. На первый взгляд кажется, что использование нескольких спектральных линий позволяет определить величину H и ориентацию ψ, β магнитного поля. Однако для разных спектральных линий диаграммы степень поляризации — угол максимальной поляризации практически одинаковы. В результате этого первая — третья и соответственно вторая — четвертая четверти, как и для одной линии, остаются неразличимыми. В этом и заключается неопределенность в установлении ориентации магнитного поля по данным измерений в нескольких линиях.

Таким образом, по измерениям степени поляризации и угла максимальной поляризации в одной линии устанавливается надежно только полярность магнитного поля. Напряженность магнитного поля и ориентация вектора поля определяются довольно неуверенно. Использование нескольких линий позволяет уверенно определять полярность и величину напряженности поля, но ориентация его остается неопределенной.

В заключение приношу благодарность академику А. Б. Северному за обсуждение результатов работы и старшему инженеру-программисту А. В. Теребиж за проведение расчетов на ЭВМ.

Июль 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Mitchell A. C. G., Zemansky M. W.* Resonance radiation and excited atoms. Cambridge Univ. Press, 1961, p. 258.
2. *Hyder C. L.*— Astrophys. J., 1964, **140**, 817.
3. *Leroy J. L., Ratier G., Bommier V.*— Astron. and Astrophys., 1977, **54**, 811.
4. Reports from the Observatory of Lund, 1977, N 12. Ed. J. O. Stenflo.
5. *Gopasyuk S. I.*— Repts from the Observ. Lund, 1977, N 12, 63, Ed. J. O. Stenflo.
6. *Sahal-Brechot S., Bommier V.*— Reports from the Observ. of Lund, 1977, N 12, 5, Ed. J. O. Stenflo.
7. *House L. L.*— J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer, 1970, **10**, N 8, 909.
8. *House L. L.*— J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer, 1970, **10**, N 11, 1171.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

СВЯЗЬ СТРУКТУРЫ ПОЛУТЕНИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН С ВЕКТОРОМ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Б. Калман *

На материале групп № 207, 8—14 июня 1969 г. и № 420, 21—26 октября 1968 г. исследовалась связь структуры полутени с вектором магнитного поля. Для перевода сигналов магнитографа в абсолютные значения была использована эмпирическая калибровочная кривая [17]. Данные магнитных полей исправлены за эффекты проекции. Полученные таким образом величины полного вектора $|\mathbf{H}|$, горизонтальной и вертикальной (по отношению к поверхности Солнца) составляющих поля и его углов наклона (γ'') к местной нормали к поверхности Солнца хорошо соответствуют общим представлениям о структуре поля в активных областях.

Из сравнения карт абсолютной величины полного вектора магнитного поля с зарисовками групп пятен получено, что граница полутень — фотосфера повторяет изогауссы $|\mathbf{H}| \sim 500 \div 1000$ Гс даже в случае сложных групп пятен. Волокна полутени ориентированы в основном вдоль горизонтальной к поверхности Солнца составляющей поля. Наблюдаемое ухудшение ориентации волокон полутени относительно поперечной к лучу зрения составляющей поля с переходом от центра к краю солнечного диска обусловлено эффектом проекции.

CONNECTION BETWEEN THE STRUCTURE OF PENUMBRA OF SUNSPOTS AND THE MAGNETIC FIELD VECTOR, by *B. Kalman*.— On the material of groups N 207, 8—14 June 1969 and N 420, 21—26 October 1968, the connection between the structure of the penumbra and the magnetic field vector was studied. For converting the magnetograph signals to absolute values, the empirical calibration curve of [17] was used. The magnetic field data are corrected for fore shortening. The resulting values of the magnetic field vector $|\mathbf{H}|$, horizontal and vertical (to the solar surface) components, and angles of field to the local vertical to the solar surface (γ'') agree well with general considerations about the structure of magnetic field in active regions.

From comparison of maps of absolute values of the magnetic field vector with drawings of the spot groups we found, that the penumbra — photosphere boundary follows the isogauss line $|\mathbf{H}| \sim 500—1000$ Gs in the case of complex groups too. The penumbral filaments are oriented mainly along the horizontal to the solar surface component of the field. The observed worsening of orientation of penumbral filaments with respect to the transversal to line of sight component of the field from the Centre to the limb of the solar disk is caused by projection effect.

Хейл [1], изучая вихревую структуру хромосферы в окрестности пятен, впервые предположил, что она может быть ориентирована вдоль магнитного поля. В последующем, после создания магнитографов, особенно магнитографов полного вектора, этот вопрос был детально исследован [2—6], и сейчас уже можно считать установленным фактом, что тонкая структура хромосферы соответствует ориентации магнитного поля, измеренного в фотосфере.

* Гелиофизическая обсерватория Венгерской Академии наук, г. Дебрецен.

Наряду с этим рядом авторов [5—10] проведено исследование ориентации тонкой структуры в полутени пятен относительно поперечного магнитного поля в фотосфере. Оказалось, что она тоже ориентирована вдоль магнитного поля, но несколько хуже, чем в хромосфере. Ранее нами [10] было обращено внимание на то, что это соответствие ухудшается с переходом группы от центра к краю солнечного диска.

Спектроскопические наблюдения показали, что поры и мелкие пятна появляются только тогда, когда магнитное поле в них достигает порядка 1500 Гс [11]. На основании магнитографических измерений для одиночного пятна было найдено, что на границе полутень — фотосфера напряженность магнитного поля составляет в среднем 500 Гс [12]. В настоящей работе мы изучаем связь структуры полутени сложных групп со структурой полного вектора магнитного поля по наблюдениям активных областей № 207 ($B = -14°$, $L = 90°$, 8—14 июня 1969 г.) и № 420 ($B = +17°$, $L = 242°$, 21—26 октября 1968 г.). Нумерация групп взята из «Солнечных данных». Подробное описание этих групп пятен и их развития приведено в [10, 13].

Записи магнитного поля получены на вектор-магнитографе Крымской астрофизической обсерватории [14] сотрудниками КАО в режиме одновременной регистрации всех трех компонент магнитного поля [15]. Измерения проводились в линии Fe I λ5250 Å. Условия записи следующие: сканирование велось по направлению суточной параллели, размеры входной щели спектрографа составляли 2,5 × 9″,2, расстояние между разрезами 6″,7.

Снимки всего диска Солнца диаметром изображения 10 см были получены на пленках 14 × 14 см с помощью 13,5-см фотогелиографа Гелиофизической обсерватории ВАН. Солнце фотографировалось в интегральном свете и через интерференционный светофильтр с полосой пропускания ~ 120 Å около 3750 Å. Для получения фотографий с хорошим качеством изображений фотогелиограф смонтирован на одной установке с большим (25-см) рефрактором, с помощью которого наблюдатель постоянно следит за качеством изображения и в моменты лучших изображений проводит фотографирование. Для того чтобы труба телескопа не нагревалась, а внутри нее не возникали конвективные движения воздуха, специальный автоматический затвор открывает объектив фотогелиографа только во время фотографирования, в остальное время объектив закрыт. Кроме того, для уменьшения конвективных потоков воздуха на время наблюдений павильон отодвигается по рельсам на север и телескопы остаются на открытой площадке.

Для группы № 420 получено 74 снимка Солнца 21—26. X 1968 г., а для группы № 207—179 снимков Солнца 8—14.VI 1969 г. Для сравнения с магнитными картами из них выбраны те, которые имели хорошее качество изображения и получены наиболее близко по времени к записям магнитных полей. Обзор материала наблюдений дает таблица. В первом столбце таблицы приведена дата, во втором — номер записи магнитного поля, в третьем — время (UT) записи магнитного поля, в четвертом — время (UT) получения фотогелиограммы, в пятом — расстояние l центра группы от центрального меридиана, в шестом — угловое расстояние ρ центра группы от центра видимого диска Солнца. Отсчеты сигналов магнитного поля снимались через 3″,4 вдоль разреза.

Дальнейшая обработка материала проводилась на ЭВМ типа Hewlett — Packard 9810 A Гелиофизической обсерватории, к которой были приобретены новые узлы, значительно расширяющие ее возможности: графический ввод и вывод информации, ввод с перфоленты, увеличение оперативной памяти и дополнительная память на магнитной ленте. Все результаты магнитографических измерений были переведены на магнитную ленту для облегчения машинной обработки. На основании сигналов магнитного поля, сигнала калибровки и эмпирической калибровочной кривой [17], с помощью ЭВМ были вычислены продольная ($H_\parallel$) и поперечная ($H_\perp$) составляющие магнитного поля, а из них $H = \sqrt{H_\perp^2 + H_\parallel^2}$, наклон его к

Дата	Номер записи	$t_{зап}$ (UT)	$t_{фот}$ (UT)	l	ρ
Группа № 207, 1969 г.					
8.VI	1047	11^h40^m—12^h25^m	12^h 06^m	—24°	28°
9.VI	1048—1	12 10 —13 15	9 57	—10	17
	1048—2	13 30 —14 20	9 57	—10	17
10.VI	1049	6 00 — 7 15	5 21	0	14
11.VI	1050	13 00 —14 35	12 09	+17	22
12.VI	1051	12 30 —13 55	12 16	+30	33
13.VI	1052—1	12 10 —13 00	12 21	+43	45
	1052—2	13 30 —14 15	12 21	+43	45
14.VI	1053	4 30 — 5 50	6 30	+52	53
Группа № 420, 1968 г.					
21.X	971—1	8 35 — 9 06	7 52	—29	30
	971—2	9 10 — 9 37	7 52	—29	30
	971—3	12 15 —12 50	14 24	—27	26
22.X	972—1	5 30 — 6 02	6 56	—17	19
	972—2	9 18 — 9 52	8 10	—15	18
23.X	973—1	6 55 — 7 25	7 10	—3	11
	973—2	9 30 —10 20	10 19	—2	11
24.X	974—2	10 28 —11 28	11 07	+12	17
25.X	975	7 55 — 8 26	7 46	+24	27
26.X	976	7 42 — 8 20	10 05	+37	41

лучу зрения γ и позиционный угол χ поперечной составляющей. Определение этих величин подробно описано ранее [14, 16]. В настоящей работе для удобства вычислений использован не угол χ, как в [14], а угол α между проекцией вектора магнитного поля на картинную плоскость и направлением суточного движения Солнца, т. е. направлением сканирования.

Трудность обработки возникает из-за того, что, как известно, например, из [14], позиционный угол χ или α, вычисленный на основании измерений, может иметь два значения, различающихся на 180°, поэтому направление поперечной компоненты надо определить из физических соображений. Для этой цели были совмещены карты продольного и поперечного полей, и из возможных двух значений угла α выбиралось то, которое лучше соответствовало общей структуре и изменению продольного поля.

После получения H, γ и α для исправления за проекцию надо еще привязать координаты на картах магнитного поля к координатам на диске Солнца. Для точной привязки карт магнитных полей и фотогелиограмм в масштабе карт были изготовлены копии снимков групп пятен. Карты поля совмещались с копиями снимков так, чтобы структура продольного и поперечного магнитных полей наилучшим образом совпадала с видимыми пятнами. По этим же копиям фотогелиограмм делались зарисовки групп пятен и тонкой структуры полутени в них. Пример карт и зарисовок приведен нами ранее [10]. Положение отдельных пятен было хорошо известно из позиционных измерений. Кроме того, для проверки правильности совмещения для группы № 207 (1969) были использованы магнитные спектрогелиограммы этой группы, сделанные в Медонской обсерватории. На этих снимках одновременно видны и структура группы и нулевая линия продольного поля [18]. Совмещение карт и снимков проверялось по совпадению нулевой линии.

Перед выводом формул для исправления вектора **H** за проекцию надо заранее сказать, почему использованы именно такие, казалось бы, сложные формулы, а не более простые, приведенные в [19]. Здесь сказывается специфика вычислительной машины, именно малое быстродействие. Умноже-

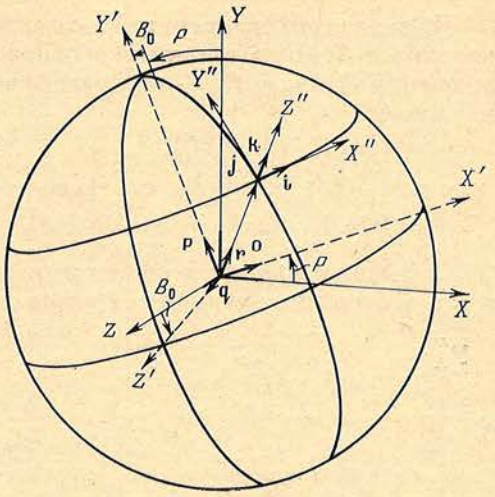


Рис. 1. Использованные системы координат и единичные векторы

XYZ — система координат I, связана с наблюдениями; $X'Y'Z'$ — система координат II, связана с гелиографическими координатами; P — позиционный угол оси вращения Солнца, B_0 — гелиографическая широта центра диска Солнца; единичные векторы **o**, **p**, **q** направлены по осям X', Y', Z' соответственно; X'', Y'', Z'' — система координат III, связана с точкой на поверхности Солнца; единичные векторы **i**, **j**, **k**, направлены по осям X'', Y'', Z'' соответственно. Единичный вектор **r** направлен по радиус-вектору из центра Солнца в точку наблюдений

ние и сложение занимает примерно 0,0003 с, а нахождение тригонометрических функций — порядка 0,05 с. Поэтому более длинная программа, но содержащая значительно меньшее количество тригонометрических функций, примерно на порядок быстрее решает задачу, чем программа со сферическими треугольниками. Кроме того, векторная форма записи позволила применять общую подпрограмму для скалярного умножения, что значительно облегчило программирование.

При исправлении за проекцию мы использовали следующие три системы координат (рис. 1).

Система I связана с наблюдателем. Начало координат в центре Солнца, ось X лежит в картинной плоскости и направлена вдоль суточного движения Солнца, ось Y тоже лежит в картинной плоскости и направлена к северному полюсу мира, ось Z — к наблюдателю. Наблюдения были проведены именно в этой системе координат. Радиус-вектор положения точки на поверхности Солнца с координатами x, y в картинной плоскости имеет компоненты $\{x, y, \sqrt{R^2 - x^2 - y^2}\}$, где R — радиус изображения Солнца. Через **r** обозначаем единичный вектор, направленный по радиус-вектору, с компонентами $\{x/R, y/R, \sqrt{R^2 - x^2 - y^2}/R\}$. Магнитное поле **H** в системе координат I имеет компоненты $\{H \sin\gamma \cos\alpha,\ H \sin\gamma \sin\alpha,\ H \cos\alpha\}$. Полезно еще ввести единичный вектор **h**, направленный по магнитному полю и имеющий компоненты $\{\sin\gamma \cos\alpha,\ \sin\gamma \sin\alpha,\ \cos\alpha\}$.

Система II связана с гелиографическими координатами — широтой B и долготой $L_{\text{СМ}}$ от центрального меридиана. Начало координат в центре Солнца, ось X' направлена по направлению $B = 0°$, $L_{\text{СМ}} = 90°$, ось Y' — по направлению к северному полюсу Солнца, т. е. $B = 90°$, ось Z' — по направлению $B = 0°$, $L_{\text{СМ}} = 0°$. Через **o**, **p**, **q** обозначаем единичные векторы, направленные по осям X', Y', Z' соответственно.

Система III связана с точкой на поверхности Солнца. Начало координат в точке на поверхности, ось X'' направлена вдоль касательной к параллели по направлению вращения Солнца, ось Y'' — вдоль касательной к меридиану и направлена к северному полюсу Солнца, ось Z'' — вертикально вверх, т. е. по направлению радиус-вектора из центра Солнца. Через **i**, **j**, **k** обозначаем единичные векторы, направленные по осям X'', Y'', Z'' соответственно.

Нас интересует ориентация вектора **H** в системе координат III, т. е. его угол с местной вертикалью γ'' и позиционный угол горизонтальной компоненты α'', отсчитываемый от оси X''. Очевидно, абсолютная величина поля H не меняется при преобразовании, а для определения углов γ'' и α'' воспользуемся единичными векторами **r** и **h**.

Прежде всего следует выразить единичные векторы системы II в системе координат I. При обычных обозначениях (P — позиционный угол оси вращения Солнца, B_0 — гелиографическая широта центра диска Солнца) мы имеем

$$\mathbf{o} = \{\cos P,\ \sin P,\ 0\},$$
$$\mathbf{p} = \{-\cos B_0 \sin P,\ \cos B_0 \cos P,\ \sin B_0\}, \tag{1}$$
$$\mathbf{q} = \{\sin B_0 \sin P,\ -\sin B_0 \cos P,\ \cos B_0\}.$$

С помощью $\mathbf{o}$, $\mathbf{p}$, $\mathbf{q}$ мы можем выразить компоненты единичных векторов $\mathbf{r}$ и $\mathbf{h}$ в системе координат II через скалярные произведения

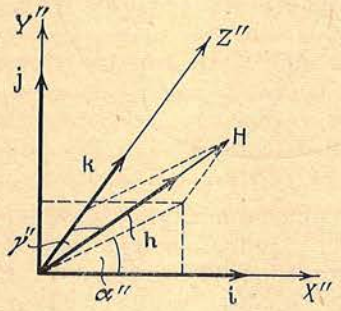


Рис. 2. Положение вектора магнитного поля **H** в системе координат III и определение углов γ'' и α''

$$\mathbf{r} = \{\mathbf{r}\cdot\mathbf{o},\ \mathbf{r}\cdot\mathbf{p},\ \mathbf{r}\cdot\mathbf{q}\} = \{x',\ y',\ z'\},$$
$$\mathbf{h} = \{\mathbf{h}\cdot\mathbf{o},\ \mathbf{h}\cdot\mathbf{p},\ \mathbf{h}\cdot\mathbf{q}\}. \tag{2}$$

Тройку единичных векторов системы III, $\mathbf{i}$, $\mathbf{j}$, $\mathbf{k}$ можем выразить через компоненты $\mathbf{r}$ в системе II

$$\mathbf{i} = \{z'/\sqrt{x'^2+z'^2},\ 0, -x'/\sqrt{x'^2+z'^2}\},$$
$$\mathbf{j} = \{-x'y'/\sqrt{x'^2+z'^2},\ \sqrt{x'^2+z'^2},\ -y'z'/\sqrt{x'^2+z'^2}\}, \tag{3}$$
$$\mathbf{k} = \{x',\ y',\ z'\} = \mathbf{r}.$$

Наконец для углов γ'' и α'' имеют место следующие соотношения (см. рис. 2):

$$\cos\gamma'' = \mathbf{h}\cdot\mathbf{k}; \quad \operatorname{tg}\alpha'' = \frac{\mathbf{h}\cdot\mathbf{j}}{\mathbf{h}\cdot\mathbf{i}}. \tag{4}$$

Так как α'' лежит в пределах 0 — 360°, то при вычислении его надо учитывать знаки и числителя и знаменателя в выражении (4). С помощью выражений (1) — (4) в каждой точке вычислялась ориентация вектора магнитного поля относительно нормали к поверхности Солнца и относительно меридиана. На основании значений $|\mathbf{H}|$, γ'' и α'' с помощью ЭВМ были построены карты магнитных полей в гелиографической системе координат: горизонтальной (параллельной поверхности Солнца $H_г$ и вертикальной $H_в$ компонент, абсолютные величины $|\mathbf{H}|$ и карты углов γ'' и α''. Для сравнения этих карт магнитного поля с зарисовками групп пятен последние были представлены с помощью графического ввода в ЭВМ и вывода из нее информации в гелиографической системе координат.

Результаты и дискуссия

В качестве примера на рис. 3 приведены карты магнитного поля 14.VI 1969 г. группы № 207 в картинной плоскости (до исправления) и в гелиографических координатах (после исправления за проекцию). В этот день группа находилась уже приблизительно в 55° от центрального меридиана, поэтому эффекты проекции сильно сказывались. Например, в горизонтальный компонент $H_г$ примерно одинаковый вклад дают $H_\parallel$ и $H_\perp$, последняя даже бóльшую. На рис. 3, *а* карта $H_\perp$ показывает расходящийся веер силовых линий, выходящих из большого пятна-лидера, с учетом проекции. На рис. 3, *б* карта $H_г$ уже напоминает обычную дипольную структуру активной области, а именно: такую, как если бы группа была в центре солнечного диска.

Ход нулевых линий $H_\parallel$ и $H_в$ тоже различен на двух картах. На карте $H_\perp$ видна большая область южной полярности к западу от лидера, занима-

ющая даже часть его полутени. Это ярко выраженный эффект проекции. На карте $H_г$ (рис. 3, *б*) эта область находится уже далеко от полутени. Заметные изменения очертаний формы имеют и вкрапления поля другого знака в области, занятой в основном одной полярностью. Интересно, однако, заметить, что нулевая линия, разделяющая полярности в середине группы, практически не изменила своего положения относительно ядер.

На рис. 4 приведена карта угла γ'' — наклона вектора магнитного поля к местной нормали к поверхности Солнца. На этой карте небольшая область внутри изолинии $\gamma'' = 20°$ находится у западного края большого ядра-лидера. В хвостовой части около основных ядер имеется изолиния $\gamma'' = 160°$, и она тоже сдвинута к западу. Учитывая обычную точность магнитографических измерений, особенно около края солнечного диска, полученное распределение угла γ'' можно считать удовлетворительным. Когда группа находится около центрального меридиана, то в лидере изолиния $\gamma'' = 20°$ практически совпадает с границей ядро — полутень. Малые величины углов γ'' для поля северной полярности и близкие к 180° для поля южной полярности означают, что поля в основном вертикальные. Это, как видно на примере рис. 4, наблюдается для подавляющего большинства ядер на всех картах. На границе полутень — фотосфера значения угла γ'' могут быть самыми разнообразными. Они указывают на то, что поле на границе полутень — фотосфера может быть и горизонтальным и почти вертикальным.

На рис. 5 и 6 приведено сравнение зарисовок групп пятен с картами абсолютной величины магнитного поля $|\mathbf{H}|$. Изучаемые нами группы были сложными, и в процессе их развития пятна иногда находились в общей полутени, а иногда имели отдельные полутени. Во всех этих случаях граница полутень — фотосфера хорошо повторяет форму изогауссы $|\mathbf{H}|$. По нашим данным она проходит между 500 и 1000 Гс. Особенно хорошо это видно на приведенных примерах рис. 5 и 6. На рис. 5 8.VI 1969 г. полутень состояла из отдельных частей. В это же время изогаусса между 500 и 1000 Гс окружала соответствующие области. 10.VI 1969 г. произошло объединение отдельных полутеней в одну общую. Соответствующим образом имело место и объединение изогаусс. Напротив, на рис. 6 сначала 22.X 1968 г. группа находилась в общей полутени, а 23.X 1968 г. произошло разделение. Аналогичные изменения показала и изогаусса. Такое же поведение изогауссы 1000 Гс на границе полутени одиночного пятна можно видеть на рис. 4 [20].

Ранее В. Бумба из фотографических измерений нескольких одиночных пятен получил значение 300 Гс на границе полутень — фотосфера независимо от размера пятен. А. Б. Северный по магнитографическим наблюдениям униполярного пятна [12] получил величину поля 500 Гс. Результаты, полученные в [20, 21], относятся к одиночным пятнам, где структура магнитного поля наиболее проста. Из наших измерений следует, что внешняя граница полутени совпадает с изогауссой 500—1000 Гс полного вектора поля и для групп солнечных пятен с более сложной магнитной структурой. Это, по-видимому, не противоречит результатам Н. В. Стешенко [11], согласно которым в самых мелких пятнах и порах минимальное значение магнитного поля достигает 1500 Гс, ибо поры и полутень — разные образования.

Далее проведено сравнение тонкой структуры полутени со структурой поперечной ($H_\perp$) и горизонтальной ($H_г$) составляющих магнитного поля. С этой целью эскизы группы № 207 накладывались на соответствующие карты поперечного к лучу зрения магнитного поля и измерялся угол между направлением поперечного поля и направлением деталей полутени ($0° \leqslant \varphi \leqslant 90°$). Для каждой детали бралось только одно значение угла φ, потому что волокна полутени короткие и имели незначительные искривления.

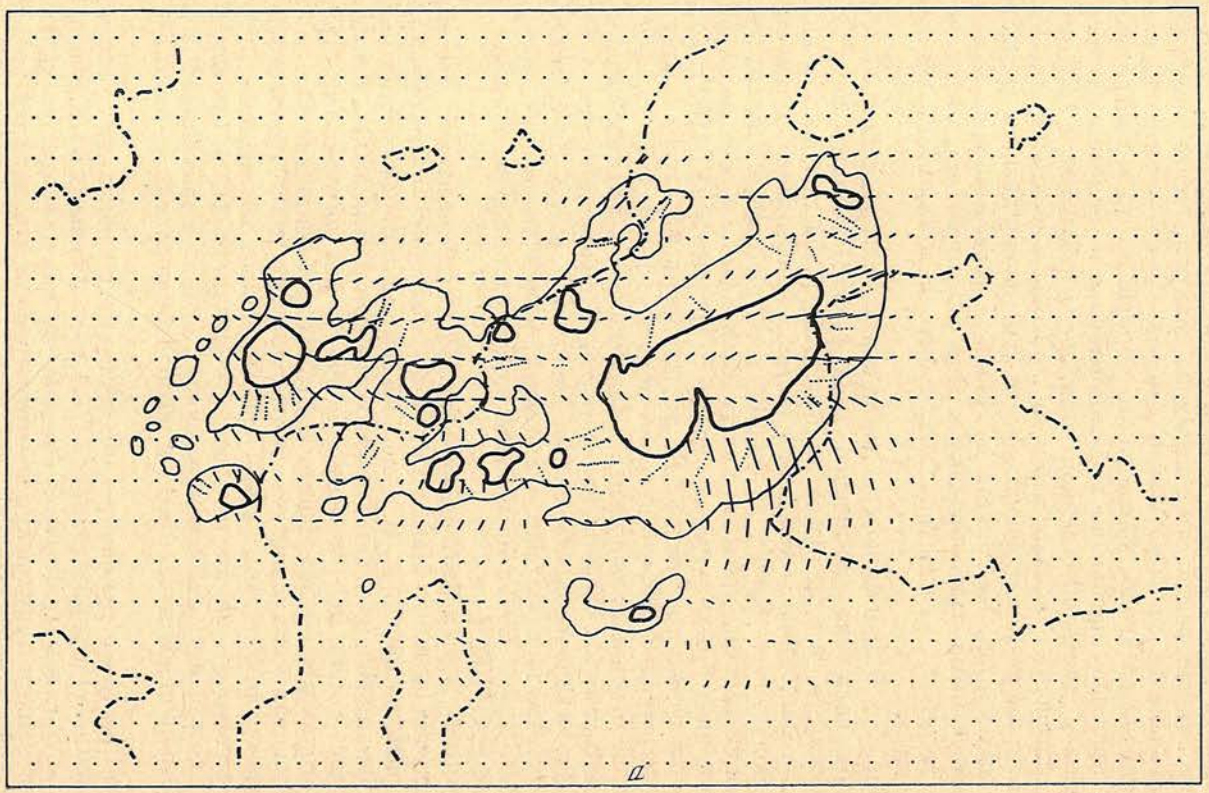


Рис. 3. Карты магнитного поля: группа № 207 14.VI 1969 г. до (*а*) и после (*б*) исправления за проекцию

а — черточками показана ориентация поперечного к лучу зрения магнитного поля, длина черточек пропорциональна величине поперечной составляющей. Жирной и тонкой сплошными линиями обведены ядра и полутень соответственно; пунктиром — волокна полутени. Штрихпунктирная линия — нулевая линия продольного поля;

б — обозначения те же, но здесь изображена горизонтальная к поверхности Солнца составляющая магнитного поля в гелиографических координатах и нулевая линия вертикального поля

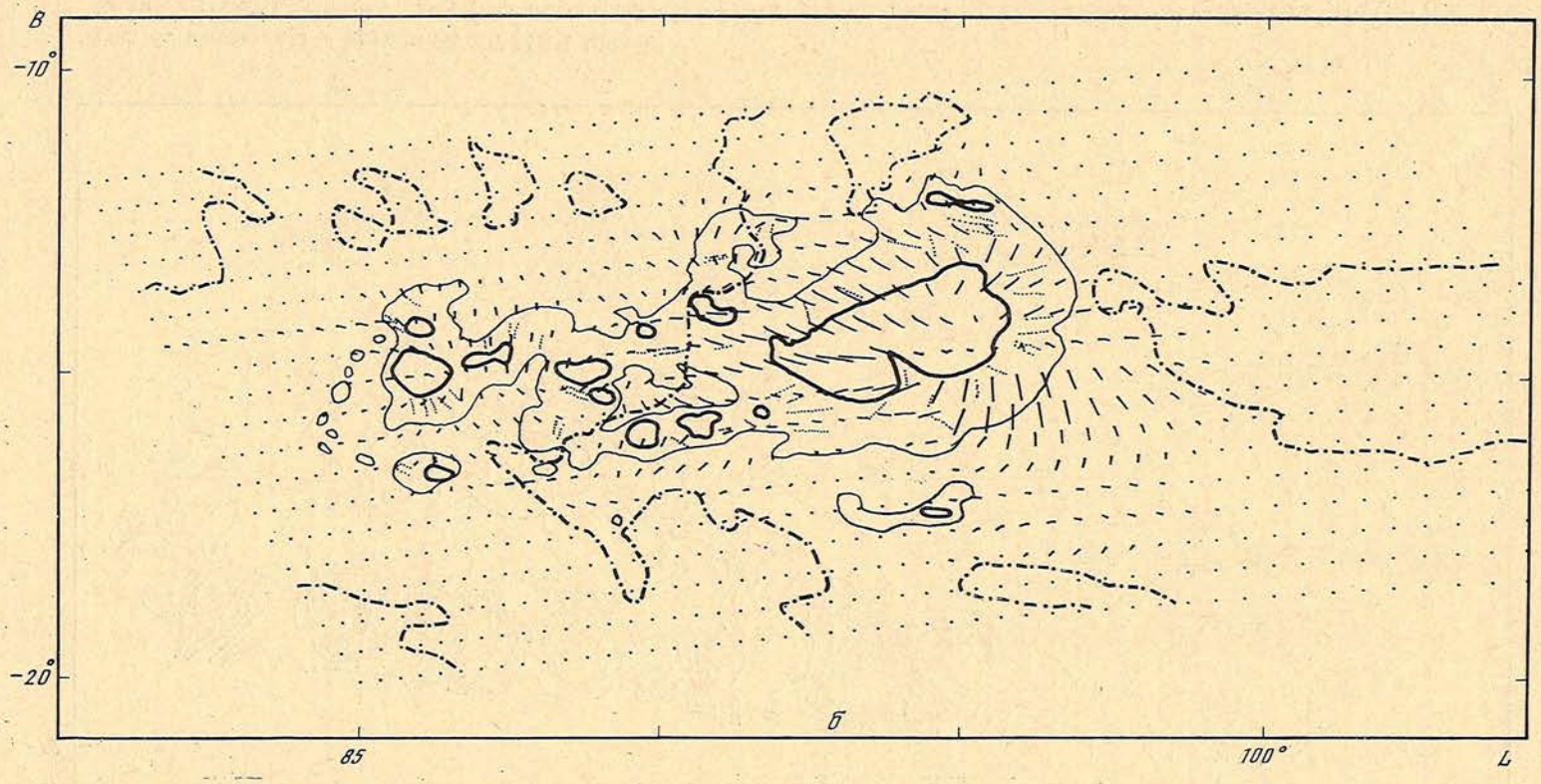

B
-10°
-20°
85
100°
L
Б

Рис. 4. Карта угла γ'' группы № 207 14.VI 1969 г.

Линии с короткой штриховкой — очертания ядер (жирные) и полутени (тонкие). Линии с длинной штриховкой — изолинии угла γ'' =100, 120, 140, 160°; штрихпунктирная линия — изолиния γ'' = 90°; сплошные линии — изолинии γ''= 20, 40, 60, 80°

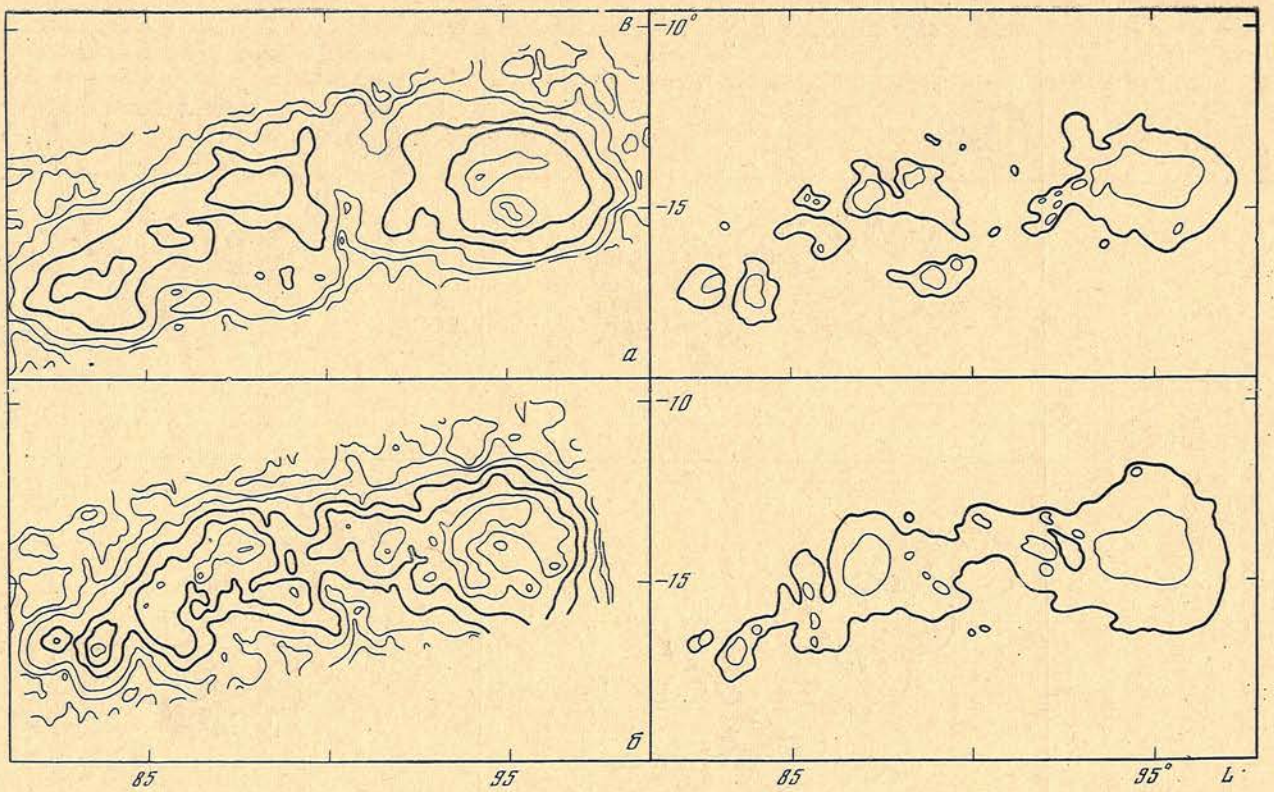


Рис. 5. Карта абсолютной величины полного вектора магнитного поля | **H** | и зарисовка группы пятен № 207 8.VI (*а*) и 10.VI 1969 г. (*б*)

На карте | **H** |, начиная с ее периферии, изогауссы проведены при | **H** | = 50, 100, 200, 500, 1000, 2000 и 3000 Гс. Изогауссы 500 [и 1000 Гс выделены жирной линией, тонкой линией показаны очертания ядер. И карта | **H** |, и зарисовка построены в гелиографических координатах

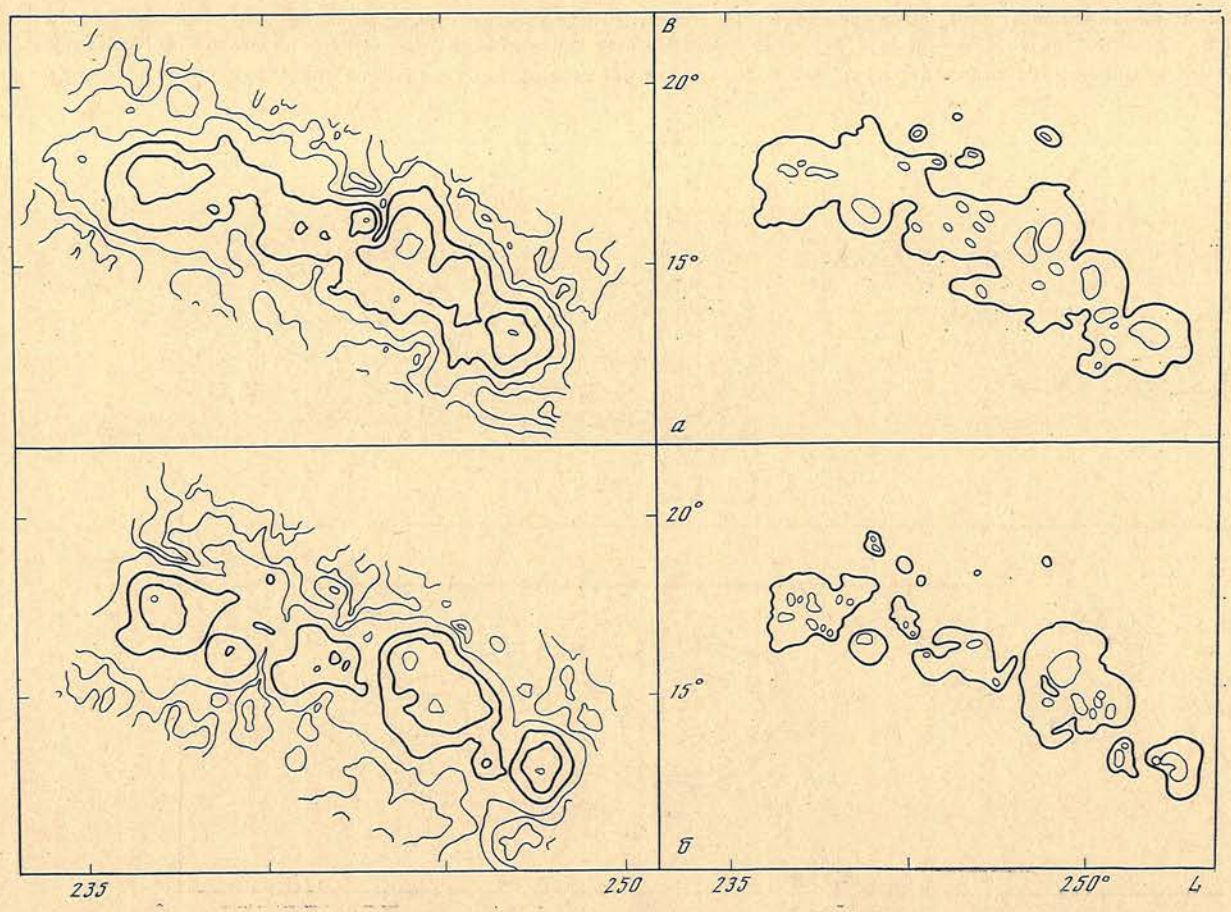


Рис. 6. То же, что на рис. 5, для группы пятен № 420 22.X (*а*) и 23.X 1968 г. (*б*)

Обозначения те же, что на рис. 5

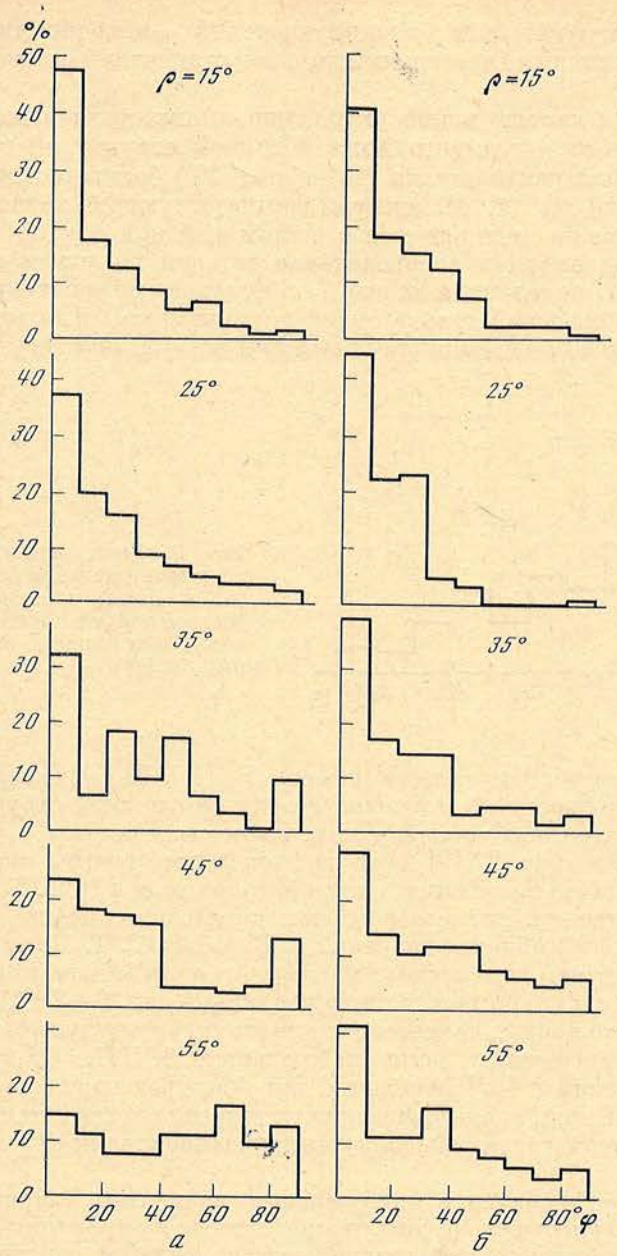


Рис. 7. Гистограммы распределения углов φ между направлениями волокон полутени и направлением поперечного (*а*) и горизонтального (*б*) поля в зависимости от углового расстояния ρ группы от центра диска Солнца

По данным измерений раздельно для каждого дня строилась гистограмма частотного распределения элементов по углу φ, нормированная на единицу следующим образом: все данные измерений были сгруппированы в 10-градусные интервалы 0 — 10°, 10 — 20°, . . . , 80 — 90°. Подсчитывалось число деталей полутени, составляющих угол φ с направлением $H_{\perp}$, попавших в данный интервал. Полученные таким образом числа были потом разделены на общее число всех деталей на данной карте и выражены в процентах от общего числа. 9 и 13.VI, когда имелось по две записи, гистограммы были построены на основе обеих карт. Чтобы исследовать поведение распределений по углу φ в зависимости от углового расстояния от центра

диска ρ, гистограммы для близких значений ρ объединялись. В итоге получено 5 различных гистограмм для разных значений ρ, представленных на рис. 7, *а*.

На рис. 7, *а* хорошо видно ухудшение соответствия между направлением поперечного магнитного поля и тонкой структурой в полутени с ростом ρ. Вблизи центра диска ($10° < \rho < 20°$) большинство значений φ группируется около 0°. Максимум, соответствующий значению угла φ 0 — 10°, постепенно уменьшается с ростом ρ, и при $\rho = 55°$ гистограмма показывает равномерное распределение деталей по углам φ.

Зависимость, показанная на рис. 7, *а*, получена на основании обработки материалов наблюдений только одной группы пятен. Для того чтобы выяснить, насколько она является общей, мы воспользовались материалами

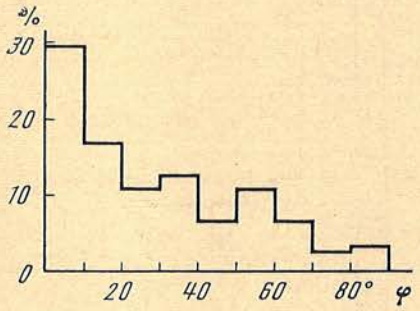


Рис. 8. Гистограмма частотного распределения деталей по углам между направлениями деталей полутени и магнитного поля, построенная на основе рис. 22 [9]

наблюдений, опубликованными ранее. В [8, 9] проведено сравнение направлений поперечного магнитного поля со сложной структурой полутени группы пятен, находящейся на угловом расстоянии $\rho \sim 43°$ от центра диска. На основе рис. 22 [9] нами построена гистограмма частотного распределения деталей полутени в зависимости от угла φ (рис. 8). Она довольно хорошо соответствует гистограммам распределения на рис. 7, *а* (35 и 45°) в соответствующей области значений ρ. В работе Т. Т. Цапа [6] на рис. 6 показаны три карты поперечного магнитного поля большого пятна с зарисовкой тонкой структуры полутени в различные дни, 6—8.VIII 1963 г. Там же отмечено, что наихудшее соответствие структуры полутени и ориентации поперечного магнитного поля наблюдается 8.VIII. Однако согласно „Солнечным данным" [22] значение ρ для этих трех карт составляет 16, 29 и 42° соответственно, и, следовательно, ухудшение соответствия ориентации элементов тонкой структуры полутени и направления $H_\perp$ происходит с ростом ρ.

Аналогичное сравнение направления элементов тонкой структуры полутени на зарисовках группы, исправленных за проекцию, было проведено с направлением горизонтальной составляющей магнитного поля ($H_г$). Полученные гистограммы приведены на рис. 7, *б*.

На гистограммах рис. 7, *б* можно видеть, что после исправления за проекцию магнитного поля и зарисовок группы имеется хорошее соответствие направления горизонтальной (к поверхности Солнца) компоненты магнитного поля и ориентации волокон полутени. Хорошее соответствие сохраняется для групп на расстояниях до $\rho = 55°$ от центра солнечного диска. Заметное небольшое ухудшение согласия на рис. 7, *б* с ростом ρ можно объяснить уменьшением разрешающей силы магнитографа с переходом к краю солнечного диска. Таким образом, заметное на рис. 7, *а* ухудшение соответствия ориентации элементов тонкой структуры полутени и направления $H_\perp$ с ростом ρ можно объяснить эффектами проекции. Сравнивая рис. 3, *а* и 3, *б*, можно видеть, как улучшается согласие между структурой полутени и магнитного поля после исправления за проекцию.

Заключение

На материале двух групп солнечных пятен проводилось сравнение структуры полутени и полного вектора магнитного поля. Для перевода сигналов магнитографа в абсолютные значения была использована эмпирическая калибровочная кривая [17]. Данные магнитных полей исправлены за эффекты проекции. Полученные таким образом величины полного вектора $|\mathbf{H}|$, горизонтальной и вертикальной (по отношению к поверхности Солнца) составляющих поля и его углов наклона (γ'') к местной нормали к поверхности Солнца хорошо соответствуют общим представлениям о структуре поля в активных областях.

Из сравнения карт абсолютной величины полного вектора магнитного поля с зарисовками групп пятен получено, что граница полутень — фотосфера повторяет изогауссы $|\mathbf{H}| \sim 500 \div 1000$ Гс даже в случае сложных групп пятен. Волокна полутени ориентированы в основном вдоль горизонтальной к поверхности Солнца составляющей поля. Наблюдаемое ухудшение ориентации волокон полутени относительно поперечной к лучу зрения составляющей поля с переходом от центра к краю солнечного диска обусловлено эффектом проекции.

В заключение приношу искреннюю благодарность академику А. Б. Северному за возможность работать в Крымской астрофизической обсерватории и использовать наблюдательный материал обсерватории, С. И. Гопасюку за многостороннюю помощь и внимание к работе и доктору Мартрес за предоставление магнитных спектрогелиограмм группы № 207 во время пребывания автора в Медонской обсерватории.

Декабрь 1977 .

ЛИТЕРАТУРА

1. *Hale G. E.*— Astrophys. J., 1908, 28, 100.
2. *Степанов В. Е.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, **20**, 52.
3. *Leroy J. L.*— Ann. Astrophys., 1962, **25**, 127.
4. *Howard R.*, *Harvey J. W.*— Astrophys., J., 1964, **139**, 1328.
5. *Цап Т. Т.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **31**, 200.
6. *Цап Т. Т.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 92.
7. *Куклин Г. В.*, *Степанов В. Е.*— Солнечные данные, 1963, № 1, 55.
8. *Стешенко Н. В.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, **39**, 245.
9. *Зверева А. М.*, *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, **41—42**, 97.
10. *Калман Б.*— Изв. Крымской астрофиз обс., 1976, **55**, 60.
11. *Стешенко Н. В.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **37**, 21.
12. *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, **33**, 34.
13. *Калман Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, **57**, 122.
14. *Степанов В. Е.*, *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, **28**, 166.
15. *Никулин Н. С.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **36**, 76.
16. *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, **31**, 159.
17. *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, **36**, 28.
18. *Michard R.*, *Rayrole J.* Astron. and Astrophys., 1970, **4**, 36.
19. *Степанов В. Е.*, *Гопасюк С. И.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, **28**, 194.
20. *Котов В. А.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, **41—42**, 67.
21. *Бумба В.*— Изв. Крымской астрофиз обс., 1960, **23**, 212.
22. Солнечные данные, 1963, № 8.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

МАГНИТОГРАФИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В НЕВОЗМУЩЕННЫХ И АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА СОЛНЦЕ

Т. Т. Цап

Изучаются продольные магнитные поля, измеренные с высоким разрешением ($1 \times 1''$) на двойном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории. Найдено, что в подавляющем большинстве случаев измеренные напряженности магнитного поля вне активных областей не превышают 20—25 Гс. В редких случаях вне активных областей встречаются элементы магнитного поля с напряженностью более 500 Гс.

MAGNETOGRAPH OBSERVATIONS OF THE MAGNETIC FIELDS IN THE QUIET AND ACTIVE REGIONS OF THE SUN, by *T. T. Tsap.*— High-resolution ($1 \times 1''$) measurements of the longitudinal magnetic field in quiet and active regions is studied. The observations were made with the double magnetograph of the Crimean astrophysical obserwatory. It is found that the magnetic field strength do not exceed 20—25 Gs in the quiet regions in majority of the cases. The magnetic elements with the field strength more than 500 Gs are observed in some cases in quiet regions.

Магнитные поля играют основную роль во многих явлениях и процессах, протекающих на разных уровнях в атмосфере Солнца, и их природа не может быть окончательно выяснена без подробного изучения магнитных полей. Это связано с тем, что в атмосфере Солнца магнитное число Рейнольдса $\mathrm{Re}_m = vl/\eta$ очень велико, магнитное поле вморожено в плазму и движется вместе с ней. Здесь v, l и η обозначают характерную скорость, характерную длину и магнитную вязкость соответственно. Магнитное поле определяет структурность плазмы, если величина магнитного давления $H^2/8\pi$ превосходит газовое давление $\rho v^2/2$.

Характерная особенность магнитных полей в активных и невозмущенных областях на Солнце, что впервые было отмечено в [1—3], состоит в резко выраженной тонкоструктурности. Дальнейшее изучение этого вопроса показало, что магнитные поля, связанные с факельными и флоккульными гранулами, состоят из элементов размером в 1,5 — 3″, величина напряженности магнитного поля лишь для 30% магнитных элементов превышает 50 Гс, и в редких случаях встречаются факелы с напряженностью ~200 Гс [4]. Измерения магнитных полей в факелах, выполненные в [5], показали несколько бóльшие значения напряженности, равные 200—500 Гс. Напряженности магнитных полей в факельных гранулах в пределах 100—300 Гс были получены в [6]. Затем наблюдения с высоким разрешением позволили обнаружить вокруг пятен очень малые магнитные узлы (knots), в которых величина напряженности магнитного поля достигает 1000 Гс и более [7—10].

Подробное исследование магнитных полей с большим разрешением [11] показало, что размеры магнитных элементов составляют 1—2″ и верхний предел напряженностей достигает 1400 Гс. Интересны также утверждения авторов [11] о том, что, во-первых, размеры магнитных деталей и их

напряженности в активных и невозмущенных областях на Солнце одинаковы и, во-вторых, что магнитные элементы показывают более крупномасштабную структуру, чем характерный масштаб элементов различной яркости. Однако недавние измерения магнитных полей в факельной области показали, что величина напряженности в магнитных элементах достигает 1800 Гс, а их наименьшие размеры ниже 0″,7 [12, 13]. Авторы [14, 15] обнаружили, что размеры элементов магнитного поля вблизи активных областей еще меньше и равны 100—200 км.

Существуют также значительные различия между данными разных авторов по определению величины напряженности и размеров элементов магнитного поля в невозмущенных областях на Солнце.

Так, измерения магнитных полей в гранулах [16] показали, что они не превышают 40—60 Гс. В [17, 18] авторы пришли к заключению, что более 90% от полного магнитного потока через поверхность Солнца сосредоточено в малых волокнах, локализованных на границах хромосферной сетки. Измерения величины напряженности магнитного поля вне активных областей [19] показали, что средняя напряженность магнитного поля близка к 500 Гс и в отдельных узлах достигает 1000 Гс.

Путем сравнения сигналов магнитографа в линиях λ5250 Å и λ5247 Å, которые принадлежат к одному мультиплету, имеют почти одинаковый потенциал возбуждения нижнего уровня, одинаковые эквивалентные ширины, одинаковые значения сил осцилляторов и различаются только лишь факторами Ланде, автор [20, 21] нашел, что более 90% магнитного потока вне активных областей сконцентрировано в элементах магнитного поля размером в 150 км. Напряженность магнитного поля в этих магнитных элементах достигает 2000 Гс.

Несколько меньшее значение величины магнитного поля, равное 1700 Гс, было получено прямым его измерением вне активных областей в инфракрасной линии железа λ1,565 мкм [22]. Близкие результаты были также получены в [23]. Наконец, в [24] на основании анализа наблюдений Солнца в стратосфере автор приводит косвенное доказательство существования в темных промежутках между гранулами магнитного поля с напряженностью порядка 100 Гс.

Таким образом, из вышеуказанного видно, что данные разных авторов о величине размеров и напряженностей магнитных элементов вне активных областей также существенно различаются, и дальнейшие исследования в этом направлении крайне необходимы.

Здесь мы излагаем результаты измерений продольных магнитных полей, выполненных на новом башенном телескопе Крымской астрофизической обсерватории. Магнитные поля, лучевые скорости и яркости записывались на двойном магнитографе в линиях Fe I λ5250 Å и Fe I λ5233 Å. Запись велась с разрешением 1 × 1″. Сканируемые участки выбирались в центральной области диска Солнца, их размеры составляли обычно 60 × 80″. Калибровка магнитных полей проводилась путем регистрации лучевых скоростей у восточного и западного краев Солнца с помощью насадки, состоящей из поляроида и фазовой пластинки λ/4. Расстояние между соседними разрезами бралось таким, чтобы не было скважности.

Наблюдения начинались, как правило, в утренние часы, в дни с хорошими изображениями Солнца, когда дрожания края солнечного диска были около 1″. Так как наблюдения велись в течение нескольких часов, то очевидно, за это время условия наблюдений несколько менялись. Чаще всего качество изображения ухудшалось и величина дрожания увеличивалась в более поздние часы наблюдений. Если дрожания изображения Солнца становились систематически больше 2″, то такие наблюдения мы не принимали во внимание. Всего для изучения мы использовали восемь записей, выполненных в линии λ 5250 Å, и две записи в линии λ 5233 Å. По этим записям были построены карты распределения магнитных полей в изучаемых участках на поверхности Солнца.

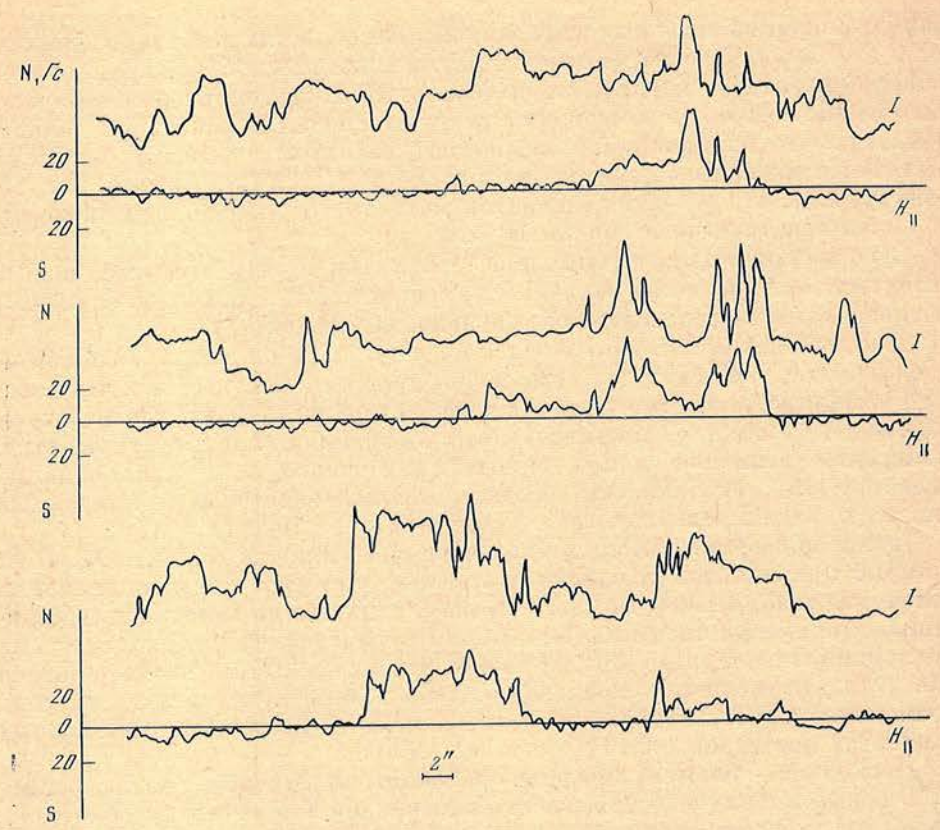


Рис. 1. Копия оригинальных записей магнитного поля и яркости в линии λ5250 Å через область в центре диска Солнца

На рис. 1 воспроизведены полученные при наилучших изображениях оригинальные записи магнитного поля и яркости в линии λ5250 через область в центре диска Солнца. Из рис. 1 видно, что как магнитное поле, так и яркость показывают флуктуации, полуширина пиков которых около одной секунды дуги. В общем ход яркости близко соответствует ходу магнитного поля, хотя в отдельных местах подобие в распределении магнитного поля и яркости нарушается. При этом связь между яркостью и полем становится более тесной для больших полей. Это соответствие между распределением яркости и магнитного поля изучалось во многих работах, и подробный обзор этих исследований дан в [25]. Далее, из рис. 1 видно, что магнитное поле, оконтуривающее крупную ячейку, распадается на мелкие узелки. Как известно, крупные узелки магнитного поля или яркости образуют сетку с характерным размером около 40″ [25]. Кроме того, из рис. 1 следует, что величина напряженности магнитного поля в узелках размером около 1″ составляет всего несколько десятков гаусс.

Для определения размеров магнитных элементов мы измеряли их полуширины. Оказалось, что средний взвешенный размер магнитных элементов равен 2″,5, что лишь незначительно больше среднего размера магнитных элементов, полученного в [26].

Используя карты магнитного поля, мы построили суммарную гистограмму частоты встречаемости максимальных напряженностей по всем записям в холмах магнитного поля. Гистограмма по измерениям в линии λ5250 приведена в табл. 1.

В табл. 1 занесены напряженности магнитного поля, превышающие шум магнитографа, который записывался при выключенном напряжении

Таблица 1

$H_{\parallel}$, Гс	n_i		$H_{\parallel}$, Гс	n_i		$H_{\parallel}$, Гс	n_i	
	N-полярность	S-полярность		N-полярность	S-полярность		N-полярность	S-полярность
4—6	17	18	36—38	2	9	70—72	1	2
6—8	80	84	38—40	1	2	72—74	1	—
8—10	95	137	40—42	1	2	74—76	1	—
10—12	52	55	44—46	4	1	82—84	—	1
12—14	37	33	46—48	2	2	92—94	—	1
14—16	27	22	48—50	1	1	98—100	—	1
16—18	9	12	50—52	1	1	104—106	1	—
18—20	7	5	52—54	2	2	106—108	1	—
20—22	9	6	54—56	1	—	110—112	1	1
22—24	6	6	56—58	4	—	114—116	1	—
24—26	9	2	58—60	1	2	130—132	—	1
26—28	10	3	60—62	—	1	134—136	—	1
28—30	5	3	62—64	2	—	138—140	—	1
30—32	4	3	64—66	1	2	142—144	1	—
32—34	3	3	68—70	1	1	162—164	—	1
34—36	—	2						

Примечание. $\overline{H}_N = 16{,}1$, $\overline{H}_S = 15{,}4$.

Таблица 2

$H_{\parallel}$, Гс	n_i		$H_{\parallel}$, Гс	n_i		$H_{\parallel}$, Гс	n_i	
	N-полярность	S-полярность		N-полярность	S-полярность		N-полярность	S-полярность
8—10	18	11	44—46	—	1	124—126	—	1
12—14	25	9	46—48	—	4	178—180	—	1
14—16	10	5	50—52	1	—	190—192	—	2
18—20	5	21	52—54	—	1	224—226	—	1
20—22	1	1	56—58	1	1	238—240	—	2
22—24	4	13	62—64	1	1	246—248	—	1
28—30	1	7	72—74	1	—	294—296	—	2
30—32	—	1	78—80	—	1	324—326	—	1
32—34	—	2	94—96	—	1	328—330	—	1
36—38	1	1	100—102	—	1	352—354	—	1
40—42	—	1	114—116	—	1	362—364	—	1
42—44	—	1	122—124	—	1	518—520	—	1

Примечание. $\overline{H}_N = 16{,}7$ Гс, $\overline{H}_S = 64{,}0$ Гс

на электрооптическом модуляторе. Просмотр данных табл. 1 показывает, что величина максимальных напряженностей находится в пределах от нескольких до 160 Гс. Однако в подавляющем большинстве случаев встречаются магнитные элементы с напряженностью меньше 20 Гс. Магнитные узелки с напряженностью больше 100 Гс встречаются лишь в редких случаях.

В табл. 2 приведены данные о частоте встречаемости максимальных напряженностей в элементах магнитного поля по измерениям в линии

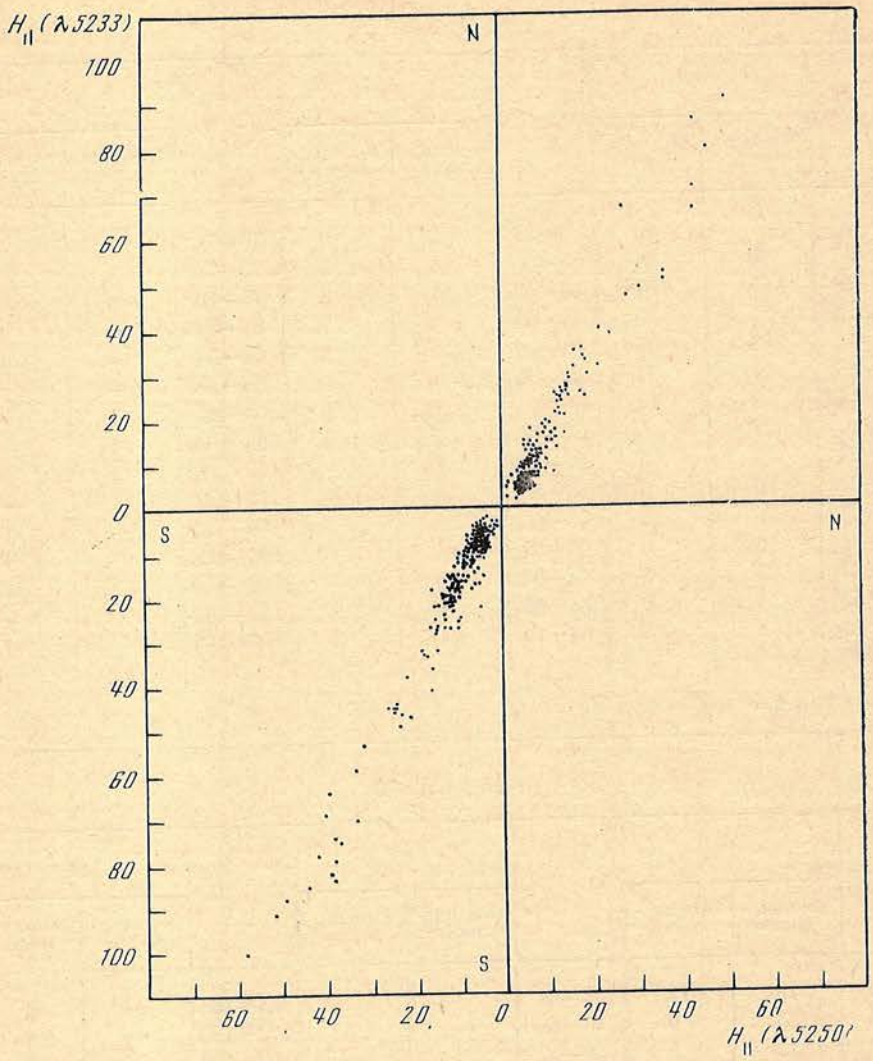


Рис. 2. Зависимость между продольными магнитными полями, измеренными в линиях λ5250 Å, λ5233 Å

1 ед. в λ5233 равна 1,2 Гс, 1 ед. в λ5250 — 0,8 Гс

λ5233. Сравнивая распределения в табл. 1 и 2, видим, что величина напряженностей магнитного поля в линии λ5233 систематически больше, чем в линии λ5250. Наибольшая наблюдаемая напряженность магнитного поля в линии λ5233 превышает 500 Гс. Заметим, что различие в напряженностях магнитного поля, измеренного в линиях λ5250 и λ5233, было обнаружено ранее в [7, 27—29]. Авторы [7, 22] объясняют это различие в величинах напряженностей тесной зависимостью формы профиля линии λ5250 от температуры. Однако более подробное исследование зависимостей между величинами напряженностей магнитного поля по многим другим линиям [30] показало, что аналогичное различие имеется между напряженностями и в других линиях и их причина окончательно не выяснена.

На рис. 2 приведен пример сопоставления магнитных полей, измеренных в линиях λ5250 и λ5233. Как видим, существует тесная корреляция между распределением магнитного поля в данных линиях. Напряженность магнитного поля в линии λ5233 в среднем в 2,6 раза больше, чем в линии λ5250. Усредненное по трем нашим записям, отношение напряженностей

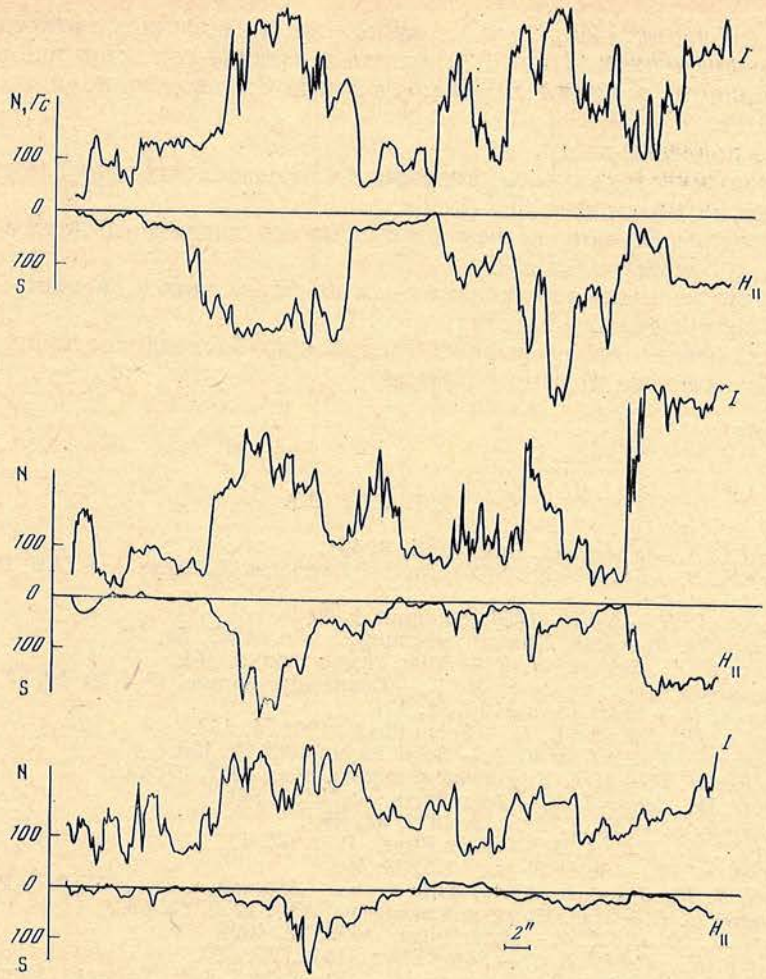


Рис. 3. Копия оригинальных записей магнитного поля и яркости в линии λ5250 Å, через активную область вблизи центрального меридиана

в данных линиях оказалось равным 2,8, что близко к величине, найденной в [27].

Если предположить, что магнитографические измерения магнитного поля в линии λ5233 дают верную величину напряженности, то в этом случае напряженности, измеренные в линии λ5250, нужно увеличить в 2,8 раза. Поскольку при определении величины среднего размера магнитных элементов мы не вводили поправок за размытие изображения Солнца на щели спектрографа, за влияние рассеянного света и т. д., то естественно полагать, что полученная нами величина среднего размера магнитных элементов в определенной мере завышена. Поэтому с учетом только что сказанного следует ожидать, что приведенные в табл. 1 и 2 напряженности магнитного поля занижены.

Наконец, остановимся кратко на сопоставлении магнитных полей в активных и невозмущенных областях на Солнце.

На рис. 3 приведены профили разрезов магнитных полей и яркостей, измеренных в линии λ5250 в активной области.

Из сравнения рис. 1 и 2 видно, что при практически одинаковых размерах магнитных элементов величина напряженности магнитного поля в активных областях заметно больше, чем в невозмущенных. Это хорошо согласуется с нашими более ранними измерениями магнитных полей в

активных областях [31]. Хотя эти измерения проводились с относительно низким разрешением (2,7 × 9″), однако в отдельных местах вне пятен и пор измеряемые в линии λ5250 продольные магнитные поля достигали 300—400 Гс.

Итак, подведем итоги.

1. В большинстве случаев измеренная напряженность поля в магнитных элементах не превышает 20—25 Гс.

2. В редких случаях встречаются элементы магнитного поля с напряженностью больше 500 Гс.

3. Напряженность магнитного поля во флоккулах в среднем больше, чем в невозмущенных областях.

В заключение автор выражает глубокую благодарность академику А. Б. Северному за ценные указания.

Ноябрь 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Severny A. B.*— Space Sci. Rev., 1964, 3, 451.
2. *Severny A. B.*— Solar Magn. Field. Invited Discourse, XII Gen. Ass. IAU. Hamburg, 1964.
3. *Северный А. Б.*— УФН, 1966, 88, вып. 1, 3.
4. *Стешенко Н. В.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 52.
5. *Chapman G. A., Scheeley N. R.*— Solar Phys., 1968, 5, 442.
6. *Абдусаматов Х. И., Споянова М. Н.*— Солнечные данные, 1971, № 10, 72.
7. *Sheeley N. R.*— Solar Phys., 1967, 1, 171.
8. *Beckers J. M., Schröter E. H.*— Solar Phys., 1968, 4, 142.
9. *Abdusamatov H. J., Krat V. A.*— Solar Phys., 1969, 9, 420.
10. *Стешенко Н. В.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 37, 21.
11. *Simon G. W., Zirker J. B.*— Solar Phys., 1974, 35, 331.
12. *Chapman G. A.*— Ap. J. Supl. S, 1977, 33, 35.
13. *Tarbell T. D., Title A. M.*— Solar Phys., 1977, 52, 13.
14. *Mehltretter J. P.*— Solar Phys., 1974, 38, 43.
15. *Rumsey H. E., Shoolman S. A., Title A. M.*— Astrophys. J., 1977, 215, Pt 2, L41.
16. *Стешенко Н. В.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1959, 22, 49.
17. *Howard R., Stenflo J. O.*— Solar Phys., 1972, 22, 402.
18. *Frazier F. N., Stenflo J. O.*— Solar Phys., 1972, 27, 330.
19. *Harvey J., Livingston W., Slaughter C.*— Proc. Conf. Line Format. Magnet. Field. Colorado, Boulder, 1972, p. 227.
20. *Stenflo J. O.*— Solar Phys., 1973, 32, 41.
21. *Stenflo J. O.*— Solar Phys., 1975, 42, 79.
22. *Harvey J., Hall D.*— Bull. Amer. Astron. Soc., 1975, 7, 459.
23. *Кучмий С.Л.* (частное сообщение).
24. *Крат В. А.*— Изв. АН СССР, серия физ., 1977, 41, 235.
25. *Bray R. J., Loughhead R.*— The Solar chromosphere. London, 1974.
26. *Livingston W. C.*— Astrophys. J., 1968, 153, 929.
27. *Harvey J. H., Livingston W.* — Solar Phys., 1969, 10, 283.
28. *Frazier E. N.*— Solar Phys., 1970, 14, 89.
29. *Цап Т. Т.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 58, 13.
30. *Gopasyuk S. I., Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.*— Solar Phys., 1973, 31, 307.
31. *Цап Т. Т.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, 39, 265.

напряженности в активных и невозмущенных областях на Солнце одинаковы и, во-вторых, что магнитные элементы показывают более крупномасштабную структуру, чем характерный масштаб элементов различной яркости. Однако недавние измерения магнитных полей в факельной области показали, что величина напряженности в магнитных элементах достигает 1800 Гс, а их наименьшие размеры ниже 0″,7 [12, 13]. Авторы [14, 15] обнаружили, что размеры элементов магнитного поля вблизи активных областей еще меньше и равны 100—200 км.

Существуют также значительные различия между данными разных авторов по определению величины напряженности и размеров элементов магнитного поля в невозмущенных областях на Солнце.

Так, измерения магнитных полей в гранулах [16] показали, что они не превышают 40—60 Гс. В [17, 18] авторы пришли к заключению, что более 90% от полного магнитного потока через поверхность Солнца сосредоточено в малых волокнах, локализованных на границах хромосферной сетки. Измерения величины напряженности магнитного поля вне активных областей [19] показали, что средняя напряженность магнитного поля близка к 500 Гс и в отдельных узлах достигает 1000 Гс.

Путем сравнения сигналов магнитографа в линиях λ5250 Å и λ5247 Å, которые принадлежат к одному мультиплету, имеют почти одинаковый потенциал возбуждения нижнего уровня, одинаковые эквивалентные ширины, одинаковые значения сил осцилляторов и различаются только лишь факторами Ланде, автор [20, 21] нашел, что более 90% магнитного потока вне активных областей сконцентрировано в элементах магнитного поля размером в 150 км. Напряженность магнитного поля в этих магнитных элементах достигает 2000 Гс.

Несколько меньшее значение величины магнитного поля, равное 1700 Гс, было получено прямым его измерением вне активных областей в инфракрасной линии железа λ1,565 мкм [22]. Близкие результаты были также получены в [23]. Наконец, в [24] на основании анализа наблюдений Солнца в стратосфере автор приводит косвенное доказательство существования в темных промежутках между гранулами магнитного поля с напряженностью порядка 100 Гс.

Таким образом, из вышеуказанного видно, что данные разных авторов о величине размеров и напряженностей магнитных элементов вне активных областей также существенно различаются, и дальнейшие исследования в этом направлении крайне необходимы.

Здесь мы излагаем результаты измерений продольных магнитных полей, выполненных на новом башенном телескопе Крымской астрофизической обсерватории. Магнитные поля, лучевые скорости и яркости записывались на двойном магнитографе в линиях Fe I λ5250 Å и Fe I λ5233 Å. Запись велась с разрешением 1 × 1″. Сканируемые участки выбирались в центральной области диска Солнца, их размеры составляли обычно 60 × 80″. Калибровка магнитных полей проводилась путем регистрации лучевых скоростей у восточного и западного краев Солнца с помощью насадки, состоящей из поляроида и фазовой пластинки λ/4. Расстояние между соседними разрезами бралось таким, чтобы не было скважности.

Наблюдения начинались, как правило, в утренние часы, в дни с хорошими изображениями Солнца, когда дрожания края солнечного диска были около 1″. Так как наблюдения велись в течение нескольких часов, то очевидно, за это время условия наблюдений несколько менялись. Чаще всего качество изображения ухудшалось и величина дрожания увеличивалась в более поздние часы наблюдений. Если дрожания изображения Солнца становились систематически больше 2″, то такие наблюдения мы не принимали во внимание. Всего для изучения мы использовали восемь записей, выполненных в линии λ 5250 Å, и две записи в линии λ 5233 Å. По этим записям были построены карты распределения магнитных полей в изучаемых участках на поверхности Солнца.

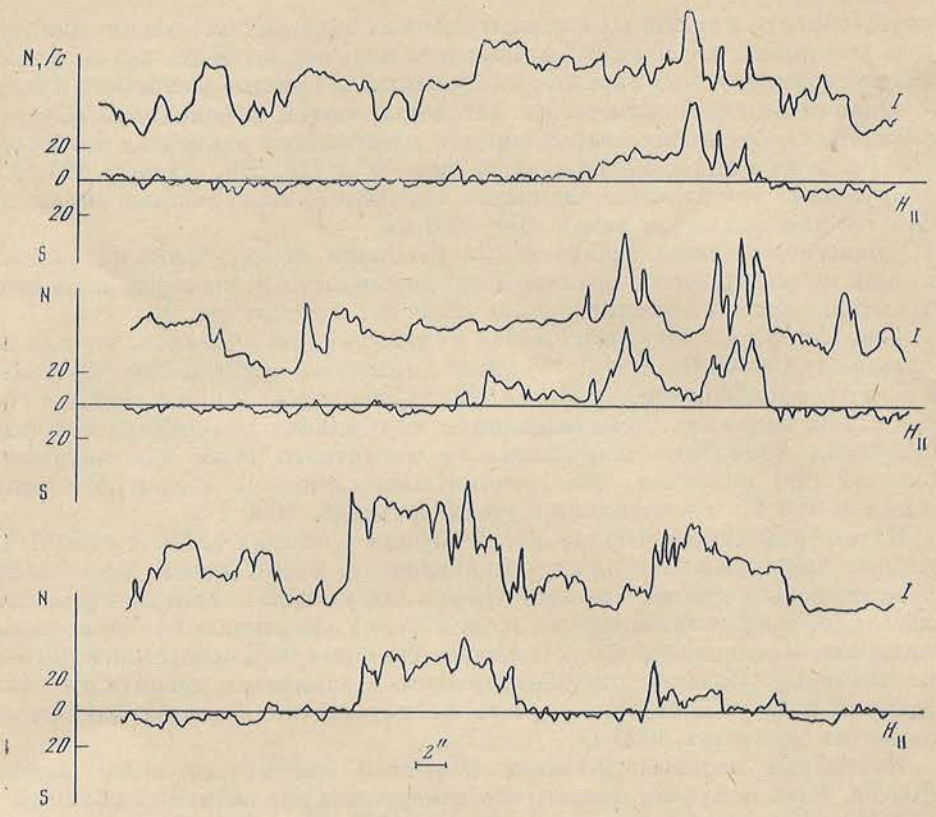


Рис. 1. Копия оригинальных записей магнитного поля и яркости в линии λ5250 Å через область в центре диска Солнца

На рис. 1 воспроизведены полученные при наилучших изображениях оригинальные записи магнитного поля и яркости в линии λ5250 через область в центре диска Солнца. Из рис. 1 видно, что как магнитное поле, так и яркость показывают флуктуации, полуширина пиков которых около одной секунды дуги. В общем ход яркости близко соответствует ходу магнитного поля, хотя в отдельных местах подобие в распределении магнитного поля и яркости нарушается. При этом связь между яркостью и полем становится более тесной для больших полей. Это соответствие между распределением яркости и магнитного поля изучалось во многих работах, и подробный обзор этих исследований дан в [25]. Далее, из рис. 1 видно, что магнитное поле, оконтуривающее крупную ячейку, распадается на мелкие узелки. Как известно, крупные узелки магнитного поля или яркости образуют сетку с характерным размером около 40″ [25]. Кроме того, из рис. 1 следует, что величина напряженности магнитного поля в узелках размером около 1″ составляет всего несколько десятков гаусс.

Для определения размеров магнитных элементов мы измеряли их полуширины. Оказалось, что средний взвешенный размер магнитных элементов равен 2″,5, что лишь незначительно больше среднего размера магнитных элементов, полученного в [26].

Используя карты магнитного поля, мы построили суммарную гистограмму частоты встречаемости максимальных напряженностей по всем записям в холмах магнитного поля. Гистограмма по измерениям в линии λ5250 приведена в табл. 1.

В табл. 1 занесены напряженности магнитного поля, превышающие шум магнитографа, который записывался при выключенном напряжении

Таблица 1

$H_{\parallel}$, Гс	n_i		$H_{\parallel}$, Гс	n_i		$H_{\parallel}$, Гс	n_i	
	N-полярность	S-полярность		N-полярность	S-полярность		N-полярность	S-полярность
4—6	17	18	36—38	2	9	70—72	1	2
6—8	80	84	38—40	1	2	72—74	1	—
8—10	95	137	40—42	1	2	74—76	1	—
10—12	52	55	44—46	4	1	82—84	—	1
12—14	37	33	46—48	2	2	92—94	—	1
14—16	27	22	48—50	1	1	98—100	—	1
16—18	9	12	50—52	1	1	104—106	1	—
18—20	7	5	52—54	2	2	106—108	1	—
20—22	9	6	54—56	1	—	110—112	1	1
22—24	6	6	56—58	4	—	114—116	1	—
24—26	9	2	58—60	1	2	130—132	—	1
26—28	10	3	60—62	—	1	134—136	—	1
28—30	5	3	62—64	2	—	138—140	—	1
30—32	4	3	64—66	1	2	142—144	1	—
32—34	3	3	68—70	1	1	162—164	—	1
34—36	—	2						

Примечание. $\overline{H}_N = 16{,}1$, $\overline{H}_S = 15{,}4$.

Таблица 2

$H_{\parallel}$, Гс	n_i		$H_{\parallel}$, Гс	n_i		$H_{\parallel}$, Гс	n_i	
	N-полярность	S-полярность		N-полярность	S-полярность		N-полярность	S-полярность
8—10	18	11	44—46	—	1	124—126	—	1
12—14	25	9	46—48	—	4	178—180	—	1
14—16	10	5	50—52	1	—	190—192	—	2
18—20	5	21	52—54	—	1	224—226	—	1
20—22	1	1	56—58	1	1	238—240	—	2
22—24	4	13	62—64	1	1	246—248	—	1
28—30	1	7	72—74	1	—	294—296	—	2
30—32	—	1	78—80	—	1	324—326	—	1
32—34	—	2	94—96	—	1	328—330	—	1
36—38	1	1	100—102	—	1	352—354	—	1
40—42	—	1	114—116	—	1	362—364	—	1
42—44	—	1	122—124	—	1	518—520	—	1

Примечание. $\overline{H}_N = 16{,}7$ Гс, $\overline{H}_S = 64{,}0$ Гс

на электрооптическом модуляторе. Просмотр данных табл. 1 показывает, что величина максимальных напряженностей находится в пределах от нескольких до 160 Гс. Однако в подавляющем большинстве случаев встречаются магнитные элементы с напряженностью меньше 20 Гс. Магнитные узелки с напряженностью больше 100 Гс встречаются лишь в редких случаях.

В табл. 2 приведены данные о частоте встречаемости максимальных напряженностей в элементах магнитного поля по измерениям в линии

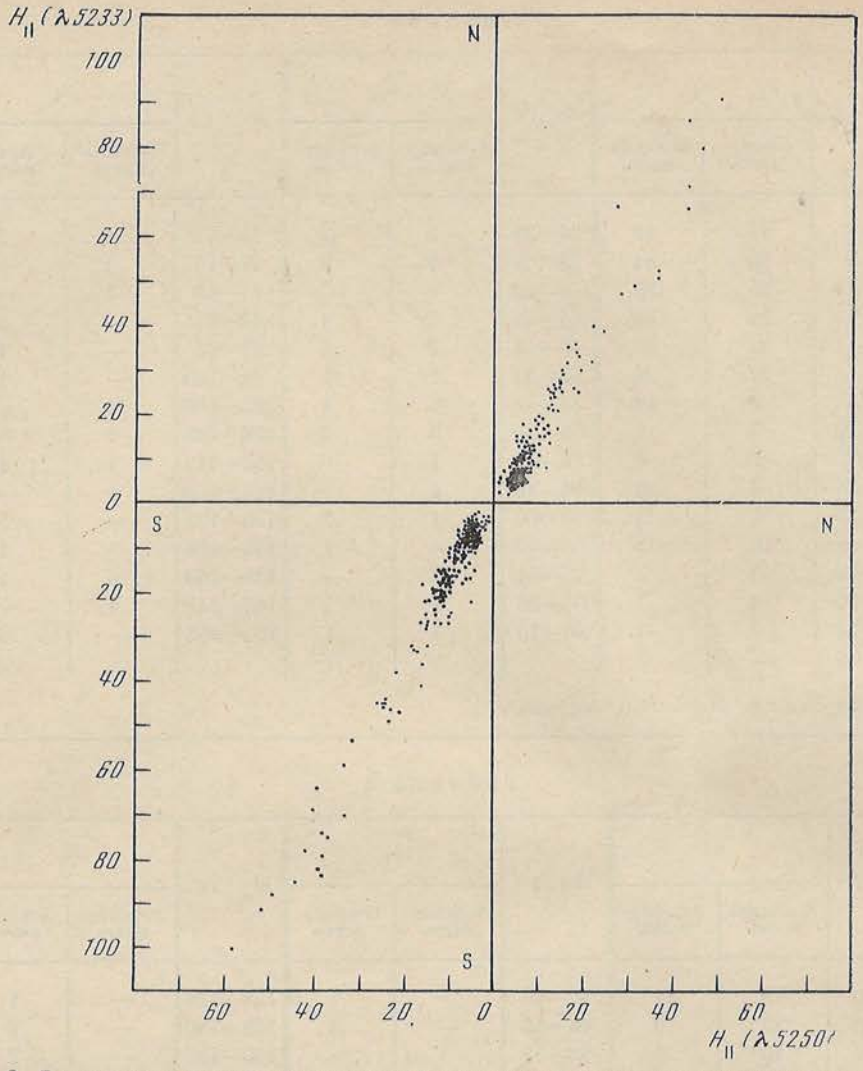


Рис. 2. Зависимость между продольными магнитными полями, измеренными в линиях λ5250 Å, λ5233 Å

1 ед. в λ5233 равна 1,2 Гс, 1 ед. в λ5250 — 0,8 Гс

λ5233. Сравнивая распределения в табл. 1 и 2, видим, что величина напряженностей магнитного поля в линии λ5233 систематически больше, чем в линии λ5250. Наибольшая наблюдаемая напряженность магнитного поля в линии λ5233 превышает 500 Гс. Заметим, что различие в напряженностях магнитного поля, измеренного в линиях λ5250 и λ5233, было обнаружено ранее в [7, 27—29]. Авторы [7, 22] объясняют это различие в величинах напряженностей тесной зависимостью формы профиля линии λ5250 от температуры. Однако более подробное исследование зависимостей между величинами напряженностей магнитного поля по многим другим линиям [30] показало, что аналогичное различие имеется между напряженностями и в других линиях и их причина окончательно не выяснена.

На рис. 2 приведен пример сопоставления магнитных полей, измеренных в линиях λ5250 и λ5233. Как видим, существует тесная корреляция между распределением магнитного поля в данных линиях. Напряженность магнитного поля в линии λ5233 в среднем в 2,6 раза больше, чем в линии λ5250. Усредненное по трем нашим записям, отношение напряженностей

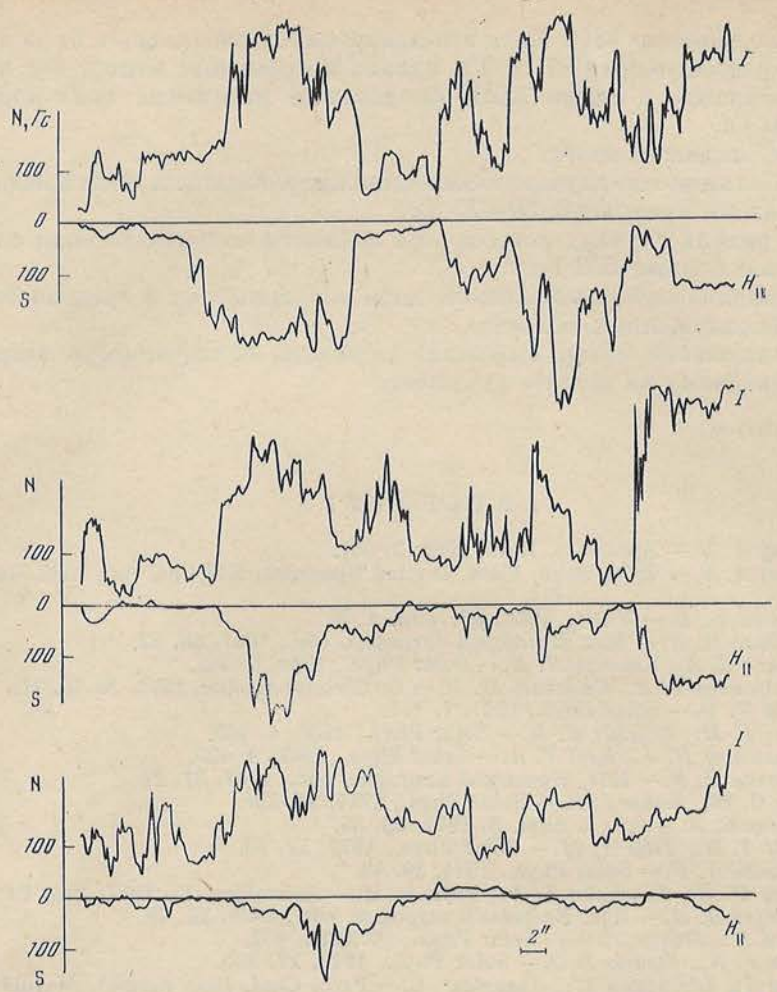


Рис. 3. Копия оригинальных записей магнитного поля и яркости в линии λ5250 Å, через активную область вблизи центрального меридиана

в данных линиях оказалось равным 2,8, что близко к величине, найденной в [27].

Если предположить, что магнитографические измерения магнитного поля в линии λ5233 дают верную величину напряженности, то в этом случае напряженности, измеренные в линии λ5250, нужно увеличить в 2,8 раза. Поскольку при определении величины среднего размера магнитных элементов мы не вводили поправок за размытие изображения Солнца на щели спектрографа, за влияние рассеянного света и т. д., то естественно полагать, что полученная нами величина среднего размера магнитных элементов в определенной мере завышена. Поэтому с учетом только что сказанного следует ожидать, что приведенные в табл. 1 и 2 напряженности магнитного поля занижены.

Наконец, остановимся кратко на сопоставлении магнитных полей в активных и невозмущенных областях на Солнце.

На рис. 3 приведены профили разрезов магнитных полей и яркостей, измеренных в линии λ5250 в активной области.

Из сравнения рис. 1 и 2 видно, что при практически одинаковых размерах магнитных элементов величина напряженности магнитного поля в активных областях заметно больше, чем в невозмущенных. Это хорошо согласуется с нашими более ранними измерениями магнитных полей в

активных областях [31]. Хотя эти измерения проводились с относительно низким разрешением (2,7 × 9″), однако в отдельных местах вне пятен и пор измеряемые в линии λ5250 продольные магнитные поля достигали 300—400 Гс.

Итак, подведем итоги.

1. В большинстве случаев измеренная напряженность поля в магнитных элементах не превышает 20—25 Гс.

2. В редких случаях встречаются элементы магнитного поля с напряженностью больше 500 Гс.

3. Напряженность магнитного поля во флоккулах в среднем больше, чем в невозмущенных областях.

В заключение автор выражает глубокую благодарность академику А. Б. Северному за ценные указания.

Ноябрь 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Severny A. B.*— Space Sci. Rev., 1964, 3, 451.
2. *Severny A. B.*— Solar Magn. Field. Invited Discourse, XII Gen. Ass. IAU. Hamburg, 1964.
3. *Северный А. Б.*— УФН, 1966, 88, вып. 1, 3.
4. *Стешенко Н. В.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 38, 52.
5. *Chapman G. A., Scheeley N. R.*— Solar Phys., 1968, 5, 442.
6. *Абдусаматов Х. И., Споянова М. Н.*— Солнечные данные, 1971, № 10, 72.
7. *Sheeley N. R.*— Solar Phys., 1967, 1, 171.
8. *Beckers J. M., Schröter E. H.*— Solar Phys., 1968, 4, 142.
9. *Abdusamatov H. J., Krat V. A.*— Solar Phys., 1969, 9, 420.
10. *Стешенко Н. В.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1967, 37, 21.
11. *Simon G. W., Zirker J. B.*— Solar Phys., 1974, 35, 331.
12. *Chapman G. A.*— Ap. J. Supl. S, 1977, 33, 35.
13. *Tarbell T. D., Title A. M.*— Solar Phys., 1977, 52, 13.
14. *Mehltretter J. P.*— Solar Phys., 1974, 38, 43.
15. *Rumsey H. E., Shoolman S. A., Title A. M.*— Astrophys. J., 1977, 215, Pt 2, L41.
16. *Стешенко Н. В.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1959, 22, 49.
17. *Howard R., Stenflo J. O.*— Solar Phys., 1972, 22, 402.
18. *Frazier F. N., Stenflo J. O.*— Solar Phys., 1972, 27, 330.
19. *Harvey J., Livingston W., Slaughter C.*— Proc. Conf. Line Format. Magnet. Field. Colorado, Boulder, 1972, p. 227.
20. *Stenflo J. O.*— Solar Phys., 1973, 32, 41.
21. *Stenflo J. O.*— Solar Phys., 1975, 42, 79.
22. *Harvey J., Hall D.*— Bull. Amer. Astron. Soc., 1975, 7, 459.
23. *Кучмий С.Л.* (частное сообщение).
24. *Крат В. А.*— Изв. АН СССР, серия физ., 1977, 41, 235.
25. *Bray R. J., Loughhead R.*— The Solar chromosphere. London, 1974.
26. *Livingston W. C.*— Astrophys. J., 1968, 153, 929.
27. *Harvey J. H., Livingston W.* — Solar Phys., 1969, 10, 283.
28. *Frazier E. N.*— Solar Phys., 1970, 14, 89.
29. *Цап Т. Т.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 58, 13.
30. *Gopasyuk S. I., Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.*— Solar Phys., 1973, 31, 307.
31. *Цап Т. Т.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, 39, 265.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

МОДЕЛЬ ФЛОККУЛА НА УРОВНЕ ХРОМОСФЕРЫ И ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ И ЕЕ ИЗМЕНЕНИЕ С РАЗВИТИЕМ ФЛОККУЛА

Э. А. Барановский, Н. Н. Степанян

В результате сопоставления эмиссии флоккулов в линиях H_α, K Ca II, λ284 A Fe XV, λ625 Å Mg X, их яркостной температуры радиоизлучения на λ9,1 см и магнитного потока от групп пятен в этих флоккулах получено, что для спокойных флоккулов существует связь между излучением в линиях, образующихся на различных уровнях в атмосфере Солнца. А именно: с ростом яркости флоккула на уровне хромосферы (K Ca II) растет его эмиссия в UV-линиях, образующихся в переходном слое и в короне, а также радиоизлучение λ9,1 см. Для бурно развивающихся флоккулов такой связи нет.

Для спокойных флоккулов разной яркости получены модели (ход температуры и плотности с высотой). Характерным для них является наличие конденсаций в верхних слоях хромосферы и в переходном слое. Интенсивности H_α и UV-линий, вычисленные на основе этих моделей, удовлетворительно согласуются с одновременными наблюдениями линий в спокойных флоккулах. При развитии флоккула с увеличением яркости в H_α повышается температура на всех уровнях хромосферы Солнца и увеличивается количество вещества в конденсациях.

A MODEL OF THE PLAGE ON THE LEVEL OF THE CHROMOSPHERE AND TRANSITION REGION AND ITS ALTERATIONS WITH THE DEVELOPMENT OF THE PLAGE, by *E. A. Baranovsky* and *N. N. Stepanyan*.— As a result of comparison of the plage emission in the lines H_α, K Ca II, Fe XV λ 284, Mg X λ 625, brightness temperature of radio emission of λ 9.1 cm and the magnetic flux of sunspot groups of plages a conclusion was made that threre exists for the quiet plages a connection between emission of lines that are formed on different levels of solar atmosphere. Namely, the emission of UV-lines that are formed in the transition region and corona, and radio emission on λ9.1 cm are growing as brightness of the plage on chromospheric level (H_α) grows. There are no such connection for the rapidly growing plages.

The models were received (a run of temperature and density with hight) for the plages of different brightness. They are characterized by the presence of condensations in the upper levels of the chromosphere and in the transition region. The intensities of H_α and UV-lines, calculated on the basis of these models, are in satisfactory agreement with the simultaneous observations of the lines in the quiet plages. By the development of the plage with the increase of brightness in H_α the temperature is growing on all the levels of the chromosphere and the amount of matter in the condensations is extending.

Некоторые вопросы, связанные с построением модели хромосферы над активной областью, рассматривались авторами в [1, 2]. В этих работах параметры модели (температура и плотность) определялись по величине эмиссии в линиях H_α и K Ca II. В частности, было получено, что плотность в хромосфере на высоте образования центров линий H_α и K Ca II для различных флоккулов может отличаться на 1—2 порядка.

В [3] проведено изучение структуры хромосферы в активной области по наблюдениям на «Салюте-4» водородных линий L_α и L_β (контуры и эквивалентные ширины) и UV-линий нейтральных и ионизованных элементов (эквивалентные ширины).

Для моделей флоккула [1—3] характерно наличие конденсаций в верхней хромосфере.

В данной статье мы продолжаем изучение хромосферы над активной областью. Проводятся расчеты, аналогичные [1—3]. Новым является: 1) использование одновременных наблюдений H_α, K и UV-линий; 2) изучение более высоких областей солнечной атмосферы (переходный слой и корона); 3) оценка эволюционных изменений в модели флоккула.

Для построения модели флоккулов мы используем кроме линии H_α эмиссионные линии в ультрафиолетовой области спектра L_β и линии нейтральных и ионизованных элементов (C, N, O, Si, Mg, Fe).

1. О возможности построения единой модели флоккула на уровне хромосферы и короны

Так как линии многократно ионизованных атомов образуются выше хромосферы — в переходном слое и в короне, то необходимо сначала убедиться в наличии связи между излучениями с различных уровней. Если же изменение яркости флоккула в короне происходит независимо от изменения яркости в хромосфере, то нет смысла говорить об общей модели и ее изменении со временем. В этом случае надо изучать физические условия отдельно в короне и в хромосфере.

При рассмотрении этого вопроса мы опирались на данные [4] и измерения магнитных полей пятен в Крымской астрофизической обсерватории.

Для каждого дня периода июнь — октябрь 1972 г. для всех флоккулов, существовавших в это время на диске, были определены следующие величины.

1. По спектрогелиограммам в λ9,1 см из [4] яркостная температура T_9 в единицах 5000 К.

2. По спектрограммам — в линии K Ca II [4] мощность флоккула $M = I_{фл} S_{фл}$, где $I_{фл}$ — яркость в условных единицах, $S_{фл}$ — площадь в сотнях м.д.п.

3. По спектрогелиограммам, полученным на OSO-7 в линии Fe XV λ284,15 Å [4], максимальная яркость флокулла в условных единицах I_{284}.

4. По наблюдениям в Крымской обсерватории магнитный поток от групп пятен данного флокулла $\Sigma H = \Sigma H_i S_i$, где H_i — напряженность в центре пятна в сотнях гаусс, S_i — площадь пятна (за единицу площади принималось 150 кв. сек дуги). Суммирование проводилось по всем пятнам группы.

Все изученные нами флоккулы можно разбить на 3 класса по их эволюционным характеристикам. К I классу мы относим спокойные флоккулы малой и средней яркости в H_α и K, без пятен и слабо меняющиеся со временем (мощность флоккула M меняется не более чем на 30% за время прохождения центральной зоны Солнца ±60°). Ко II классу относятся флоккулы с пятнами, яркие в линиях H_α и K, но мало меняющиеся со временем (M и ΣH меняются менее чем на 30%). III класс — бурно развивающиеся и очень сильные флоккулы с большими флуктуациями яркости или магнитного потока.

Для каждого класса флоккулов строились зависимости следующих видов: $T_9 \sim M$, $I_{284} \sim M$, $\Sigma H \sim M$. Величина ΣH не показывает сколько-нибудь существенной связи с M как для II, так и для III класса флоккулов. Зависимости $T_9 \sim M$ и $I_{284} \sim M$ существуют для спокойных флоккулов (классы I и II). На рис. 1, *а*, *б* приводятся $I_{284} \sim M$ и $T_9 \sim M$ для флоккулов I и II класса. Каждая точка соответствует средним значе-

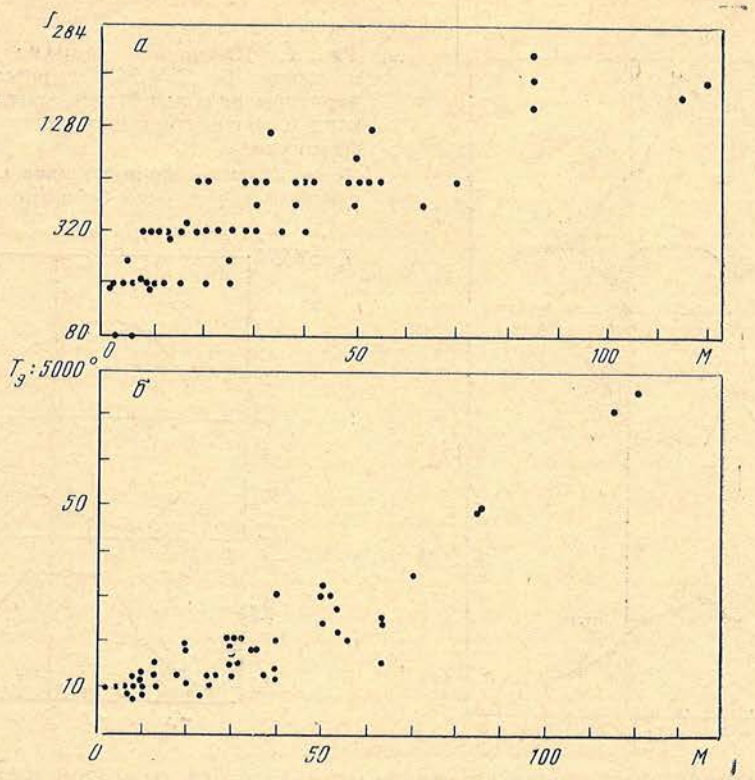


Рис. 1. Зависимость эмиссии флоккулов в линии Fe XV λ284 (*а*) и яркостной температуры радиоизлучения на волне 9,1 см (*б*) от мощности флоккула

ниям параметров для пяти дней прохождения флоккула через центральную часть диска Солнца.

Для активных флоккулов класса III нет связи величин T_9 и I_{284} с M. Мы исследовали отдельно зависимости $I_{284} \sim M$ и $I_9 \sim M$ для фазы роста M, спада M и для моментов максимума M. Во всех этих случаях корреляция очень низка.

Затем мы рассмотрели изменение M, I_{284}, T_9 по дням для сильных флоккулов III группы. На фоне большого разнообразия изменения этих величин со временем можно заметить некоторые наиболее часто встречающиеся особенности. Покажем их на примере двух флоккулов (рис. 2, *а*, *б*). Вертикальная черта, проходящая через все графики, соответствует моменту прохождения флоккула через центральный меридиан. Кривые показывают изменение отдельных видов излучения флоккула. На рис. 2, *а* характерным является следующее. По мере роста магнитного потока активной области мощность флоккула растет, но перед тем, как ΣH достигает максимума, флоккул в K Ca II перестает расти или даже уменьшается. При уменьшении поля M опять увеличивается. Моментам увеличения мощности флоккула (а может быть, моментам наибольших изменений магнитного поля во времени) соответствует спад интенсивности на λ284 Å). Радиоизлучение на λ9,1 см грубо повторяет ход кривой ΣH.

В случае, когда в активной области нет пятен и магнитный поток целиком определяется флоккулом (рис. 2, *б*), картина качественно такая же для кривых T_9 и I_{284}, а кривая M здесь имеет один максимум.

В других случаях картина бывает более сложной, но ее характерные детали часто повторяются. Можно видеть, что максимальному градиенту ΣH (независимо от его знака) соответствует положительный всплеск M и отрицательный всплеск I_{284}. Количественные соотношения при этом, как уже говорилось выше, могут быть самыми разнообразными.

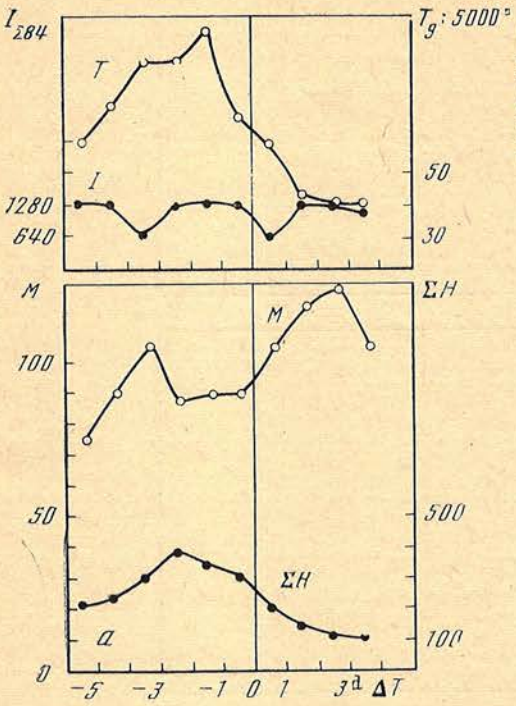
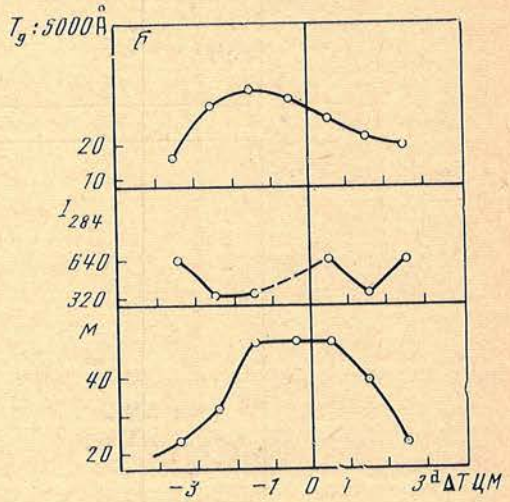


Рис. 2. Изменение эмиссии флоккула в линии Fe XV λ284, яркостной температуры на волне 9,1 см, магнитного потока и мощности флоккула с развитием флоккула

По оси абсцисс — дни наблюдения, *а* — флоккул с пятнами, *б* — флоккул без пятен



Сказанное здесь свидетельствует о том, что при развитии активной области более существенную роль играет изменение магнитного поля во времени (а следовательно, электрические токи), а не величина магнитного поля. К такому выводу относительно фотосферы и хромосферы авторы пришли в [5]. Синхронное изменение I_{284} и M говорит о влиянии этих токов и в короне.

На основании изучения флоккулов, образующихся на разных высотах в атмосфере Солнца, в разных диапазонах энергии, мы приходим к выводу, что для спокойных флоккулов без пятен и с небольшими пятнами можно говорить о построении единой модели, охватывающей хромосферу и корону. Для таких флоккулов существует однозначная (в пределах ошибок измерения) связь между излучением в K Ca II, линии Fe XV λ 284,15 Å и в радиоизлучении S-компоненты на волне λ9,1 см.

Для ярких, бурно развивающихся флоккулов нет количественной связи между излучением в хромосфере и короне. Хотя во многих случаях резкое изменение магнитного поля на уровне фотосферы сопровождается изменениями в излучении на уровне хромосферы и короны, но такие изменения не являются устойчивыми. Построение единой модели таких флоккулов затруднительно.

Исходя из этого, в дальнейшем мы будем рассчитывать модели только для спокойных флоккулов. Для этого класса существует также четкая зависимость между излучением в линиях C II, N III, O VI, Mg X и яркостью I_{H_α}. На рис. 6 показана эта зависимость для некоторых линий (см. ниже).

2. Построение модели флоккула

Для построения модели флоккула на уровне хромосферы и нижнего (более холодного) участка переходного слоя мы рассматриваем линию водорода H_α и UV-линии нейтральных, ионизованных и дважды ионизованных элементов (C I, C II, C III, N I, N II, O I, O III, Si I, Si II,

Si III). Как показали вычисления, отношение яркостей в H_α и в линиях UV довольно сильно зависит от плотности вещества тех слоев (верхняя хромосфера), где образуются соответствующие линии. Следовательно, сравнивая теоретические значения этих отношений с наблюдаемыми, мы имеем возможность сделать выводы о величине плотности.

Для определения плотности в нижнем участке переходного слоя мы использовали линии C III λ977 и λ1176. Отношение интенсивностей этих линий зависит от плотности среды [6].

Таким образом, в данной работе мы определяем плотность способом, отличным от применяемого в [1, 2]. Определение плотности по линиям UV является к тому же более точным, так как интенсивность этих линий пропорциональна квадрату электронной плотности.

Физические условия в более высокой (горячей) части переходного слоя найдены по линиям O IV, O V, O VI и N IV.

Для построения моделей мы применили метод проб и ошибок, т. е. рассчитывали теоретические величины для большого количества моделей с различными параметрами и затем отбирали те модели, которые дают наилучшее согласие теории с наблюдениями.

Модели задаются двумя функциями, $T(h)$ и $n_H(h)$, где T — температура, n_H — полная плотность водородных атомов, т. е. $n_H = n_1 + n^+$, n_1 — плотность нейтральных атомов, n^+ — плотность протонов, h — высота ($h = 0$ в области температурного минимума). Для каждой модели находится электронная плотность n_e. Для этого рассчитывается ионизация водорода, а вклад металлов в электронную плотность считается постоянным. Металлы, поставляющие электроны (Si, Mg, Fe, Ni, Ca, Na, Al), ионизованы почти полностью даже в невозмущенной хромосфере, и увеличение температуры в нижних слоях ($h < 300$ км), где металлы дают заметный вклад, практически не влияет на их состояние ионизации. На этом основании число электронов, поставляемых металлами, мы рассчитываем по данным [7].

Ионизация водорода и населенность уровней рассчитываются путем совместного решения уравнений переноса и стационарности. Метод решения описан в [3]. Для вычислений мы брали фойгтовский профиль коэффициента поглощения, но параметр $a = \delta/\Delta\nu_D$ включает в себя также и штарковское уширение электронами

$$\delta = (\gamma_{эл} + \gamma_{ст} + \gamma_{зат})/4\pi,$$

$\gamma_{эл}$, $\gamma_{ст}$, $\gamma_{зат}$ — соответствуют уширению электронами, собственным давлением и вследствие затухания. В условиях солнечной хромосферы $\gamma_{эл}$ и $\gamma_{зат}$ дают сравнимый вклад для $n_e = 10^{12}$; $\gamma_{эл} > \gamma_{зат}$ для $n_e > 10^{12}$. Штарковское уширение ионами всегда меньше, чем уширение электронами; уширением собственным давлением также можно пренебречь. Применение фойгтовского профиля оправдано и тем, что штарковский контур при уширении электронами в крыльях имеет вид $\sim 1/\Delta\lambda^2$. Сравнение вычисленных значений по Фойгту с табличными значениями [8] показывает достаточно хорошую сходимость (расхождение $< 10\%$).

Результаты вычислений зависят, строго говоря, от принятых значений вероятности возбуждения и ионизации электронным ударом, а эти величины для водорода известны не очень точно. Мы взяли значения, близкие к тем, которые получены в [9] по формулам классической теории. Эти значения выше значений, полученных по квантовомеханическим формулам. Эмиссия в линиях UV (кроме линий C III λ977 и λ1176) вычисляется по формуле [10]

$$I\,(\text{эрг}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{ср}^{-1}) = 1{,}73\cdot 10^{-16} AfKg\int_0^\infty n_e^2 G(T)\,dh/\mu,$$

где A — содержание элемента, f — сила осциллятора, $K = 1$ для

оптически тонких линий, g — гаунт-фактор

$$G(T) = R_i(T) \cdot T^{-1/2} \cdot 10^{-5040 w/T},$$

w — потенциал возбуждения в электронвольтах, $R_i = n_i/n_a$, n_i, n_a — число ионов и всех атомов элемента в 1 см³. Для расчета эмиссии в линии C III λ977, λ1176 используются результаты [6]. Более подробно вычисления величины I_ν описаны в [3].

3. Наблюдательный материал

Для построения моделей флоккулов нами взяты одновременные наблюдения в ультрафиолетовой области на OSO-4 [11] и в линиях H_α и K Ca II на двойном спектрогелиографе башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Описание телескопа дано в [12]. Такой материал имелся для 10 дней ноября 1967 г. (5—8, 12, 14—18.XI). В обработку вошло 20 флоккулов, наблюдавшихся на диске от двух до шести дней.

По спектрогелиограммам в ультрафиолетовой области для рассмотренных флоккулов были определены максимальные интенсивности в эрг·см$^{-2}$·с$^{-1}$·ср$^{-1}$ (абсолютные интенсивности). Кроме того, были найдены отношения интенсивности флоккула к интенсивности невозмущенного диска (относительные интенсивности). Для каждого дня наблюдений имелось от 3 до 20 спектрогелиограмм, полученных в разных линиях (от нейтральных до 15-кратно ионизованных элементов). Спектрогелиограммы в H_α и K Ca II фотометрировались с разрешением, близким к разрешению UV-спектрогелиограмм. Для каждого флоккула определялись максимальные значения отношения интенсивности флоккула к интенсивности невозмущенной хромосферы. По [4] для тех же дней и флоккулов были определены яркостные температуры радиоизлучения на волне 9,1 см.

4. Расчет моделей и сравнение теоретических величин с наблюдаемыми

В качестве исходной модели невозмущенной хромосферы и фотосферы мы берем модель, описанную в [7], а для переходного слоя — модель [13]. Для флоккула в хромосфере рассчитывались модели с различной температурой и плотностью. На уровне переходного слоя мы меняли в основном только плотность. Температура изменялась очень мало и таким образом, что градиент dT/dh оставался постоянным или незначительно увеличивался. Увеличение градиента dT/dh соответствует увеличению теплового потока из короны. Рассчитанные нами модели флоккулов имеют характер изменения температуры T с высотой примерно такой же, как и стандартные модели невозмущенной области [7]. Что касается плотности, то наши модели отличаются от [7] наличием уплотнений (конденсаций) в верхней хромосфере.

Все модели, отобранные как удовлетворяющие наблюдениям, имеют отношение эквивалентных ширин линий L_α и L_β, близкое к тому, что получено в [14] для невозмущенной хромосферы и активной области.

Как показали вычисления, соотношения величин $W_{L_\alpha} \sim W_{L_\beta} \sim I_{H_\alpha}$ зависят в основном от хода температуры в хромосфере на высотах 300—1500 км (высоты отсчитываются от температурного максимума). Учет соотношений $W_{L_\alpha} \sim W_{L_\beta} \sim I_{H_\alpha}$ приводит к тому, что в моделях для флоккулов возрастающей яркости температура монотонно увеличивается на всех высотах 300—1500 км. Температура и плотность верхней хромосферы (1500—1700 км) заметно влияют на интенсивность эмиссионных UV-линий — нейтральных, однажды и (в малой степени) дважды ионизованных элементов. Температура и плотность на этих высотах определя-

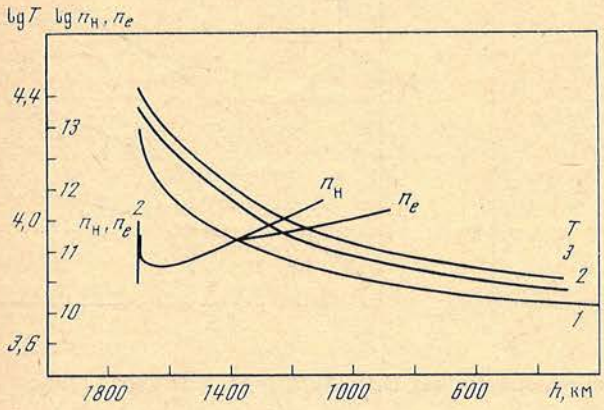


Рис. 3. Температура и плотность в моделях невозмущенной хромосферы (*1*) и флоккулов (*2*, *3*)

Эмиссия в L_α и L_β, рассчитанная по моделям *1*, *2*, *3*, равна (в эрг·см$^{-2}$·с$^{-1}$·ср$^{-1}$): *1* — $W_{L_\alpha} = 10^5$, $W_{L_\beta} = 3\cdot10^2$, *2* — $W_{L_\alpha} = 5{,}6\cdot10^5$, $W_{L_\beta} = 3{,}2\cdot10^3$, *3* — $W_{L_\alpha} = 9\cdot10^5$, $W_{L_\beta} = 8.5\cdot10^3$

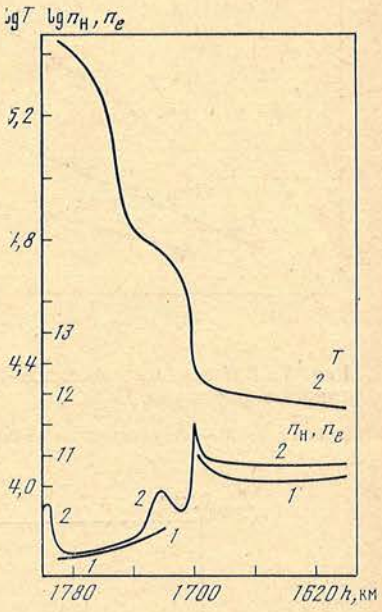


Рис. 4. Температура и плотность верхней хромосферы и нижней части переходного слоя модели *2* и невозмущенной хромосферы (*1*)

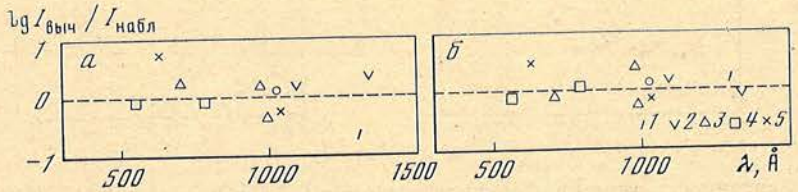


Рис. 5. Сравнение вычисленных и наблюденных эквивалентных ширин линий для флоккула с $I_{H_\alpha} = 1{,}4$

а — абсолютные, *б* — относительные интенсивности

Значками обозначены линии нейтральных (*1*), ионизованных (*2*), двух- (*3*), трех- (*4*) и четырехкратно (*5*) ионизованных элементов, кружок — L_β

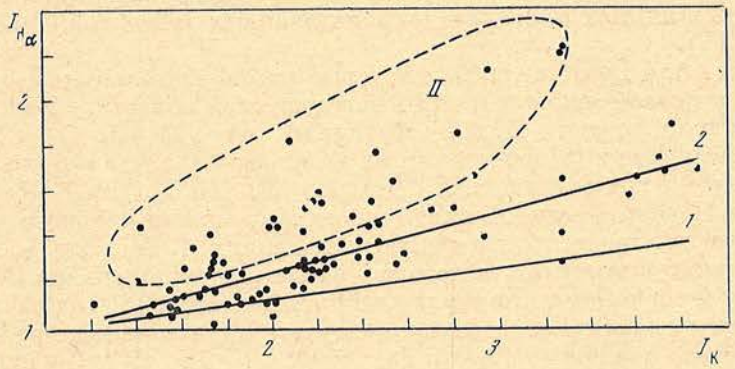


Рис. 6. Сравнение яркости флоккулов в линиях H_α и K Ca II

Линии *1*, *2* и область II — теоретическая связь, полученная в [1, 2]

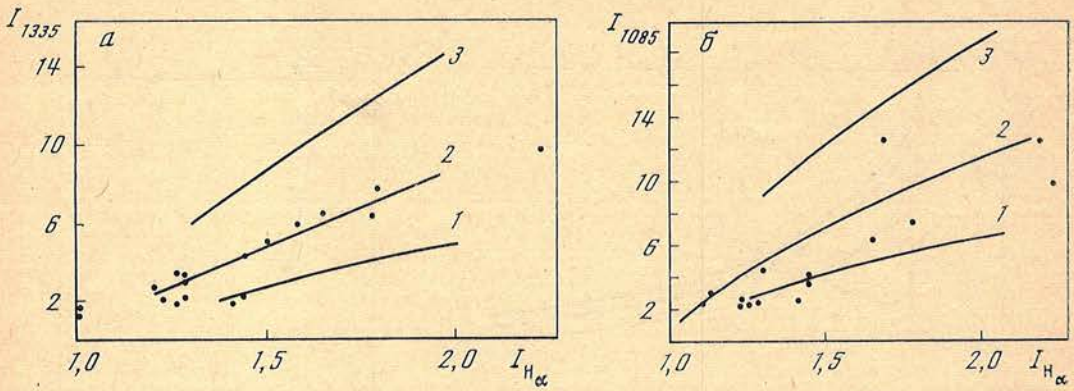


Рис. 7. Зависимость эмиссии флоккулов в линиях C II λ1335 (*а*) и N II λ1085 (*б*) от яркости флоккула I_{H_α}

Кривые *1—3* — теоретическая зависимость, полученная для моделей разной плотности

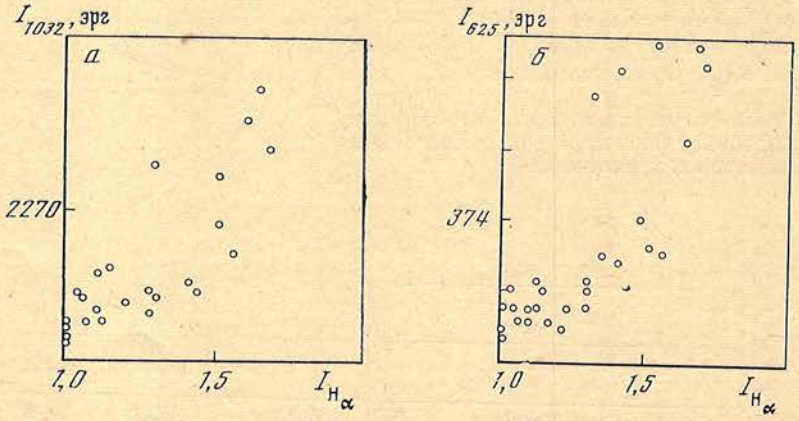


Рис. 8. Зависимость эмиссии флоккула в линиях O VI λ1032 (*а*) и Mg X λ625 (*б*) от яркости флоккула I_{H_α}

лись из условия, что вычисленные абсолютные (в эрг·см$^{-2}$·с$^{-1}$·ср$^{-1}$) и относительные интенсивности находятся в согласии с наблюдаемыми значениями (для линий N I, N II, C I, C II, O I, Si I, Si II). Модель флоккула в более высоких слоях (нижняя часть переходного слоя) строилась на основе сравнения расчетных и наблюденных интенсивностей флоккулов в линиях многократно ионизованных элементов (C III, N III, O III, N IV).

На рис. 3, 4 представлены некоторые из окончательных моделей для флоккулов разной яркости и для невозмущенной области. Сравнение моделей данной статьи (будем обозначать их цифрой II) с моделями, построенными в [3] (обозначим их I), показывает, что модели II имеют более пологий ход температуры T с высотой, чем модели I. Кроме того, в моделях II уплотнения в верхней хромосфере имеют меньшую плотность и бóльшую толщину по сравнению с моделями I. Модели I относятся к более ярким флоккулам, в которых наблюдалось поярчание. Модели II относятся к спокойным флоккулам. Напомним, что в [3] ход температуры определялся главным образом по контурам L_α, а в данной работе — по соотношению величин $W_{UV} \sim I_{H_\alpha}$ и $W_{L_\beta} \sim I_{H_\alpha}$ (W_{UV} — эквивалентные ширины UV-линий).

На рис. 5, *а*, *б* для флоккулов с интенсивностью в H_α $I_{H_\alpha} = 1{,}4$ представлены отношения вычисленных для выбранной нами модели и наблю-

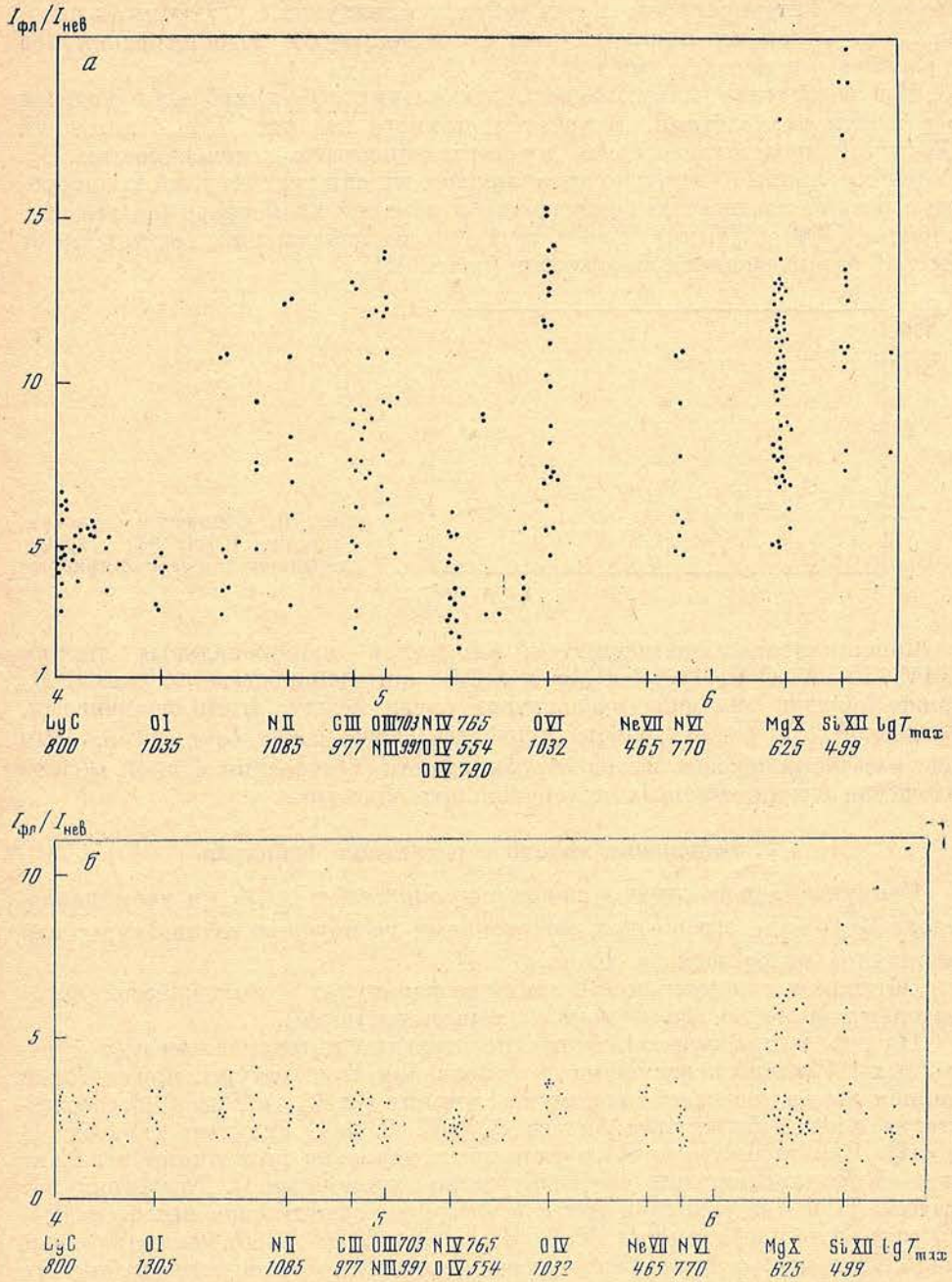


Рис. 9. Поярчание флоккулов в различных линиях

Нанесены все наблюдавшиеся флоккулы
а — активные, *б* — спокойные флоккулы

денных интенсивностей UV-линий. По оси абсцисс отложены длины волн рассматриваемых линий. По оси ординат отложены отношения $I_{выч}/I_{набл}$, определенные как из абсолютных интенсивностей линий (*а*), так и из относительных (*б*). Большой разброс точек на рис. 5, *а* определяется, повидимому, неточностью значений сил осцилляторов.

Изучаемые нами флоккулы показывают большое разнообразие интенсивностей в линиях H_α и K Ca II и их отношений (рис. 6). Согласно [1, 2]

это можно интерпретировать как наличие флоккулов с различными плотностями. Сплошные линии на рис. 6 соответствуют моделям флоккулов с различными плотностями в [1, 2].

Мы рассчитали интенсивность нескольких UV-линий для моделей с разными плотностями. В качестве примера на рис. 7, *а*, *б* для двух UV-линий представлена связь их интенсивностей с интенсивностью H_α Сплошные линии — вычисленные зависимости для трех моделей хромосферы с разной плотностью конденсаций в верхней хромосфере (на высотах порядка 1500—1700 км). Точки получены из наблюдений, соответствуют быстро развивающимся флоккулам (класс III).

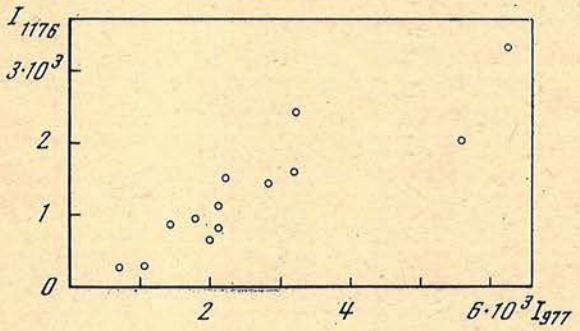


Рис. 10. Сравнение эмиссии в линиях C III λ977 и λ1176 для флоккулов разной яркости

Сопоставлением интенсивностей флоккулов в корональных линиях O IV λ554 Å, O VI λ1032 и Mg X λ625 с интенсивностью в линии H_α также показано наличие однозначной связи между этими величинами. На рис. 8 в качестве примера приведена связь между I_{OVI} и I_{H_α}. Это еще раз подтверждает вывод о возможности построения единой модели флоккула в хромосферных и корональных областях.

5. Изменение модели с развитием флоккула

Как указывалось выше, условие постоянства W_{L_α}/W_{L_β} и учет зависимости $W_{L_\beta} \sim I_{H_\alpha}$ приводят к монотонному увеличению температуры для флоккулов возрастающей яркости в H_α.

Обратимся к поведению UV-линий во флоккулах разных классов (определенных выше по эволюционным характеристикам).

На рис. 9, *а*, *б* представлены относительные интенсивности всех измеренных UV-линий в зависимости от значения температуры, при которой данная линия достигает максимума свечения ($\lg T_{max}$). Рис. 9, *б* соответствует слабым флоккулам (класс I), рис. 9, *а* — сильным (классы II и III). Как видим, в слабых флоккулах усиление всех линий невелико (в 2—5 раз по сравнению с невозмущенной хромосферой). Для флоккулов класса II и III усиление почти всех линий существенно выше (до 10—15 раз). И только линии O IV (λ554, λ790) и N IV (λ765) меняются очень мало. Для одного бурно развивающегося флоккула в первые два дня его существования все точки лежат в пределах расположения точек на рис. 9, *б*. В последующие дни интенсивности всех линий (кроме O IV, N IV) выросли и общая картина стала, как на рис. 9, *а*. Линии O IV, N IV ($\lg T_{max} = 5{,}2$) соответствуют средней части переходного слоя. Неизменность их при развитии флоккула и росте яркости остальных линий свидетельствует об образовании двух конденсаций, расположенных выше и ниже области свечения этих линий. В этих конденсациях плотность достигает величины порядка $(2 \div 4)\cdot10^{10}$ см$^{-3}$, т. е. примерно на порядок выше, чем для невозмущенных областей. Величина плотности определялась не только по абсолютным интенсивностям UV-линий, но и по отношению I_{977}/I_{1176}, где I_{977}, I_{1176} — интенсивности линий C III. Наблюдаемые величины I_{977} и I_{1176} для разных флоккулов представлены на рис. 10.

Температура радиоизлучения T_9 на волне 9,1 см, рассчитанная для определенных выше значений плотности и температуры переходного слоя, оказывается ниже ($\sim$ в 2 раза) наблюденных значений T_9, если магнитное поле $H = 0$. Расчет с $H = 800$ Гс значительно улучшает согласие вычисленных и наблюдаемых значений T_9.

6. Результаты

В настоящей работе показано, что для спокойных флоккулов существует однозначная связь между излучением в линиях, образующихся на различных уровнях в атмосфере Солнца. А именно: с ростом яркости флоккула на уровне хромосферы растет его эмиссия в UV-линиях, образующихся в переходном слое и в короне, а также радиоизлучение на λ9,1 см. Для бурно развивающихся флоккулов такой связи нет.

Для спокойных флоккулов разной яркости получены модели (ход температуры и плотности с высотой). Примеры некоторых из них представлены на рис. 3, *а*, *б*. Особенностью моделей является наличие конденсаций в верхних слоях хромосферы. Аналогичные конденсации возникают и в переходном слое.

Интенсивности H_α и UV-линий, вычисленные на основе полученных моделей, удовлетворительно согласуются с одновременными наблюдениями этих линий в спокойных флоккулах.

При развитии флоккула с увеличением яркости в H_α повышается температура на всех уровнях атмосферы Солнца и увеличивается количество вещества в конденсациях.

Декабрь 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Барановский Э. А., Степанян Н. Н.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, **55**, 14.
2. *Барановский Э. А., Степанян Н. Н.*— Солнечные данные, 1976, № 4, 92.
3. *Барановский Э. А., Северный А. Б.* Наст. том, с. 99.
4. Solar Geophysical Data, IER-FB, U. S. Dept Commerce, 1967—1969.
5. *Барановский Э. А., Ишков В. Н., Карташова Л. Г., Степанян Н. Н.* Тр. VIII Конс. совещ. по физике Солнца, 1976.
6. *Loulergue M., Nussbaumer H.*— Astron. and Astrophys., 1974, **34**, 225; Preprint, 1976.
7. *Gingerich O., Noyes R. W., Kolkofen W.*— Solar Phys., 1971, **18**, 347.
8. *Курочка Л. Н.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1968, **38**, 96.
9. *Гершберг Р. Е., Коровяковская А. А., Коровяковский Ю. П.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1971, **43**, 49.
10. *Withbroe G. L.*— Solar Phys., 1970, **11**, N 1, 42.
11. *Reeves E. M., Parkinson W. H.*— Astrophys. J. Suppl., 1970, **21**, N 181.
12. *Северный А. Б.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1955, **15**, 31.
13. *Lantos P.*— Solar Phys., 1972, **22**, N 2, 387.
14. *Dupree A. K.* et al.— Astrophys. J., 1973, **182**, 321.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

НАЧАЛЬНАЯ ФАЗА РАЗВИТИЯ ГРУПП ПЯТЕН И ИХ ПРОГНОЗ

Б. О. Берлянд, В. А. Буров, Н. Н. Степанян

По наблюдениям групп пятен, возникших на диске в 1967—1969 гг., рассмотрены характеристики начальной фазы развития групп и получены следующие результаты.

1. Колебательный характер изменения магнитного потока в группах указывает на возможность существования характерных периодов развития магнитного поля (2 и 4 дня).

2. Подавляющее большинство групп возникает в молодых флоккулах.

3. Вероятность инжекции протонов в молодых группах очень мала. Характерное время развития протонного центра составляет 10—30 дней.

4. Рассмотренные характеристики группы в первый день ее существования слабо коррелируют с временем жизни группы. Во второй и третий день наилучшую корреляцию (~70%) с временем жизни показывают магнитные характеристики (суммарный магнитный поток и число униполярных областей).

5. Задача прогноза длительности существования группы решалась методом распознавания образов (алгоритм «Тополь»). По наблюдениям во второй день жизни группы оправдываемость полученного прогноза на 14% превышает оправдываемость климатологического прогноза.

6. Прогнозирование этим методом цюрихского класса эффективно начиная с пятого дня существования группы, а вспышечной активности — со дня возникновения группы. Повышение оправдываемости по сравнению с климатологическим прогнозом в этих задачах составляет соответственно 10 и 8%.

THE INITIAL PHASE OF THE DEVELOPMENT AND THE FORECAST OF THE SUNSPOT GROUPS, by *B. O. Berlyand, V. A. Burov, N. N. Stepanyan.*— According to the observations of the sunspot groups, which appeared on the disk in 1967—1969, some characteristics of the initial phase of their development have been considered and the following results obtained.

1. The oscillation of the magnetic flux in the groups indicates the possibility of the existence of typical periods (2 and 4 days) of the magnetic field development.

2. Most of the groups appears in young plages.

3. The probability of the protons injection from the young groups is very small. The typical time of the development of the proton centre is 10—30 days.

4. The characteristics of the group on the first day of its existence are vaguely connected with the life-time of the group. On the second and third days the magnetic characteristics (the summary magnetic flux and the number of the unipolar regions) have the highest correlation coefficient (~70%) with the life-time of the group.

5. The problem of the group life-time forecast was being solved with the pattern recognition technique (algorithm «Topol»). On the base of the second day observation of the existence of the group verification of the received forecast 14% exceeds the verification of the climatological forecast.

6. The forecast of the Zürich class with the same technique is effective beginning with the fifth day of the group existence and the forecast of the flare activity of the group since the day of its appearance. The exceeding of the verification as compared with the climatological forecasts in these problems is 10% and 8% accordingly.

Нами была поставлена задача на большом статистическом материале рассмотреть закономерности начальной фазы развития групп пятен и попытаться решить несколько прогностических задач. В частности, по данным наблюдений в первые дни существования группы пятен дать прогноз некоторых характеристик группы на последующие дни и оценить длительность существования группы.

1. Наблюдательный материал

Исходным материалом в работе служат наблюдения 1967—1969 гг. В рассмотрение вошли все группы пятен, возникшие на диске Солнца в зоне $\pm 60°$ по долготе от центрального меридиана и существовавшие два и более дней. За три года таких групп было 340. Каждая группа характеризовалась 16 параметрами, часть из которых постоянна для всех дней наблюдений группы (например, возраста флоккула, в котором возникла группа), а остальные получены из данных наблюдений для каждого из дней существования группы. Значения большинства параметров были взяты из [1, 2]. Магнитные потоки вычислялись на основе наблюдений в Крымской астрофизической обсерватории. Некоторые параметры (например, цюрихский класс, число униполярных областей и др.) определялись нами на основе перечисленных трех источников.

В Приложении приведен список использованных параметров. Исходные данные были сведены в таблицу, каждая строка которой представляла собой наблюдения одного флоккула за один день. Каждый флоккул занимал число строк, равное числу дней его существования на видимом диске. В 16 столбцах таблицы приведены значения всех наблюдаемых параметров флоккулов.

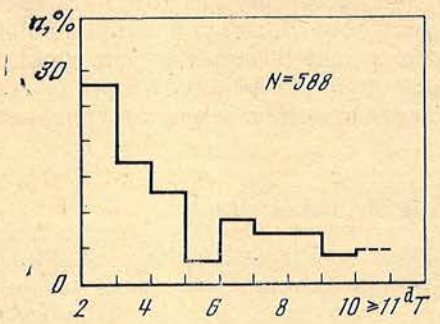
2. Колебательный характер развития групп пятен

В [3] при изучении группы, возникшей на диске, был отмечен колебательный характер ее развития. Каждое из таких колебаний, по-видимому, представляет собой кратковременный выход магнитного поля из-под фотосферных слоев и развитие явлений на всех уровнях атмосферы Солнца, сопровождающих этот выход поля, в течение нескольких дней. Там же был сделан вывод, что большинство явлений в хромосфере (например, перестройка хромосферных структур, потоки опускающегося вещества) определяются не величиной магнитного поля или магнитным потоком от группы пятен, а изменением этого потока со временем. В данной работе мы попытались рассмотреть колебания магнитного потока групп пятен в их начальной фазе развития. Были изучены временные вариации потоков N- и S-полярностей от каждой группы. За магнитный поток данной полярности от группы принималась величина, вычисляемая по формуле

$$H = \sum_{i=1}^{n} H_i S_i,$$

где H_i — напряженность в центре пятна, S_i — его площадь. Суммирование ведется по всем пятнам данной полярности в группе. Таким образом, биполярная группа рассматривается нами как состоящая из двух униполярных областей. Магнитные потоки униполярных областей могли изменяться со временем синхронно или несинхронно. Всего было рассмотрено развитие 588 униполярных областей. На рис. 1 представлено распределение униполярных областей по длительности их существования (T). Как видим, существует заметный минимум при $T = 5$ дней.

Для большого количества униполярных областей изменение магнитного потока не может быть представлено кривой с одним максимумом. В рассмотренных нами группах наблюдались от одного до четырех максимумов магнитного потока. Надо отметить, что по имеющемуся у нас



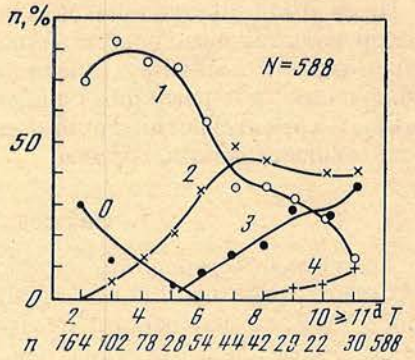


Рис. 1. Распределение униполярных областей по времени их существования

Рис. 2. Изменение доли униполярных областей, имевших 1—4 максимума магнитного потока в своем развитии

материалу можно говорить только о колебаниях магнитного потока, длящихся два и более дней. За колебания мы принимаем изменения магнитного потока, превышающие 30% его максимальной величины.

На рис. 2 представлена относительная доля униполярных областей, имевших 1, 2, 3 и 4 максимума, для групп со временем жизни T. По оси абсцисс отложено время существования униполярной области T. Ниже этой оси для каждого значения T приведено число униполярных областей n, имевших данное значение T. По оси ординат отложена доля (в процентах от n) областей, имевших 0, 1, 2, 3 и 4 максимума. Точки, соответствующие одному и тому же количеству максимумов, соединены плавными кривыми.

Мы видим, что для $T \leqslant 5^d$ преобладают области с одним максимумом (кривая *1* проходит выше всех). Затем, с ростом T, доля областей с одним максимумом резко падает и остается почти на одном уровне для $T \leqslant 10^d$, после чего снова заметно резкое уменьшение.

Доля областей с двумя максимумами (кривая *2*) растет от $T = 3^d$ до $T = 7^d$, а затем не меняется. Кривые *3* и *4* (соответствующие областям с тремя и четырьмя максимумами) характеризуются монотонным ростом. Кривая 0 относится к униполярным группам пятен, т. е. это случаи, когда в группе отсутствует какая-либо одна полярность.

То что кривые *1* и *2* немонотонны, наводит на мысль о возможной дискретности в длительности колебаний. Используемый материал не позволяет провести детальный анализ этого вопроса, однако по рис. 1 и 2 можно предположить, что одно из таких дискретных значений $T = 4^d$, а второе 2^d.

3. Характеристики активной области перед возникновением в ней группы пятен и время жизни группы

При рождении группы пятен наиболее существенным в прогностических целях является вопрос о длительности существования возникшей группы. Поэтому мы попытались выявить различия в долго- и короткоживущих активных областях в первые дни после их возникновения.

В табл. 1 показано распределение исследуемых групп пятен по длительности существования.

В первой строке дается число групп с соответствующим временем жизни, а в нижней — процент от общего числа рассмотренных групп. В дальнейшем мы чаще всего будем говорить о двух типах групп: в тип А входят группы с $T \leqslant 5^d$, а в тип В — с $T > 5^d$.

Рассмотрим некоторые характеристики активных областей перед возникновением в них групп пятен.

Таблица 1

A ($T \leqslant 5^d$)		B ($T > 5^d$)	
$T = 2^d$, 3^d	$T = 4^d$, 5^d	$5^d < T \leqslant 20^d$	$T > 20^d$
133 39%	53 15%	118 35%	36 11%
186 групп		154 группы	

Приводим распределение групп типов А и В (в процентах от общего числа групп данного типа) по длительности существования флоккула, в котором возникла группа.

Возраст флоккула, оборот	0	0,5	1,5	2,5	3,5	4,5	≥5	Не опр.
Группа А, %	34	13	12	11	6	4	15	5
Группа В, %	33	14	4	7	5	6	19	12

Отсюда видно, что 1/3 групп возникает практически одновременно с флоккулом, половина — в течение одного оборота и 15—20% — позднее пятого оборота. Это справедливо как для коротко-, так и для долгоживущих групп. Различия намечаются лишь для групп, возникших во флоккулах, существовавших 1,5—2,5 оборота. В таких флоккулах в два раза чаще возникают короткоживущие группы.

Приводим распределение групп типов А и В по флоккулам с разным количеством групп, существовавших в этом флоккуле до возникновения рассматриваемой группы.

Число старых групп		0	1	2	3
Тип новых групп	A	83	12	3	2
	B	86	11	2,5	0,5

Видно, что 85% всех групп возникли во флоккулах без старых групп. Различий между типами А и В практически нет. Из анализа приведенных данных можно сделать такие выводы. Подавляющее большинство групп возникает в молодых флоккулах без старых групп. По характеристикам места ничего нельзя сказать о длительности существования групп.

4. Характеристики активной области в первые три дня жизни группы и их связь с длительностью существования

Были проанализированы значения 10 параметров, характеризующих группы пятен в первые три дня их существования. По значениям каждого из параметров все группы разбивались на две или три части.

Результаты анализа сведены в табл. 2. В первом столбце указан номер параметра и краткое его наименование (полное см. в Приложении). Во втором приведены области значений каждого параметра K_j. В 3-м — доля групп, имеющих значение параметра в указанном интервале (P_{kj}), в 4-м — доля короткоживущих групп типа А (P_A), а в 5-м — доля групп типа В (P_B) среди P_{kj}. В 6-м столбце приводится доля верно классифицируемых групп ($\bar{P}$) на основании принадлежности значения выбранного параметра к одному из интервалов K_j. Величина $\bar{P}$ оценивалась по формуле

$$\bar{P} = \sum_{j=1}^{n} \max(P_A, P_B) P_{kj},$$

Таблица 2

Параметр	1-й день					2-й день				3-й день			
	Kj	P^1_{Kj}	P^1_A	P^1_B	$\overline{P}^1$	P^2_{Kj}	P^2_A	P^2_B	$\overline{P}^2$	P^3_{Kj}	P^3_A	P^3_B	$\overline{P}^3$
6 Число новых групп	1	90	0,53	0,47	0,54	87	,54	,46	0,55				
	2,3	10	0,68	0,32		13	,59	,41					
8 $I_{всп}$	$=0$	80	,57	,43	0,57	80	,60	,40	0,62	76	,43	,57	0,60
	>0	20	,45	,55		20	,32	,68		24	,31	,69	
9 H_{N+S}	$H<15$	71	,57	,43	0,57	55	,70	,30	0,70	42	,62	,38	0,69
	$15\leqslant H\leqslant 30$	15	,44	,56		13	,61	,39		15	,50	,50	
	$H>30$	14	,45	,55		32	,25	,75		43	,17	,83	
10 Угол нулевой линии с меридианом	0—30°	69	,56	,44	0,58	73	,56	,44	0,57	70	,43	,57	0,59
	30—60°	21	,39	,61		20	,45	,55		19	,30	,70	
	60—90° и извилистая	10	,69	,31		7	,71	,29		11	,52	,48	
12 Цюрихский класс	1—3, 7, 9	97	,55	,45	0,56	90	,60	,40	0,63	81	,48	,52	0,61
	4—6	3	,22	,78		10	,13	,87		19	,02	,98	
13 Число униполярных областей	1	42	,65	,35	0,59	36	,77	,23	0,65	22	,72	,28	0,73
	2	56	,47	,53		61	,44	,56		65	,29	,71	
	$\geqslant 3$	2	,84			3	,01	,99		6	,01	,99	
15 Мощность флоккула при возрасте 0	$\leqslant 30$	84	,58	,42	0,56	75	,57	,43	0,57	65	,58	,42	0,64
	>30	16	,50	,50		25	,44	,56		35	,26	,47	
15 Мощность флоккула при возрасте 1	$\leqslant 30$	34	,42	,58	0,55	28	,66	,34	0,57	23	,68	,34	0,71
	>30	66	,53	,47		72	,46	,54		77	,27	,73	
16 $T_{9,1}$ при возрасте флоккула 0	$\leqslant 30$	88	,55	,45	0,55	85	,60	,40	0,60	75	,51	,49	0,59
	>30	12	,53	,47		15	,40	,60		25	,16	,84	
16 $T_{9,1}$ при возрасте флоккула 1	$\leqslant 30$	65	,51	,49	0,53	65	,55	,45	0,54	62	,43	,57	0,65
	>30	35	,58	,42		35	,51	,49		38	,23	,77	

где n — число интервалов значений параметра. Полученная таким образом величина $\overline{P}$ соответствует оправдываемости прогноза, если бы в качестве предиктора использовался только один параметр.

В табл. 2 приведены результаты, относящиеся к первому, второму и третьему дням существования группы.

Из рассмотрения этой таблицы следует, что распределение групп пятен по значениям параметров мало меняется при переходе от первого ко второму и третьему дням. Исключение составляют лишь общий магнитный поток группы, яркость флоккулов с возрастом менее одного оборота и радиоизлучение на λ9,1 см. Эти величины заметно возрастают в течение первых трех дней.

Величины P_B во второй и третий день принимают значения больше 0,75 для многих параметров. Так, например, если магнитный поток во второй или третий день превышает 30, то с вероятностью $P_B = 0{,}75$ во второй день и $P_B = 0{,}83$ в третий можно отнести эту группу к типу B. Но, к сожалению, такие группы составляют только около одной трети от общего числа групп. Или, если группа имеет не менее трех униполярных областей, с очень большой долей уверенности ($P_B = 84\%$, 99 и 99%) можно отнести ее к классу B. Но групп с тремя и более униполярными областями очень мало (от 2 до 6%). Обратимся к величине $\overline{P}$. В первый день она не превышает значения 0,59. Во второй день для двух параметров $\overline{P} \geqslant 0{,}65$, а в третий — для двух параметров превосходит 0,70.

Однако надо помнить, что $\bar{P}$ не является оправдываемостью прогноза в общепринятом смысле, так как она не проверена на независимом статистическом материале.

На основании табл. 2 можно сделать вывод о том, что наиболее информативными для определения длительности существования групп являются магнитные характеристики группы: магнитный поток группы и число униполярных областей, а также мощность флоккула и радиоизлучение на длине волны $\lambda = 9{,}1$ см. В то же время ни один из параметров в отдельности не позволяет удовлетворительно прогнозировать длительность существования группы по наблюдаемым характеристикам в первый, второй и третий дни существования группы. Это, по-видимому, связано с тем, что при таком подходе принимается во внимание только один параметр с максимальным значением коэффициента корреляции и отбрасываются все остальные с меньшими, но еще значимыми коэффициентами корреляции.

5. Инжекция протонов молодыми группами

При прогнозировании различных типов возмущений от солнечных вспышек важно знать, насколько вероятна инжекция энергичных протонов. С этой целью рассматриваемые группы пятен были проанализированы с точки зрения их способности инжектировать при вспышках потоки протонов с $E_p > 10$ МэВ. В данный период времени по наблюдениям на ИСЗ было зарегистрировано 168 случаев возрастания потоков энергичных протонов, связанных со вспышками [4]. В соответствии с координатами и временем солнечных вспышек в качестве групп пятен, ответственных за эти возрастания, можно рассматривать около 75 групп. Из них только десять с большим сомнением из-за неуверенности привязки вспышек, возможно, относятся к рассмотренным нами 340 молодым группам. Иными словами, «протонные» вспышки в молодых развивающихся группах наблюдаются довольно редко ($<3\%$ случаев). Чаще всего ($>95\%$) «протонные» вспышки наблюдаются в группах, вышедших из-за восточного лимба.

Если учесть, что время наблюдения за группой пятен (до ее захода за западный лимб) достигало 10—11 дней, и тот факт, что «протонные» вспышки чаще всего происходят при первом и втором прохождении групп по видимому диску Солнца [5], то можно сказать, что характерный масштаб времени для развития протонного центра активности составляет 10—30 дней. Это преимущественно группы, родившиеся на невидимой полусфере, и группы, родившиеся на видимом диске в прошлом солнечном обороте.

6. Оценка эффективности прогнозов

Прежде чем переходить к решению конкретных прогностических задач, определим критерии оценки эффективности прогноза. В большинстве случаев эффективность прогноза оценивается оправдываемостью, т. е. долей оправдавшихся прогнозов, выраженной в процентах (подобно величине $\bar{P}$, о которой говорилось выше). Однако такой способ оценки не всегда говорит об эффективности прогностической схемы. Известно, что если на каждый день прогнозировать вчерашнюю погоду, то оправдываемость прогноза будет $\sim 67\%$, если погода в среднем меняется через шесть дней (инерционный прогноз).

Если для существенно неравновероятных классов событий всегда предсказывать наступление события, относящегося к наиболее вероятному классу, значение оправдываемости может быть довольно высоким ($\bar{P}(H_j) = 90 \div 95\%$). Это случай климатологического прогноза.

При прогнозировании одного из взаимоисключающих событий (альтернативный прогноз) оценка результатов прогнозирования сводится к определению вероятности наступления события H_j при прогнозе A_j, т. е. к вычислению условной вероятности $P(H_j/A_j)$. Естественно потребовать, чтобы «удовлетворительная» с точки зрения эффективности прогностическая схема обеспечивала бы выполнение неравенства

$$P(H_j/A_j) > P(H_j),$$
$$\sum P(H_j) = 1 \qquad (1)$$

для всех j, или

$$P(H_j/A_j) > \max\{P(H_j)\}.$$

На практике цена ошибок при прогнозировании событий, относящихся к разным классам, неодинакова. Так, например, при обеспечении радиационной безопасности космических полетов важно не пропустить опасную солнечную вспышку, в то время как при проведении комплексного геофизического эксперимента существенно не дать «ложной тревоги».

В ряде методик возможны случаи «отказа от прогнозирования» (или прогнозов событий равной вероятности).

Если цена ошибок прогноза в различных классах событий неодинакова или возможны «отказы от прогнозирования», то, вводя функцию риска $R(\alpha)$, требование удовлетворительности прогностической схемы (1) можно записать так:

$$\Delta R = R_0 - R(\alpha) > 0, \qquad (2)$$

где

$$R_0 = \sum_{j=1}^{n} c_j P(H_j) - \max\{c_j P(H_j)\};$$
$$R_\alpha = \sum_{j=1}^{n} \{c_j P(H_j)\, \nu_j(\alpha) + c_j^0 P(H_j)\, \nu_j^0(\alpha)\},$$

c_j — цена ошибки в j-м классе, c_j^0 — цена «отказа» в j-м классе, ν_j — частота ошибок в j-м классе, ν_j^0 — частота отказов в j-м классе, α — параметр алгоритма.

В случае двух классов в отсутствие сведения о сравнительной цене ошибок разумно положить $c_j = 1$, $c_j^0 = 0{,}5$. Тогда $1 - R(\alpha)$ соответствует оправдываемости прогноза, а ΔR — отличию ее от оправдываемости климатологического прогноза. Определяемая по величине ΔR эффективность прогностической схемы должна быть проверена на статистическую значимость. В данной работе используется 5%-ный уровень значимости, а способ получения оценки традиционен [6].

7. Прогнозирование длительности существования групп пятен

В качестве метода, учитывающего имеющуюся информацию с большей полнотой, в данной работе выбран метод обучения распознаванию образов, уже опробованный при решении ряда гелиофизических задач [7—10], а в качестве конкретного алгоритма — алгоритм «Тополь» [9]. Задача решалась в следующих постановках.

Задача 1. По характеристикам активной области, известным в i-й день ($i = 1, 2, 3$), предсказать, будет ли группа существовать больше или меньше пяти дней, т. е. относится ли она к классу В или А.

Задача 2. По характеристикам активной области, известным в i-й и $(i + 1)$-й дни ($i = 1, 2$), предсказать, будет ли группа существовать больше или меньше пяти дней.

Таблица 3

i	Все флоккулы														
	набор данных (*а*)					набор данных (*б*)					набор данных (*в*)				
	m	l	$R(\alpha)$	ΔR	z	m	l	$R(\alpha)$	ΔR	z	m	l	$R(\alpha)$	ΔR	z
1	56	229	0,45	0,01	—	56	229	0,43	0,03	—	56	229	0,45	0,01	—
2	56	229	0,38	0,08	+	56	229	0,38	0,08	+	56	229	0,35	0,11	+
3	48	167	0,37	0,03	—	48	167	0,33	0,07	+	49	167	0,28	0,12	+

i	Флоккулы, существовавшие $\geqslant 1$ оборота									
	набор (*а*)					набор (*в*)				
	m	l	$R(\alpha)$	ΔR	z	m	l	$R(\alpha)$	ΔR	z
1	45	97	0,41	0,05	—	45	97	0,38	0,08	—
2	45	97	0,33	0,13	+	45	97	0,34	0,14	+
3	34	70	0,31	0,10	+	34	65	0,29	0,12	+

В задаче 1 используются лишь статические параметры, в задаче 2 учитывается динамика. Первая задача решалась как для флоккулов, существовавших не менее одного оборота, так и для всех флоккулов независимо от возраста. В качестве исходных в этой задаче использовались такие наборы данных:

а) суммарный магнитный поток, мощность флоккула, число униполярных областей и температура флоккула на λ 9,1 см;

б) те же, что и в а), и наличие флоккула в предыдущем обороте;

в) те же, что и в б), цюрихский класс группы и вспышечный индекс на месте группы.

В табл. 3 приведены результаты решения задачи 1.

Здесь i — номер дня существования группы; m — число векторов (групп пятен), использованное в обучении; l — число векторов в экзаменационной последовательности; $R(\alpha)$ — значение функции риска на экзаменационной последовательности; ΔR — эффективность схемы в соответствии с выражением (2), z — статистическая значимость 5%-ного уровня значимости (знак плюс — отклонение от климатологического прогноза значимо, знак минус — незначимо в соответствии с t-критерием).

Результаты решения задачи 2 (т. е. когда учитывались динамические характеристики группы за первый и второй дни и второй — третий дни) не дают какого-либо улучшения ни в качестве решающего правила, ни в эффективности прогноза. В этой задаче в обучении использовались 53 группы, в экзамене — 150 групп. Из приведенных результатов можно сделать такие выводы.

1. Качество прогноза улучшается с уменьшением заблаговременности для любого набора данных.

2. Группы, родившиеся в старых флоккулах, прогнозируются несколько проще, чем группы, рождающиеся в молодых ($<$1 оборота) флоккулах. Т. е. развитие групп в молодых флоккулах менее устойчиво.

3. По наблюдениям активной области в первый день возникновения группы нельзя дать удовлетворительного прогноза о времени ее существования. В то же время наблюдения во второй день уже дают возможность для прогнозирования.

4. Наилучшие результаты дает набор *в*, включающий в себя данные о цюрихском классе, возрасте флоккула, вспышечном индексе группы.

5. Учет динамики развития во второй и третий дни не улучшает здесь качества прогноза, что связано, по-видимому, с пульсирующим характером развития, отмеченным ранее.

7. Прогнозирование цюрихского класса и вспышечной активности развивающейся группы пятен

К наиболее важным с точки зрения геофизических приложений параметрам эволюции активной области относятся вспышечная активность и цюрихский класс группы. Для выявления возможности прогноза этих характеристик в развивающихся группах в данной работе используется, как и в задачах 1, 2, алгоритм «Тополь».

Задача 3. По наблюдаемым характеристикам активной области в i-й и $(i+1)$-й дни предсказать максимальный уровень развития группы пятен по цюрихской классификации. К первому классу относятся группы A, B, C, G, H, I; ко второму — D, E, F. Задача решалась в несколько этапов. На первом этапе в качестве исходных использовалось 20 параметров. Это были как непосредственные результаты наблюдений (параметры 1, 6, 9, 11—16), так и комбинированные параметры: S^{i+1}/S^i — отношение площадей группы в $(i+1)$-й и i-й дни; $(H_N^{i+1} - H_N^i)$: $(H_S^{i+1} - H_S^i)$ — изменение в нескомпенсированности магнитных потоков N- и S-полярности; $D^{i+1} - D^i$ — изменение степени раздробленности группы; кроме того, изменение цюрихского класса (Ц) и вспышечного индекса ($I_{\text{всп}}$), а также суммарные за два дня магнитные потоки и вспышечные индексы.

После определения сравнительной информативности параметров (по методике, изложенной в [7]) число параметров удалось сократить до 6 без существенного изменения качества решающего правила. Остались следующие параметры:

1) $D^{i+1} - D^i$, $D = (S - S_p)/(n-1)$, n — число пятен в группе; 2) H_{N+S}^i, 3) H_{N+S}^{i+1}, 4) $Ц^{i+1}$, 5) $I_{\text{всп}}^i + I_{\text{всп}}^{i+1}$, 6) $Ц^{i,i+1}$ — изменение цюрихского класса от i-го к $(i+1)$-му дню.

В табл. 4 приведены результаты, полученные при использовании 6 указанных параметров, для $i = 1 \div 6$. Обозначения те же, что и в табл. 3.

Для обучения брались первые в хронологическом порядке группы, экзамен проводился на оставшихся группах. Из рассмотрения табл. 4 можно сделать следующие выводы. Качество решающего правила улучшается с возрастанием i, так же как и величина ΔR, свидетельствующая об эффективности прогноза.

Исключение составляет первая строка таблицы, в которой приводятся результаты прогноза по характеристикам группы за первый и второй день существования. Такая аномалия объясняется тем, что в этой выборке $(i = 1)$ значительную долю (около $^1/_3$) составляют группы, просуществовавшие всего 2 дня. Такие короткоживущие группы обладают, как правило, довольно характерными признаками и легко распознаются (все они

Таблица 4

i	m	l	$R(\alpha)$	ΔR	z
1	44	237	0,20	0,05	+
2	44	130	0,25	0,04	—
3	44	90	0,23	0,07	—
4	34	70	0,24	0,10	+
5	34	50	0,23	0,10	—
6	30	27	0,18	0,19	+

относятся к классу В). Малое значение функции риска здесь обусловлено безошибочным распознаванием именно этих групп. Если же такие группы исключить из рассмотрения, то значение функции риска увеличивается до 0,27.

На основании табл. 4 можно сделать также вывод о том, что используемый метод обеспечивает, вообще говоря, «удовлетворительное» качество прогноза (по сравнению с климатологическим) для всех i, но прогноз, удовлетворительный по статистической значимости, обеспечивается лишь когда используются данные за (1—2)-й, (4—5)-й и (6—7)-й дни. Сопоставив этот результат с рис. 1, 2, можно предположить, что и здесь сказывается немонотонный характер развития групп.

Задача 4 формулируется следующим образом: по наблюдаемым характеристикам активной области в i-й и $(i+1)$-й дни предсказать, будут или нет в последующие дни происходить вспышки балла больше чем 1n. Здесь к первому классу относятся группы, вспышечный индекс которых не превышает 3 для любого из последующих дней, а ко второму — все оставшиеся. Задача решалась по той же схеме, что и задача 1, на первом этапе использовалось 20 параметров. Это параметры: 1, 5, 6, 10, 11, 12, 14, 15, 16 и комбинированные параметры (индексы вверху показывают, за какой день брались параметры):

$$S^{i+1}/S^i, \quad D^{i+1}-D^i,$$

$$(H_{\mathrm{N}}^{i+1}-H_{\mathrm{N}}^{i}):(H_{\mathrm{S}}^{i+1}-H_{\mathrm{S}}^{i}),$$

$$I_{\text{всп. фл}}^{i}+I_{\text{всп. фл}}^{i+1},\ I_{\text{всп}}^{i}+I_{\text{всп}}^{i+1},$$

$$H_{\mathrm{N+S}}^{i},\ H_{\mathrm{N+S}}^{i+1},\ I_{\text{всп. фл}}^{i+1}-I_{\text{всп. фл}}^{i},$$

$$I_{\text{всп}}^{i+1}-I_{\text{всп}}^{i},\ M_{\text{фл}}^{i+1}+M_{\text{фл}}^{i}.$$

Так же, как и в первой задаче, были выбраны наиболее информативные параметры, после чего их число удалось сократить до 7:

1) $I_{\text{всп}}^{i+1}-I_{\text{всп}}^{i}$;
2) $T_{9,1}^{i+1}$;
3) $H_{\mathrm{N+S}}^{i+1}$;
4) наличие активной конфигурации в $(i+1)$-й день;
5) S^{i+1}/S^i;
6) направление нейтральной линии в $(i+1)$-й день;
7) $(H_{\mathrm{N+S}}^{i+1}-H_{\mathrm{N+S}}^{i}):(S^{i+1}-S^i)$.

В обучении использовались первые по времени группы; на оставшихся проводился экзамен. В табл. 5 приведены полученные результаты и оценка статистической значимости эффективности прогноза.

Из табл. 5 видно, что используемый метод весьма эффективен уже с $i=2$, улучшение качества и эффективности идет до $i=4$, начиная с этого момента (т. е. когда используются данные за 4-й и 5-й день) улучшения качества не происходит.

Таблица 5

i	m	l	$R(\alpha)$	ΔR	z
1	48	135	0,24	0,08	+
2	39	80	0,17	0,21	+
3	35	49	0,15	0,29	+
4	33	35	0,11	0,36	+
5	23	23	0,11	0,36	+

Заключение

Рассмотрение отдельных характеристик групп пятен в первые дни их существования, а также решение нескольких прогностических задач показало, что в день возникновения группы используемые нами параметры не позволяют судить о будущем развитии группы. Исключение здесь составляет небольшое число быстро и бурно развивающихся групп. Для них с большой долей вероятности можно сказать, что они будут жить более пяти дней.

Начиная со второго дня можно прогнозировать наиболее существенные характеристики развития групп пятен.

Нам представляется весьма важным дальнейшее изучение колебательного характера развития групп пятен. Кроме прямых измерений магнитного потока униполярных областей о наличии дискретных периодов развития поля свидетельствуют и результаты решения прогностических задач. Качество прогноза немонотонно меняется ото дня ко дню.

Декабрь 1977 г.

Приложение

Список использованных в работе параметров

№ параметра	Название	Обозначение
1	Возраст флоккула	
2	Площадь группы	S
3	Площадь наибольшего пятна	S_p
4	Число пятен в группе	n
5	Число старых групп во флоккуле	
6	Число новых групп во флоккуле, возникших с момента рождения данной группы	
7	Вспышечный индекс во всем флоккуле	$I_{\text{всп.фл}}$
8	Вспышечный индекс на месте группы	$I_{\text{всп}}$
9	Суммарный магнитный поток группы	$H_{\text{N+S}}$
10	Направление нулевой линии	
11	Число пятен с полутенью	
12	Цюрихский класс	Ц
13	Число униполярных областей в группе	У
14	Число активных конфигураций	
15	Мощность флоккула	$M = S_{\text{фл}} \cdot I_{\text{фл}}$
16	Яркостная температура флоккула	$\lambda 9{,}1$ см, $T_{9,1}$

ЛИТЕРАТУРА

1. Бюллетень «Солнечные данные», 1967—1969 гг.
2. Solar Geophysical Data, U. S. Dept Commerce, 1967—1969.
3. *Барановский Э. А., Иошпа Б. А., Ишков В. Н.* и др. Тр. VIII конс. совещания. «Возникновение и эволюция активных областей на Солнце». М.: «Наука», 1976, с. 31.
4. Catalog Solar Particle Events, (Ed.) Z. Švestka, P. Simon.— Astrophys. and Space Sci. Library, 49, D. Reidel Publ. Co. Dordrecht, 1975.
5. *Иванов Е. В.* Возникновение и эволюция активных областей на Солнце. Тр. VIII конс. совещания. М.: Наука, 1976, с. 169.
6. *Шторм Р.* Теория вероятностей. М.: Мир, 1970.
7. *Слуцкая Т. Л., Степанян Н. Н.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 52, 131.
8. *Слуцкая Т. Л., Степанян Н. Н.*— Солнечные данные, 1976, 1, 70.
9. *Буров В. А.*— Солнечные данные, 1976, 6, 93.
10. *Буров В. А., Берлянд Б. О.*— Докл. АН СССР, 1976, 229, № 5, 1075.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

ЭКВАТОРИАЛЬНАЯ ЗОНА ИЗБЕГАНИЯ ПРИХОДОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ОТ СОЛНЦА НА СПАДЕ ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ в 1970—1974 гг.

Л. С. Левицкий

Из анализа распределения нормированных значений потоков солнечных протонов в зависимости от гелиошироты следует, что: а) обнаруженная ранее [1] зона избегания приходов космических лучей от Солнца наблюдается и на спаде цикла солнечной активности № 20; б) положение зоны за этот период, по-видимому, неоднократно менялось в интервале гелиоширот $\pm 5°$, что обусловлено, вероятно, значительными колебаниями в знаке и величине северо-южной асимметрии в распределении солнечной активности.

THE AVOIDANCE ZONE OF SOLAR PROTON PROPAGATION IN SOLAR EQUATORIAL PLANE IN YEARS 1970—1974 DURING DECLINE SOLAR CYCLE N 20, by *L. S. Levitsky*.— The analysis of the distribution of normalised solar proton fluxes as a function of solar latitude shows that a) avoidance zone of solar proton propagation which was revealed in [1] is observed also during decline solar cycle N 20; b) the displacements of this avoidance zone in heliolatitude interval $\pm 5°$ were found. These displacements were caused probably by essential changing of the sign and the magnitude of the north — south asymmetry of solar activity distribution.

Ранее нами было обнаружено существование в межпланетом пространстве в плоскости солнечного экватора сравнительно узкой области ($\pm 2°$ гелиошироты), в которой распространение солнечных космических лучей (с.к.л.) затруднено [1]. Нормированный поток протонов (с энергией $E_p > 10$ МэВ) в этой области по крайней мере на порядок меньше, чем на более высоких гелиоширотах. Эта область гелиоширот была названа зоной избегания. В ряде работ она именовалась также экваториальным слоем, штилевой зоной.

Эта зона является стабильным образованием. Она наблюдается как в максимуме солнечной активности (1957—1959 гг.), так и в период ее спада (1960—1963 гг.) и прослеживается на протяжении трех 11-летних циклов (с 1938 г.) [1].

При изучении влияния с.к.л. на декаметровое радиоизлучение Юпитера было показано [2], что зона избегания простирается вплоть до 5 а. е. Аналогичный результат был получен и в [3].

Далее было установлено, что область гелиоширот $\pm 2°$ отличается также значениями параметров солнечного ветра: в ней скорость ветра меньше, а плотность плазмы больше, чем на более высоких гелиоширотах [4]. Прямые измерения в космосе, а также косвенные данные (наблюдения хвостов комет, мерцаний радиоисточников) подтвердили эти результаты (см. обзоры [5—7]).

В начале нового солнечного цикла в 1965—1969 гг. зона избегания располагалась на гелиоширотах $-2° \div -5°$, т. е. была смещена к югу

на 3—4° [8]. Смещение было вызвано большой северо-южной асимметрией в распределении солнечной активности в эти годы. Из-за сильного преобладания активности северного полушария Солнца линии межпланетного магнитного поля, как показали прямые измерения в 1966 г. [9], были наклонены к югу на 3°.

Имеются также теоретические соображения о том, что при наличии такой асимметрии в распределении активности более интенсивный ветер с одного полушария будет приводить к смещению линий тока плазмы на низких гелиоширотах в сторону другого полушария, где активность Солнца меньше [7, 10, 11].

Следовательно, зона избегания претерпевает изменения в зависимости от состояния солнечной активности. В этой связи рассмотрим положение зоны на спаде солнечного цикла № 20.

Материал и его обработка

Материалом для изучения зоны избегания, как и раньше, послужили данные о приходе с.к.л. с энергией $E_p > 10$ МэВ к Земле. Эти данные, полученные по измерениям на спутниках или путем регистрации поглощения радиоволн в полярной шапке (РСА), собраны из литературы, в основном из [12—14]. За период 1970—1974 гг. в составленный таким образом

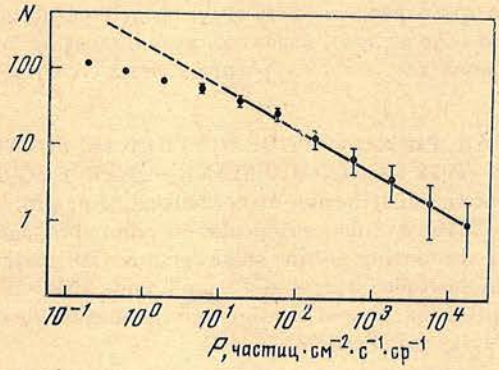


Рис. 1. Частотное распределение (в интегральной форме) вспышек солнечных космических лучей по потокам P за 1970—1974 гг.

каталог вошло 109 событий. Потоки протонов для этих событий находятся в пределах 0,1—23 000 частиц · см$^{-2}$ · с$^{-1}$ · ср$^{-1}$.

На рис. 1 показано частотное распределение 109 событий по потокам (P) в интегральной форме, которое может быть представлено в виде

$$N(>P) = kP^{\alpha},$$

где $\alpha = -0{,}55 \pm 0{,}13$. Загиб кривой в области $P < 10$ частиц · см$^{-2}$ · с$^{-1}$ · ср$^{-1}$ связан, по-видимому, с пределом чувствительности детекторов, применявшихся для измерения потока протонов.

Построенные таким же образом частотные распределения для 1957—1964 гг. и 1965—1969 гг. имели значения α соответственно $-0{,}50 \pm 0{,}10$ и $-0{,}45 \pm 0{,}14$ [15, 16]. Следовательно, в пределах ошибок распределения по потокам остаются одинаковыми для двух циклов солнечной активности и используемый нами набор событий для 1970—1974 гг. не отличается в этом смысле от предыдущих.

Поскольку ранее в качестве сведений о с.к.л. использовались данные по РСА, то события с $P < 10$ частиц · см$^{-2}$ · с$^{-1}$ · ср$^{-1}$ не входили в рассмотрение при изучении зоны избегания. Но, как оказалось, добавление или исключение этих событий практически не сказывается на конечном результате (из-за сравнительной малости потоков).

Из 109 событий с хромосферными вспышками удалось связать 97, из них 56 со вспышками в северной полусфере Солнца и 41 — в южной (25 и 16 соответственно для событий с $P > 10$ частиц · см$^{-2}$ · с$^{-1}$ · ср$^{-1}$).

Обработка материала проводилась аналогично тому, как это делалось в [1, 8]. Весь набор событий рассматривался в зависимости от гелиошироты Земли, диапазон изменения которой составляет, как известно, 14°30′. Годовой интервал был разбит на периоды, внутри которых гелиоширота Земли изменялась в пределах $3 \pm 1°$. Выбор продолжительности этих периодов связан с необходимостью иметь достаточное число событий в каждом из них. Для каждого периода подсчитывался суммарный поток солнечных протонов от всех событий, попавших в данный период (отдельно для северного и южного полушарий Солнца). Для тех же периодов далее подсчитывалась полная энергия всех радиовсплесков (диапазон частот 2800—9400 МГц, поток $\gtrsim 10^2$ Вт · м$^{-2}$ · Гц$^{-1}$, продолжительность $\gtrsim 10^m$). Данные о радиовсплесках были взяты из [14]. Всего таких радиовсплесков за период 1970—1974 гг. оказалось 177 (85 связано со вспышками в северном полушарии Солнца, 78 — в южном и 14 не отождествлено). Для каждого из периодов, наконец, определялось отношение суммарного потока протонов P к полной энергии всех радиовсплесков R. Величину этого отношения можно рассматривать как некоторую меру, характеризующую условия распространения протонов в межпланетной среде. Отношение $P/R = K$ для данного периода, таким образом, отражает условия распространения частиц для этого интервала гелиошироты и в некотором приближении не зависит от уровня солнечной активности.

Результаты обработки и обсуждение

Значение величины K для всего диапазона изменения гелиошироты Земли и для всего набора событий представлено на рис. 2 (*а* — события северного полушария, *б* — южного, *в* — для северного и южного вместе; в последнем случае в рассмотрение включены события, не отождествленные со вспышками).

Из рассмотрения гистограмм следует, что вид их в основном не отличается, за исключением деталей, от аналогичных гистограмм, полученных в [1, 8]. Для событий северного полушария, как и ранее, наблюдается следующая закономерность: при пересечении частицами экваториального слоя поток заметно уменьшается. Однако малые значения величины K наблюдаются не только в области гелиоширот $\pm 2°$, как в прошлое годы, но и в области гелиоширот $-2° \div -5°$, как в 1965—1969 гг., и, кроме того, в области гелиоширот $+2° \div +5°$. Впечатление такое, что зона заметно расширилась, и если раньше она занимала 3—4° по гелиошироте, то теперь она простирается на область гелиоширот $\pm 5°$.

Для событий южного полушария, вероятно из-за малого числа событий, результат менее определенный.

Поскольку смещение зоны в 1965—1969 гг., как уже упоминалось, было вызвано асимметрией в распределении активности северного и южного полушарий Солнца, то, для того чтобы понять причину расширения зоны, логично прежде всего обратиться к рассмотрению такого распределения и для 1970—1974 гг.

С этой целью были подсчитаны числа вспышек (n) всех баллов отдельно для северного (N) и южного (S) полушарий Солнца за каждые 3 месяца с 1965 по 1974 г. (данные о вспышках взяты из [17]) и вычислена асимметрия (A) по формуле

$$A = (n_N - n_S)/(n_N + n_S).$$

Величина A представлена на рис. 3 как функция времени. Как видно из графика, активность северного полушария заметно преобладала в 1965—1970 гг. и в конце 1974 г. С 1971 по 1974 г. временами наблюдались большие отрицательные значения A (в общей сложности ~1,5 года), в другие периоды асимметрия практически отсутствовала.

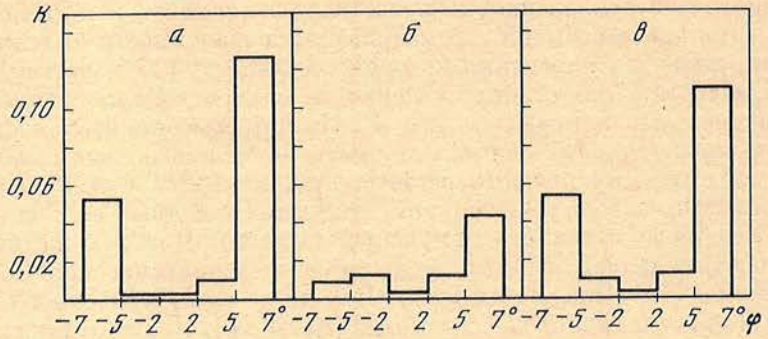
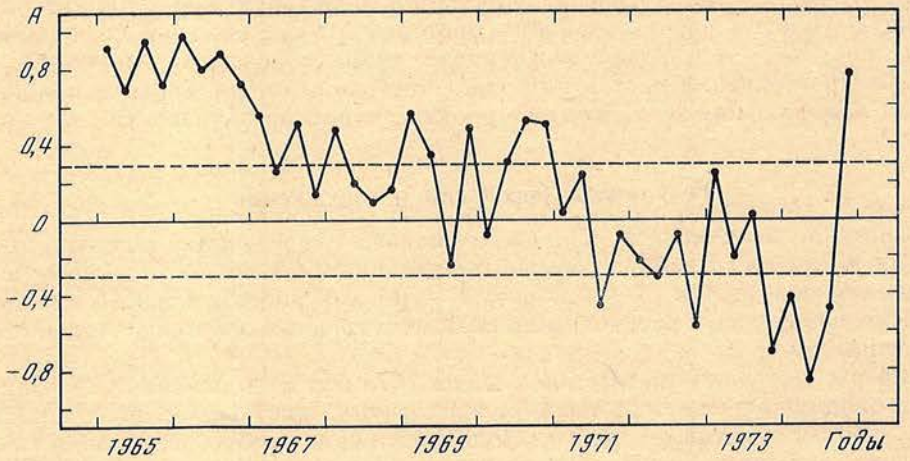


Рис. 2. Отношение K потока протонов от всех событий, зафиксированных в данном интервале изменения гелиошироты φ Земли, к суммарной энергии радиовсплесков на волне 3—10 см в том же интервале



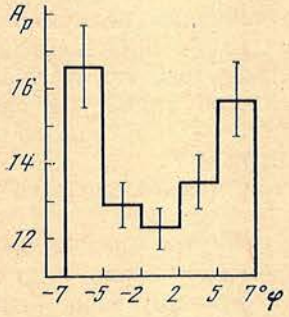


Рис. 3. Асимметрия север—юг в распределении хромосферных вспышек на Солнце для разных лет солнечного цикла № 20

Значения $A = \pm 0{,}33$, отмеченные штриховыми линиями, соответствуют преобладанию активности одного из полушарий в два раза

Рис. 4. Средняя величина A_p-индекса геомагнитной активности за 1970—1974 гг. для разных зон гелиошироты Земли

Следовательно, и за исследуемый период могло происходить смещение зоны избегания: в одних случаях к югу, в других — к северу; некоторую часть времени зона, по-видимому, оставалась на месте (в области $\pm 2°$ гелиошироты). Результатом таких колебаний зоны будет «размазывание» ее на всю область гелиоширот $\pm 5°$, что мы и наблюдаем на самом деле.

На рис. 4 показаны значения A_p-индекса геомагнитной активности в функции гелиошироты Земли для 1970—1974 гг. Как хорошо известно, величина A_p-индекса пропорциональна скорости солнечного ветра. Из гистограммы видно, что минимальные значения A_p также приходятся на область гелиоширот $\pm 5°$. Это распределение для A_p по виду ближе всего гистограмме рис. 2, *в*.

Таким образом, зона минимального значения скорости ветра за весь период 1970—1974 гг. совпадает с положением зоны избегания.

Распределения A_p-индекса в зависимости от гелиошироты были построены и для каждого года в отдельности. Однако из-за сравнительно большого числа спорадических возмущений картина недостаточно четкая. Тем не менее наблюдается тенденция к синхронному смещению минимума в A_p в нужную сторону в зависимости от преобладания активности в той или иной полусфере Солнца.

Заключение

Из приведенных данных и их анализа можно сделать следующие выводы.

1. Зона избегания приходов с.к.л. наблюдается и на спаде цикла солнечной активности № 20.

2. За исследуемый период, по-видимому, имело место смещение зоны как к югу, так и северу от ее среднего положения ($\pm 2°$ гелиошироты). Это могло быть вызвано смещениями линий тока плазмы солнечного ветра к югу или к северу в зависимости от преобладания активности соответственно в северном или южном полушариях Солнца. Результатом неоднократного изменения положения зоны явилось как бы «размазывание» ее на всю область гелиоширот $\pm 5°$.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить благодарность И. Е. Погодину за предоставление составленного им по литературным данным списка протонных вспышек, а также Б. М. Владимирскому за полезное обсуждение статьи.

15 декабря 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Левицкий Л. С., Владимирский Б. М.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1969, **40**, 161.
2. *Владимирский Б. М., Левицкий Л. С.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **52**, 158.
3. *Pokorny Z.*— Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1976, **27**, N 3, 137.
4. *Владимирский Б. М., Левицкий Л. С.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, **41—42**, 240.
5. *Владимирский Б. М., Левицкий Л. С.* V Ленинградский международный семинар по проблеме «Солнечные космические лучи и их проникновение в магнитосферу Земли», Ленинград, 1973, с. 253.
6. *Vladimirsky B. M., Levitsky L. S.*— Nature, 1976, **260**, N 5546, 27.
7. *Dobrowolny M., Moreno G.*— Space Sci. Rev., 1976, **18**, 685.
8. *Владимирский Б. М., Левицкий Л. С.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **49**, 31.
9. *Ness N. F., Hundhausen A. J., Bame S. J.*— J. Geophys. Res., 1971, **76**, 6643.
10. *Wilcox J. M.*— Irish Astron. J., 1965, **7**, 82.
11. *Коваленко В. А., Логинов В. Ф., Малышкин В. Н.*— Астрон. ж., 1973, **50**, 828.
12. *Van Hollebeke M. A. I., Ma Sung L. S., McDonald F. B.*— Solar Phys., 1975, **41**, N 1, 189.
13. *Castelli J. P., Barron W. R.*— J. Geophys. Res., 1977, **82**, N 7, 1275.
14. Solar Geophysical Data (ESSA). Colorado, Boulder, 1970—1974.
15. *Левицкий Л. С.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, **41—42**, 203.
16. *Левицкий Л. С.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, **49**, 36.
17. Quart. Bull. Solar Activity, 1965—1974, N 149—188.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

ОБ ОДНОМ ПРОСТОМ СПОСОБЕ ЦИФРОВОЙ ФИЛЬТРАЦИИ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

О. П. Голландский

Рассмотрено применение при обработке наблюдательных данных цифрового фильтра с весовыми множителями — нормированными биномиальными коэффициентами. Такой цифровой фильтр практически эквивалентен гауссову фильтру при показателе бинома $n > 10$; алгоритм его сводится к алгоритму суммирующего фильтра [3], примененного n раз.

ON A SIMPLE METHOD OF DIGITAL FILTERING OF OBSERVATIONAL DATA, by *O. P. Gollandsky*.— Application of the digital filter with the impulse response profile formed by normalised (to the unit sum) binomial coefficients is considered. This filter is equivalent to the gaussian one if the binomial power n is of the order of ten or more and its algorithm is the same as of the summing filter applied n times.

В настоящее время нашли широкое распространение различные методы цифровой фильтрации при анализе больших массивов данных наблюдений, насчитывающих иногда многие тысячи элементов. Обработка таких массивов требует большой затраты времени работы ЭВМ. Поэтому если удается найти подходящий цифровой фильтр, алгоритм которого предельно прост, то его применение может намного сократить машинное время.

С учетом этих соображений в [1] была предложена реализация цифрового гауссова фильтра, имеющая очень простой алгоритм. Идея этой реализации заключается в том, что распределение Гаусса может быть аппроксимировано с большой точностью биномиальным распределением. Практически достаточная точность может быть достигнута уже при значении показателя бинома $n > 10$.

Прежде чем говорить о применении, рассмотрим особенности этой реализации. Заметим, что цифровой фильтр [1] можно определить как алгоритм, с помощью которого некоторая последовательность чисел (сигнал на входе фильтра) преобразуется в другую последовательность, выражающую выходной сигнал [2].

Если обозначить исходную последовательность через $x_1, x_2, \ldots, x_N$, а преобразованную последовательность — через $y_1, y_2, \ldots, y_N$, то оператор фильтрации может быть записан в виде линейного выражения

$$y_t = \sum_{i=0}^{n} h_i x_{t\pm i} \, (n < N), \tag{1}$$

где h_i — весовые множители фильтра, N — число членов последовательности $x_1, x_2, \ldots, x_N$.

Если цифровая обработка ведется по уже готовой записи, то при x можно брать индекс i либо с плюсом (будущие по отношению к t значения), либо с минусом (прошлые по отношению к t значения). Но при обработке

[1] Ниже слово «цифровой» для краткости опускается.

в реальном времени возможен только знак плюс, так как каждое значение y может быть получено только по уже поступившим на вход значениям x.

Впредлагаемой реализации гауссова фильтра в качестве весовых множителей взяты биномиальные коэффициенты $2^{-n}C_n^i = \frac{2^{-n}n!}{i!\,(n-i)!}$, нормированные так, что их сумма равна единице. (Фильтр с такими весовыми множителями в дальнейшем сокращенно называется н.б.-фильтром.)

Практическая эквивалентность н.б.-фильтра и гауссова фильтра ста-

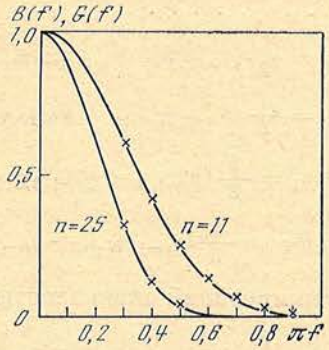


Рис. 1. Амплитудно-частотные характеристики фильтра, имеющего весовыми множителями нормированные биноминальные коэффициенты, для $n = 11$ и $n = 25$

Крестиками указан ход соответствующих гауссовых кривых

новится очевидной при сравнении их амплитудно-частотных характеристик, т. е. функций, показывающих, как ослабляет фильтр частотные составляющие (фурье-компоненты) сигнала.

У н.б.-фильтра частотная характеристика имеет вид

$$B(f) = (\cos \pi f)^n, \tag{2}$$

где f — частота (величина, обратная временнóй или линейной мере).

Соответственно частотная характеристика гауссова фильтра

$$G(f) = e^{-\frac{n}{2}(\pi f)^2}. \tag{3}$$

Графики $B(f)$, вычисленные для $n = 11$ и $n = 25$, изображены на рис. 1 сплошной линией. Ход соответствующих значений $G(f)$ изображен крестиками. О хорошем согласии между $B(f)$ и $G(f)$ можно судить из рассмотрения таблицы.

πf	$(\cos \pi f)^{11}$	$e^{-\frac{11}{2}(\pi f)^2}$	Отношение данных 3-го и 2-го столбцов
0	1	1	1,0
0,10	0,9458	0,9465	1,0007
0,30	0,6056	0,6096	1,007
0,50	0,238	0,253	1,06
0,70	0,052	0,067	1,29
0,90	0,005	0,011	2,2

Как видно из таблицы, различие становится большим лишь на тех частотах, где фильтры почти полностью ослабляют сигнал и он не будет различим на фоне шумов.

Таким образом, при достаточно большом n н.б.-фильтр практически эквивалентен гауссову фильтру. Было показано [1], что этот фильтр особенно хорошо выделяет сигнал гауссовой формы (в частности, доплеровский контур) на фоне белого шума, т. е. шума, чья интенсивность равномерно распределена по частотам.

Алгоритм н. б.-фильтра сводится к алгоритму суммирующего фильтра [3], последовательно примененного n раз. Он записывается следующим об-

разом. Пусть имеется последовательность N чисел $x_1, x_2, \ldots, x_N$. Тогда производятся n «иерархических» суммирований такого вида:

$$y_{11} = \frac{1}{2}(x_1 + x_2);\ y_{12} = \frac{1}{2}(x_2 + x_3);\ \ldots;\ y_{1,\,N-1} = \frac{1}{2}(x_{N-1} + x_N);$$

$$y_{21} = \frac{1}{2}(y_{11} + y_{12});\ y_{22} = \frac{1}{2}(y_{12} + y_{13});\ \ldots;\ y_{2,\,N-2} =$$

$$= \frac{1}{2}(y_{1,\,N-2} + y_{1,\,N-1});$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \tag{4}$$

$$y_{n-1,1} = \frac{1}{2}(y_{n-2,1} + y_{n-2,2});\ y_{n-1,2} = \frac{1}{2}(y_{n-2,2} + y_{n-2,3});\ \ldots;\ y_{n-1,\,N-n+1} =$$

$$= \frac{1}{2}(y_{n-2,\,N-n+1} + y_{n-2,\,N-n+2}),$$

$$y_{n1} = y_1 = \frac{1}{2}(y_{n-1,1} + y_{n-1,2});\ y_{n2} = y_2 = \frac{1}{2}(y_{n-1,2} + y_{n-1,3});\ \ldots;\ y_{n,\,N-n} =$$

$$= y_{N'} = \frac{1}{2}(y_{n-1,\,N-n} + y_{n-1,\,N-n+1}).$$

Эти n суммирований эквиваленты одному суммированию вида

$$y_t = 2^{-n} \sum_{i=0}^{n} C_n^i x_{t+i}\ (t = 1, 2, \ldots, N - n = N'). \tag{5}$$

В результате фильтрации массив из N элементов уменьшается на число n элементов, так как каждый элемент выходной последовательности является средним взвешенным из $n + 1$ соответствующих элементов входной последовательности.

Отметим, что если в сумме (5) при x писать $t - i$ (вместо $t + i$), то изменится только нумерация членов выходной последовательности: вместо y_1 получим y_n, а вместо y_{N-n} получим y_N. Иными словами, получается сдвиг по фазе на n элементов вправо. (При анализе результатов фильтрации фазовый сдвиг легко учесть.)

Рассмотрим теперь применение н.б.-фильтра при обработке наблюдательных данных. Допустим, имеется запись оптического спектра какого-нибудь объекта, полученная любым способом. Разрешение деталей спектра на этой записи определяется теми частотами, которые пропускает аппаратная функция (инструментальный контур) системы, с помощью которой получен спектр.

Детали спектра на записи искажены шумами (в частности, зерном фотоэмульсии). Применяя цифровую фильтрацию, можно освободиться от этих искажений, не теряя полезной информации, если масштабы их не превышают полуширины аппаратной функции. Точнее, можно освободить запись (не уменьшая полезного сигнала) от тех шумов, частотный спектр которых лежит за пределами частот, пропускаемых аппаратной функцией.

Для этой цели представляется вполне подходящим н.б.-фильтр с его простым алгоритмом и свойством хорошо выделять сигнал гауссовой формы.

Перед выполнением цифровой фильтрации непрерывную запись необходимо дискретизовать, т. е. снимать с нее отсчеты через равные интервалы. Эти интервалы (назовем их элементарными) должны быть не менее чем в два раза меньше полуширины аппаратной функции, чтобы не потерять информацию, пропускаемую ею (т. е., чтобы заведомо выполнять условия теоремы Котельникова [4]). Снятые через элементарный интервал отсчеты ординат записи и являются ранее упоминавшейся входной последовательностью чисел $x_1, x_2, \ldots, x_N$.

Влияние фильтра на сигнал (на контур спектральной линии) аналогично влиянию инструментального контура. Поэтому фильтру можно так-

же приписывать свою полуширину. Ее можно определить тем расстоянием от центра (в единицах элементарного интервала), на котором ордината распределения весовых множителей фильтра равна половине максимальной.

Обозначим полуширину н.б.-фильтра через Δ_1. Тогда, принимая во внимание, что при достаточно большом n имеет место соотношение

$$2^{-n}C_n^i \approx \frac{2}{\sqrt{2\pi n}} e^{-\frac{(i-n/2)^2}{n/2}} \tag{6}$$

(оно следует из теоремы Муавра — Лапласа [5]), находим Δ_1 из условия, что

$$e^{-\frac{\Delta_1^2}{n/2}} = \frac{1}{2}.$$

Отсюда получается связь Δ_1 с числом n:

$$\Delta_1^2 = \frac{\ln 2}{2} n. \tag{7}$$

Поскольку $2^{-n} \sum\limits_{i=0}^{n} C_n^i = 1$, н.б.-фильтр (как и инструментальный контур) не изменяет эквивалентной ширины линии, но уменьшает ее глубину. Однако это уменьшение можно учесть. В самом деле, пусть контур линии доплеровский:

$$F(\Delta\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\,\Delta\lambda_D} e^{-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2}. \tag{8}$$

Так как согласно (8) $\Delta\lambda_D$ связана с полушириной контура Δ_0 соотношением

$$\Delta\lambda_D = \Delta_0/\sqrt{\ln 2}, \tag{9}$$

то центральная глубина доплеровского контура согласно (8) и (9) равна

$$R_0 = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}\,\Delta_0}. \tag{10}$$

Можно показать, что после применения н. б.-фильтра контур остается доплеровским, но с параметром $[(\Delta_0^2 + \Delta_1^2)/\ln 2]^{1/2}$, а центральная глубина его равна

$$R_0' = \frac{\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi(\Delta_0^2 + \Delta_1^2)}}. \tag{11}$$

Поэтому относительная центральная глубина после фильтрации равна

$$r = \frac{R_0'}{R_0} \sqrt{\frac{\Delta_0^2}{\Delta_0^2 + \Delta_1^2}} \cdot 100\ (\%). \tag{12}$$

Например, при $\Delta_1 = \Delta_0$ $r = 70\%$, при $\Delta_1 = 1/2\Delta_0$ имеем уже $r = 90\%$.

Результат (12) остается справедливым и для фойгтовского контура потому, что н. б.-фильтр сохраняет также и фойгтовский контур, а выражение для центральной глубины этого контура отличается от выражения (10) только множителем, который не зависит от $\Delta\lambda_D$, а следовательно, и от Δ_0.

Для иллюстрации действия н. б.-фильтра построена кривая Гаусса с параметрами (0; 1):

$$F(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2},$$

что соответствует доплеровскому контуру с $\Delta\lambda_D = \sqrt{2}$ (рис. 2, *а*). Затем на эту кривую был наложен белый шум (рис. 2, *б*), который имитировался

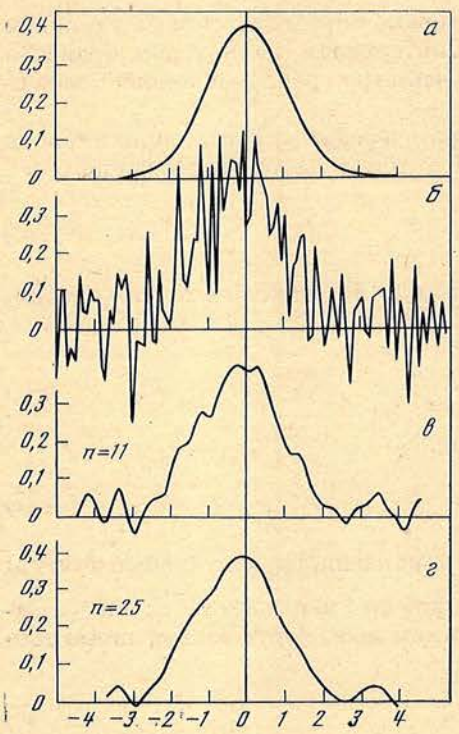


Рис. 2. Нормированная гауссова кривая с параметрами (0; 1); та же кривая с наложенным белым шумом, имитированным нормально распределенными случайными числами со стандартным отклонением $\sigma = 0{,}1$ (*б*); результат фильтрации при $n = 11$ (*в*); результат фильтрации при $n = 25$ (*г*); контур несимметричен из-за еще не полностью снятых шумов.

нормально распределенными случайными числами с параметром $\sigma = 0{,}1$, так что для вершины кривой получается $F(0)/\sigma = 4$. Далее, «зашумленная» кривая была подвергнута фильтрации при $n = 11$ (рис. 2, *в*) и $n = 25$ (рис. 2, *г*). Согласно (7) этим значениям соответствует $\Delta_1 = 1{,}25\,h$ и $2{,}72\,h$ (h — элементарный интервал). При построении кривой значения ординат брались так, что получилось $\Delta_0 = 11{,}75\,h$. Поэтому по формуле (12) получим соответственно $r = 99\,\%$ и $97\,\%$.

Воспользовавшись выражением (2), можно, например, подсчитать, начиная с какой частоты ослаблен фильтрацией шум не менее чем в 10 раз. Для этого удобно частоту f выражать в долях определяемой самой дискретизацией максимальной частоты [6] $f_{\max} = 1/2\,h = 1/2$, если (как обычно делают) принять $h = 1$. Тогда $f = f_{\max}/k$ ($k \geqslant 1$), и из (2) следует, что для рассматриваемого примера

$$\left(\cos \pi \frac{f_{\max}}{k}\right)^n = \left(\cos \frac{\pi}{2k}\right)^n = \frac{1}{10}\,.$$

Подставив сюда $n = 11$, а затем $n = 25$, найдем, что в первом случае не менее чем в 10 раз ослаблен шум начиная с частоты, составляющей 20 % от максимальной, а во втором случае такое ослабление начинается уже с частоты, составляющей только 14 % от максимальной.

Заметим, что аналогичные рассуждения применимы также, если ведется регистрация изменений блеска некоторого объекта с временны́м разрешением τ; но представляют интерес изменения в масштабах времени $\geqslant k\tau$ ($k > 1$), и, чтобы их выделить, надо ослабить изменения в масштабах $< k\tau$. Тогда порядок н. б.-фильтра n, ослабляющего изменения блеска во временны́х масштабах $< k\tau$ не менее чем в m раз, находится из выражения

$$n = -\frac{\lg m}{\lg \cos \dfrac{\pi}{k\tau}}\,,$$

которое следует из (2).

В заключение отметим следующее. Рекомендуется выполнять фильтрацию для нескольких значений n, взятых с «избытком» и «недостатком»; иными словами, фиксировать результаты вычислений, начиная с некоторой строки алгоритма (4) вплоть до последней. Это ничем не обременит программу вычислений. В случае же немодифицированного гауссова фильтра пришлось бы хранить в памяти машины столько таблиц значений функции Гаусса (для различных значений ее параметра), сколько потребовалось бы значений n, как это следует из (7) и (9).

Наличие результатов фильтрации для нескольких значений n позволяет сопоставить их между собой и выбрать тот, где ранее известные дета-

ли записи (например, некоторые спектральные линии) получаются наилучшим образом.

Автор выражает благодарность Л. В. Границкому за обсуждение работы.

Декабрь 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Голландский О. П.* Сб. «Приборостроение», вып. 27. Киев, «Техника», 1979.
2. *Голд Б., Рейдер Ч.* Цифровая обработка сигналов. М.: Советское радио, 1973.
3. *Дженкинс Г., Ваттс Д.* Спектральный анализ и его приложения, вып. 2. М.: Мир, 1972.
4. *Харкевич А. А.* Спектры и анализ. М.: Физматгиз, 1962.
5. *Гнеденко Б. В.* Курс теории вероятностей. М.: Наука, 1969.
6. *Дженкинс Г., Ваттс Д.* Спектральный анализ и его приложения, вып. 1. М.: Мир, 1971.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

ЧАСТОТНО-КОНТРАСТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ИДЕАЛЬНОГО АСТРОНОМИЧЕСКОГО ТЕЛЕСКОПА

В. К. Прокофьев

Проведен последовательный расчет передачи контраста идеальным астрономическим телескопом с использованием дифракционного распределения освещенности в изображении звезды (аппаратная функция телескопа). Даны кривые, характеризующие передачу контраста для точки (звезды), для тонкой линии, для полосы конечной ширины и для системы полос равной ширины.

MODULATION TRANSFER FUNCTION OF THE ABSOLUTE ASTRONOMICAL TELESCOPE, by *V. K. Prokof'ev.*— It was calculated with aid of computer the modulation transfer function of the absolute astronomical telescope by use the diffraction distribution of the illumination in the focale plane for the star. The curves of the transfer functions for point (star), straight line, band of limite width and for a system of bands of equal width are given.

Оптическая система современного астрономического телескопа, свободного от аберраций, характеризуется дифракционным распределением освещенности в его фокальной плоскости для находящегося в бесконечности точечного источника излучения (звезды). В общем виде это распределение дается формулой [1]

$$E(x) = \frac{4}{(1-\varepsilon^2)^2}\left[\frac{J_1(x)}{x} - \varepsilon^2\frac{J_1(\varepsilon x)}{\varepsilon x}\right]^2. \qquad (1)$$

Здесь $J_1(x)$ — функция Бесселя 1-го рода, x — безразмерный параметр:

$$x = \pi D\frac{\varphi}{\lambda}, \qquad (2)$$

зависящий от диаметра D отверстия телескопа и длины волны λ падающего излучения. Величина φ определяет угловое расстояние точки поля, в которой реализуется освещенность $E(x)$.

Величина ε характеризует диафрагмирование центральной части отверстия главного зеркала вторичным зеркалом с его оправой (кольцевой телескоп типа Кассегрена). Если d — диаметр вторичного зеркала, то $\varepsilon = d/D$. При $\varepsilon = 0$ формула (1) переходит в обычную для телескопа с одним зеркалом:

$$E(x) = 4\left[\frac{J_1(x)}{x}\right]^2.$$

Структура дифракционного распределения (1) существенным образом зависит от величины ε: положение темных колец, ширина светлых и освещенность в них меняются. В табл. 1 приведены значения радиусов первого r_1 и второго r_2 темных колец (в единицах параметра x), ширина первого светлого кольца $r_2 - r_1$ и освещенность в его максимуме E_{max}.

Мы видим, что ширина $r_2 - r_1$ первого светлого кольца существенно

Таблица 1

ε	r_1	r_2	$r_2 - r_1$	E_{max}	E_1
0,0	3,832	7,016	3,184	0,0175	0,84
0,10	3,785	7,128	3,343		
0,20	3,664	7,405	3,740		
0,25	3,590	7,550	3,960	0,038	0,73
0,30	3,502	7,615	4,113	0,048	0,68
0,35	3,413	7,596	4,183	0,058	
0,40	3,324	7,490	4,166	0,070	0,59
0,50	3,145	7,184	4,040	0,096	0,48
0,60	2,974	6,817	3,843		
0,70	2,814	6,457	3,643		

увеличивается при увеличении ε до значения $\varepsilon = 0{,}35$, а освещенность в его максимуме непрерывно возрастает. Влияние ε на положение колец и на освещенность в них подробно рассмотрено в [2].

Общая энергия, доходящая до изображения, уменьшается в связи с диафрагмированием и составляет $1 - \varepsilon^2$ от падающей на входное отверстие телескопа без учета потерь на отражение от зеркал. Из этого количества при увеличении ε все бóльшая часть энергии уходит в дифракционные кольца, отчего относительная освещенность в центральном максимуме снижается. В последнем столбце табл. 1 приведены доли энергии в пределах первого темного кольца от общего количества энергии, дошедшей до изображения. Такое перераспределение энергии приводит к увеличению освещенности фона вне геометрического изображения и к снижению контраста при наблюдении двух близких звезд.

В соответствии с критерием Релея разрешающая способность телескопа определяется радиусом первого темного кольца. В случае $\varepsilon = 0$ этот радиус соответствует величине $x = 3{,}8317$, что дает $r_1 = 1{,}22\lambda/D$ (в радианной мере) и приводит к известной формуле $r_1 = 140/D$ (в угловых секундах) для $\lambda = 0{,}555$ мкм.

Как видно из данных табл.1, первое темное кольцо сужается, поэтому для каждого реального телескопа необходимо учитывать зависимость r_1 от величины ε. Так, для $\varepsilon = 0{,}35$ (обычные типы телескопов) $r_1 = 1{,}086\lambda/D$ (в радианах), что примерно на 11% меньше, чем при $\varepsilon = 0$. Это приводит к повышению разрешающей способности кольцевого телескопа, однако повышение фона за счет увеличения освещенности в дифракционных кольцах приведет к снижению контраста при наблюдении, например, двух звезд, расположенных на близком расстоянии w друг от друга.

Этот контраст будем определять по формуле

$$K = \frac{E_{max} - E_{min}}{E_{max} + E_{min}}. \qquad (3)$$

Здесь E_{max} — максимальная освещенность в месте геометрического изображения каждой звезды, E_{min} — минимальная освещенность в середине между ними.

Будем считать, что обе звезды имеют одинаковый блеск. Таким образом, мы приходим к задаче определения контраста K в зависимости от расстояния w между двумя близкими точечными источниками. Расстояние w будем выражать в угловых секундах. Представляется полезным применять обратную величину $\nu = 1/w''$, которая имеет размерность частоты (угл. сек$^{-1}$).

Зависимость $K = f(w)$ или $K = \varphi(\nu)$ определяет передачу контраста для двух звезд, находящихся на расстоянии w. Эту зависимость в данном

частном случае можно назвать частотно-контрастной характеристикой (ЧКХ) идеального астрономического телескопа для точечного объекта. Она показывает, на каких расстояниях, с каким контрастом данный телескоп позволяет наблюдать и разрешать два точечных объекта одинаковой яркости. Естественно, эта зависимость будет различной для телескопов с разными значениями ε.

1. ЧКХ для точечных объектов

На рис. 1 представлены два дифракционных распределения I и II для двух звезд одинаковой яркости, находящихся на угловом расстоянии $w = 2x$ друг от друга. Эти распределения накладываются, создавая суммарное, показанное на рис. 1 штриховой линией. Легко видеть, что максимальная освещенность

$$E_{\max} = E(0) + E(2x) = 1 + E(2x),$$

имеется в виду, что исходное распределение (1) нормировано на единицу при $x = 0$, т. е. $E(0) = 1$.

Для минимальной освещенности в середине между двумя максимумами

$$E_{\min} = 2E(x).$$

В итоге для контраста имеем

$$K = \frac{1 + E(2x) - 2E(x)}{1 + E(2x) + 2E(x)}. \qquad (4)$$

Расчет ведем в параметре x. Для перехода от этого параметра к угловой мере примем диаметр телескопа $D = 1000$ мм. Тогда для $\lambda = 0{,}55 \cdot 10^{-3}$ мм имеем из (2)

$$\varphi_1'' = \frac{\lambda x}{\pi D} \cdot 2{,}0626 \cdot 10^5 = 0{,}03611x.$$

Для расстояния w между двумя звездами в угл. сек

$$w_1'' = 2\varphi_1'' = 0{,}07222\ x,$$

или в единицах частоты

$$\nu_1 = \frac{1}{w_1''} = \frac{13{,}8466}{x}.$$

Если диаметр телескопа D отличается от 1 м, тогда

$$\varphi_D'' = \varphi_1''/D, \qquad w_D'' = w_1''/D, \qquad \nu_D = \nu_1 D, \qquad (5)$$

здесь D выражен в метрах.

Таким образом, приведенные ниже расчеты для $D = 1$ м легко пересчитать по (5) для любого другого диаметра телескопа, сохраняя неизменным принятую в расчетах длину волны $\lambda = 0{,}55$ мкм.

При определении ЧКХ для точки по (4) необходимо знать дифракционное распределение $E(x)$ данного телескопа. Расчет этого распределения был проведен с учетом четырех значений $\varepsilon = 0$; 0,20; 0,35; 0,50. Такой набор значений ε позволяет проводить оценку ЧКХ для промежуточных значений ε.

Как следует из (1), исходными для расчета $E(x)$ являются функции Бесселя 1-го рода. С целью учета влияния дальних колец дифракционного распределения расчет велся до $x = 55$, что соответствует учету до 15 колец.

Расчет проводился на ЭВМ с шагом $\Delta x = 0{,}05$ на шесть десятичных знаков по следующей схеме [3]:

Рис. 1. Схема определения передачи контраста для двух точечных объектов

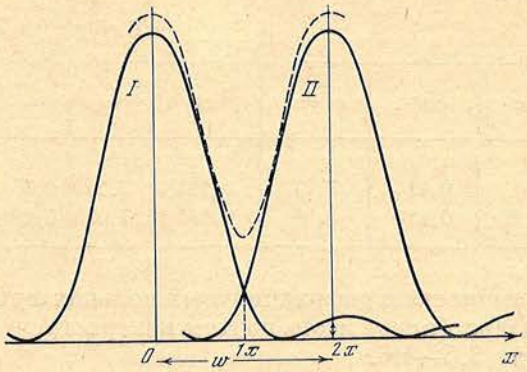
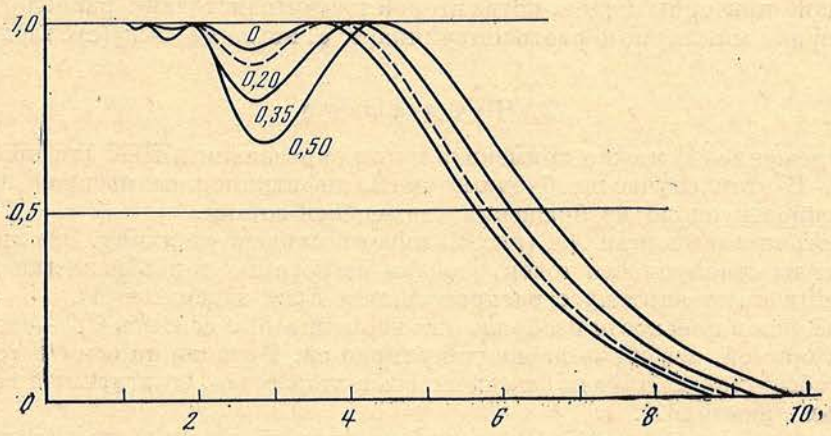


Рис. 2. Функция передачи контраста для точки с центральным экранированием 0; 0,20; 0,35 и 0,50



а) для значений $x \leqslant 20$

$$J_1(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \sin(x \sin\varphi) \sin\varphi d\varphi;$$

б) для значений $20 \leqslant x \leqslant 55$

$$J_1(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}} (P_1 \cos\varphi - Q_1 \sin\varphi);$$

здесь $\varphi = x - 3/4\pi$,

$$P_1(x) = 1 + \frac{0{,}11719}{x^2} - \frac{0{,}1442}{x^4},$$

$$Q_1(x) = \frac{0{,}375}{x} - \frac{0{,}1025}{x^3} + \frac{0{,}278}{x^5}.$$

Зная распределение $E(x)$, из (4) можно определить предельное расстояние w'' или предельную частоту ν, при которых телескоп с заданным ε дает нулевой контраст ($k = 0$). Согласно (4) это будет при

$$1 + E(2x) = 2E(x).$$

Из этого уравнения графически легко определить предельные значения w'' и ν. В табл. 2 приведены эти значения.

На рис. 2 графически представлен ход ЧКХ для точечного объекта, рассчитанный по (4), для четырех значений ε. Мы видим, что для больших частот $\nu > 4$ (малые расстояния $w'' > 0''{,}25$) кольцевые телескопы дают контраст несколько выше, чем телескопы с $\varepsilon = 0$. Однако для малых частот $2 < \nu < 4$ (расстояние w'' в пределах $0{,}5 - 0{,}''25$) контраст больше для случая $\alpha = 0$. Такой ход зависимости определяется увеличением ос-

Таблица 2

ε	w''	ν	w''_R	ν_R	ε	w''	ν	w''_R	ν_R
0	0,114	8,77	0,138	7,24	0,35	0,108	9,25	0,123	8,13
0,20	0,113	8,85	0,132	7,57	0,50	0,102	9,80	0,114	8,77

вещенности в дифракционных кольцах при $\varepsilon > 0$. Кроме того, как общее правило имеет место подъем контраста до 1 для средних частот в интервале 3,5—4,5.

В табл. 2 в 4-м и 5-м столбцах приведены значения w''_R и ν_R, соответствующие критерию Релея, когда второй точечный источник располагается в первом минимуме первого источника, т. е. когда $w_R = r_1$ (см. табл. 1).

2. ЧКХ для линии

Выражение (4) можно применить и при определении ЧКХ для прямой линии. В этом случае необходимо знать дифракционное распределение освещенности около изображения светящейся линии.

Пусть прямая линия AA (рис. 3) имеет бесконечную длину. Эта линия состоит из совокупности точек, каждая из которых в изображении дает дифракционную картину с распределением $E(x)$, заданным (1).

Выберем в плоскости изображения координатные оси: ось OY — вдоль нашей прямой, ось OZ — перпендикулярно ей. Возьмем на оси OZ точку $C(z)$ с абсциссой z. Найдем освещенность в этой точке, создаваемую всеми точками прямой AA.

Точечный источник $N(y)$, лежащий на прямой, даст в точке $C(z)$ некоторый вклад $E(x)$, зависящий от его расстояния x от точки C. Полная освещенность $E(z)$ в точке $C(z)$ от всех точек прямой AA определится интегралом

$$E(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(x)\,dy = 2\int_{0}^{\infty} E(x)\,dy.$$

Заменим переменную интегрирования y на x в соответствии с соотношением

$$x^2 = y^2 + z^2.$$

Тогда

$$E(z) = 2\int_{z}^{\infty} \frac{xE(x)}{\sqrt{x^2 - z^2}}\,dx. \qquad (6)$$

Для случая $\varepsilon = 0$ интеграл (6) имеет вид

$$E(z) = 8\int_{z}^{\infty} \frac{J_1^2(x)}{x\sqrt{x^2 - z^2}}\,dx$$

и приводится к функциям Струве 1-го рода

$$E(z) = \frac{3\pi}{8}\,\frac{H_1(2z)}{z^2},$$

где

$$H_1(z) = \frac{\pi}{2}\,z\int_{0}^{\frac{\pi}{2}} \sin(z\sin\varphi)\cos^2\varphi\,d\varphi.$$

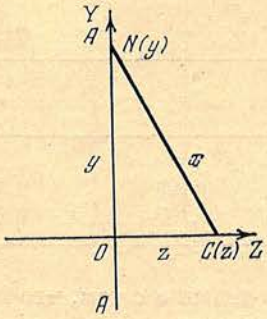
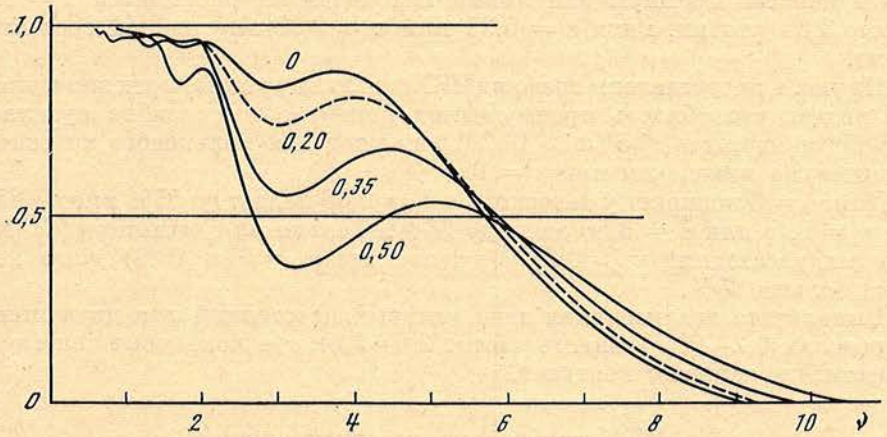


Рис. 3. Схема расчета дифракционного распределения для прямой линии

Рис. 4. Функция передачи контраста для линии с центральным экранированием 0; 0,20; 0,35; 0,50



Для значений $\varepsilon > 0$ интеграл (6) приводится к более сложным выражениям [4]. Поэтому вычисление интеграла (6) для всех значений ε мы проводили по формуле трапеций, приняв некоторый шаг интегрирования Δx. Если координату z выражать в виде $z = n\Delta x$, то интеграл (6) можно привести к следующему выражению, выделив особо первый член около $x = z$:

$$E(z) = E(n\Delta x) = \overline{E(n, n+1)}\sqrt{2n+1}\,\Delta x + \int\limits_{(n+1)\Delta x}^{\infty} \frac{xE(x)\,dx}{\sqrt{x^2 - (n\Delta x)^2}}.$$

Здесь $\overline{E(n_1\ n+1)}$ — среднее значение $E(x)$ для двух первых соседних значений $z = n\Delta x$ и $z = (n+1)\Delta x$.

При $z = 0$ $\quad E(0) = \int\limits_0^{\infty} E(x)\,dx.$

Для удобства расчетов все значения $E(z)$ нормировались на единицу при $z = 0$ делением на этот интеграл. В данном случае при вычислении (6) можно коэффициент 2 опустить.

В результате получаем распределение освещенности по обе стороны от линии в виде системы параллельных светлых и темных полос, причем в темных полосах освещенность не падает до нуля.

Заменив в (4) $E(x)$ на $E(z)$, можем рассчитать ЧКХ для линии. При этом переход к угловой мере определяется по-прежнему соотношением $\varphi'' = 0{,}0361\ z$. Из условия $1 + E(2z) = 2E(z)$ можем определить предельные расстояния $w = 2z$ между двумя линиями, для которых контраст $K = 0$. Эти предельные угловые расстояния и соответствующие им частоты ν представлены в табл. 3 для четырех значений ε.

Сопоставляя приведенные здесь величины с аналогичными в табл. 2, видим, что для линий телескоп обладает несколько большим разреше-

Таблица 3

ε	w''	ν	ε	w''	ν
0	0,109	9,15	0,35	0,102	9,80
0,20	0,107	9,35	0,50	0,096	10,45

нием; это связано с тем, что центральная светлая полоса для распределения $E(z)$ несколько у́же, чем для распределения точки, т. е. $E(x)$. Так, при $\varepsilon = 0$ первый минимум для линии находится на расстоянии $z = 3{,}65$ вместо 3,83 у точки, а для $\varepsilon = 0{,}35$ при $z = 3{,}18$ вместо 3,41 соответственно.

На рис. 4 представлены графики ЧКХ для линии для четырех значений ε. Мы видим, что область преимущества кольцевого телескопа сузилась: в области частот $\nu < 5$ ($w \geqslant 0'',20$) контраст для кольцевого телескопа значительно ниже, чем при $\varepsilon = 0$.

Для $\nu = 3$ контраст у телескопа с $\delta = 0{,}35$ падает до 55% вместо 85% для $\varepsilon = 0$, а для $\varepsilon = 0{,}50$ даже до 36%. Только для частот $\nu < 2$ (для угловых расстояний $w > 0'',5$) оба телескопа ($\varepsilon = 0$ и 0,35) дают контраст больше 95%.

Выявляется значительная зона угловых расстояний для двух линий в пределах 0,2—0″,5 (область частот 2,0—5,5), где кольцевые телескопы существенно снижают контраст.

3. ЧКХ для полосы конечной ширины

Зная распределение $E(z)$ для бесконечно тонкой прямой линии, легко перейти к расчету ЧКХ для двух полос одинаковой ширины, разделенных промежутком той же ширины. Будем считать распределение яркости в полосах прямоугольным.

На рис. 5 представлены две полосы I и II ширины $2z$ каждая (z — параметр распределения $E(z)$ для линии). Начало координат поместим в левый край I полосы. Расстояние между серединами полос

$$w = 4\,z, \text{ или } w'' = 0{,}14444\,z,$$

если его выражать в угл. сек. Для частоты имеем

$$\nu = \frac{1}{w''} = \frac{6{,}9233}{z}.$$

Максимальная освещенность будет находиться в середине геометрического изображения каждой полосы (точки C' и K), минимальная — в середине промежутка (точка D').

Для подсчета освещенности представим себе, что распределение $E(z)$, показанное контуром A, соответствующее линии, лежащей на левом краю полосы I, смещается в пределах этой полосы до положения B. В каждом промежуточном положении это распределение будет давать свой вклад в освещенность в середине I полосы. Суммарная освещенность будет определяться площадью $S(\mathrm{I})$ распределения $E(z)$ между абсциссами $-z$ и $+z$, т. е. фигурой, ограниченной прямыми CC' и FF'. Эта площадь равна

$$S(\mathrm{I}) = \int_{-z}^{+z} E(z)\,dz = 2\int_{0}^{z} E(z)\,dz,$$

имеется в виду симметрия распределения $E(z)$ относительно его максимума при $z = 0$. Площадь $S(\mathrm{I})$ на рис. 5 показана горизонтальной штриховкой.

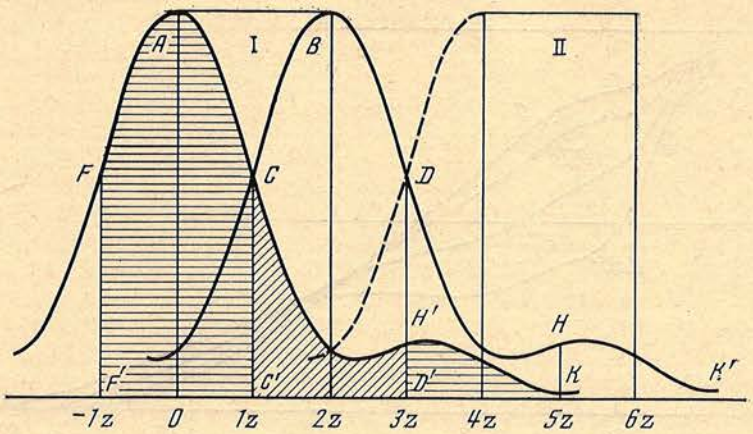


Рис. 5. Схема расчета передачи контраста для двух полос конечной ширины

Необходимо учесть наложение освещенности от левой ветви распределения для II полосы. Эту часть $S(\mathrm{II})$ легко рассчитать, если в соответствии с симметрией распределения $E(z)$ рассмотреть наложение освещенности от I полосы в середине II. Легко видеть, что эта часть является площадью фигуры KHK' или $D'H'K$ (показана горизонтальной штриховкой) и заключена между абсциссами $3z$ и $5z$ распределений A, т. е.

$$S(\mathrm{II}) = \int_{3z}^{5z} E(z)\,dz.$$

Таким образом, максимальная освещенность

$$I_{\max} = 2\int_{0}^{z} E(z)\,dz + \int_{3z}^{5z} E(z)\,dz.$$

В минимуме (DD') суммарная освещенность определится удвоенной площадью $CC'D'H'$ (наклонная штриховка на рис. 5). Имея в виду наложение освещенности от обеих полос, получим для минимума

$$I_{\min} = 2\int_{z}^{3z} E(z)\,dz.$$

В итоге для контраста K имеем выражение

$$K = \frac{\int_{0}^{z} E(z)\,dz - \int_{z}^{3z} E(z)\,dz + 0{,}5\int_{3z}^{5z} E(z)\,dz}{\int_{0}^{z} E(z)\,dz + \int_{z}^{3z} E(z)\,dz + 0{,}5\int_{3z}^{5z} E(z)\,dz}. \qquad (7)$$

На рис. 6 представлены графики ЧКХ для полосы конечной ширины, рассчитанные по (7) для четырех значений параметра диафрагмирования $\varepsilon = 0$; 0,20; 0,35 и 0,50.

Сравнивая эти графики с рис. 4 (ЧКХ для тонкой линии), видим, что начиная с частоты $\nu = 1$ идет падение контраста без максимума около $\nu = 3 \div 4$ (см. рис. 4). Влияние диафрагмирования сказывается на участке частот от $\nu = 1$ до $\nu = 5{,}5$, особенно сильно для $\varepsilon = 0{,}35$ и 0,50.

При частотах $\nu > 5$ диафрагмирование приводит к некоторому повышению контраста.

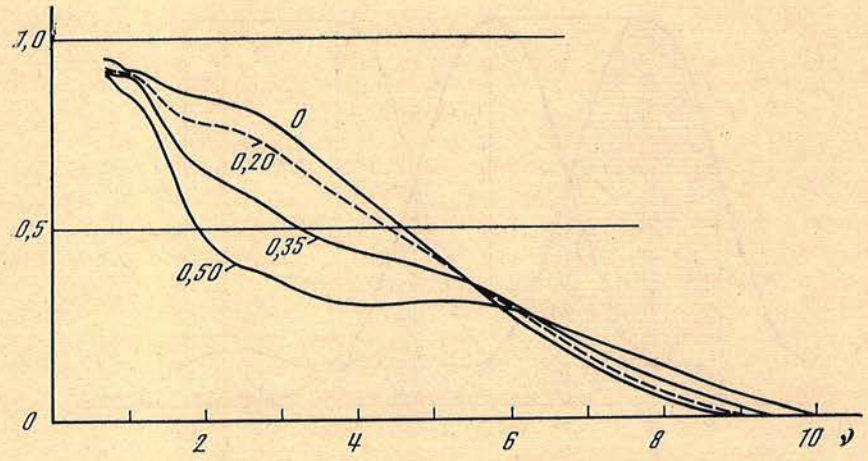


Рис. 6. Функция передачи контраста для полосы конечной ширины с центральным экранированием 0; 0,20; 0,35 и 0,50

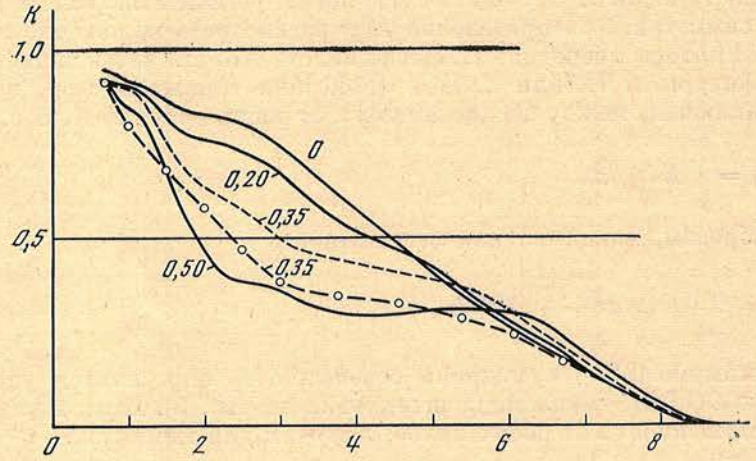


Рис. 7. Функция передачи контраста (ЧКХ) для системы одинаковых полос с прямоугольным распределением яркости для центрального экранирования 0; 0,20; 0,35; 0,50

Кружки для кривой с экранированием 0,35 представляют ЧКХ для синусоидального распределения яркости в системе полос

4. ЧКХ для системы полос прямоугольного профиля

Пусть имеется система светлых и темных полос шириной $2z$ каждая. Расстояние между серединами соседних светлых полос (как и в п. 3) $w = 4z$, или $w'' = 0{,}1444\,z$ в угл. сек. Для частоты имеем $\nu = 1/w'' = 6{,}923/z$.

Представим себе, что на рис. 5 слева и справа от полосы I имеется неограниченное число таких же полос. Рассчитаем величину освещенности в максимуме полосы I (это будет справедливо для середины любой светлой полосы).

Как и в п. 3, мы будем иметь

$$S(\mathrm{I}) = 2\int_0^z E(z)\,dz$$

плюс наложения от всех полос справа и слева. Легко видеть, что наложе-

ние от соседних двух определится удвоенной площадью $S(\mathrm{II})$ и будет равно

$$2\int_{3z}^{5z} E(z)\,dz.$$

Следующие две (вторая справа и вторая слева) дадут вклад, равный

$$2\int_{7z}^{9z} E(z)\,dz$$

(смещение фазы функции $E(z)$ на $4z$) и т. д. В итоге для максимума имеем

$$I_{\max} = 2\left[\int_0^z E(z)\,dz + \sum_{n=1}^{\infty}\int_{(4n-1)z}^{(4n+1)z} E(z)\,dz\right].$$

Аналогичным образом для минимума имеем выражение п. 3 плюс наложения от всех последующих полос справа и слева:

$$I_{\min} = 2\int_z^{3z} E(z)\,dz + 2\int_{5z}^{7z} E(z)\,dz + \ldots = 2\sum_{n=0}^{\infty}\int_{(4n+1)z}^{(4n+3)z} E(z)\,dz.$$

Окончательно для контраста системы полос будем иметь

$$K = \frac{\int_0^z E(z)\,dz - \int_z^{3z} E(z)\,dz + \sum_{n=1}^{\infty}\left(\int_{(4n-1)z}^{(4n+1)z} E(z)\,dz - \int_{(4n+1)z}^{(4n+3)z} E(z)\,dz\right.}{\int_0^{\infty} E(z)\,dz}. \qquad (8)$$

Легко видеть, что знаменатель представляет собой всю площадь кривой $E(z)$ от нуля до бесконечности, практически до предельного значения z, принятого при вычислениях.

На рис. 7 представлены графики ЧКХ, рассчитанных по (8) для значений $\varepsilon = 0$; 0,20; 0,35 и 0,50.

Сопоставляя эти графики с графиками рис. 6 для одной полосы конечной ширины, мы видим, что различие между ними незначительно; учет полос, лежащих по обе стороны от основной, вносит лишь небольшое изменение (уменьшение) контраста.

Как отмечалось выше, расчеты ЧКХ нами проводились для системы полос с прямоугольным профилем распределения яркости. Между тем общепринятое в технике определение ЧКХ для оптической системы (и телескопа в том числе) предполагает синусоидальное распределение яркости в системе полос [5]. Основанием для этого является известное свойство оптической системы передавать синусоидальное распределение яркости в структуре объекта синусоидальным же распределением освещенности в структуре изображения.

В связи с этим данные выше результаты расчетов целесообразно привести в соответствие с общепринятым определением ЧКХ. Это можно сделать по формуле, приведенной в [6]. Если обозначить через $r(\nu)$ величину контраста для прямоугольного профиля, то контраст $R(\nu)$ для той же частоты ν для синусоидального профиля определяется следующим рядом:

$$R(\nu) = \frac{\pi}{4}\left[r(\nu) + \frac{r(3\nu)}{3} - \frac{r(5\nu)}{5} + \frac{r(7\nu)}{7} + \frac{r(11\nu)}{11} - \frac{r(13\nu)}{13} - \right.$$
$$\left. - \frac{r(15\nu)}{15} + \ldots\right]. \qquad (9)$$

На графике рис. 7 кружками показано положение кривой ЧКХ для $\varepsilon = 0{,}35$, пересчитанное по (9) из кривой для прямоугольного профиля. Как мы видим, эта кривая лежит существенно ниже кривой для прямоугольного профиля.

Заключение

В итоге проведенных расчетов показано, каким образом в рамках дифракционной теории формируется ЧКХ идеального астрономического телескопа при переходе последовательно от изображения точки (звезды) к прямой линии и к структуре линейчатых полос.

Дана система формул (1), (6) — (9), позволяющих провести полный расчет ЧКХ (передачи контраста) для различных структур.

В заключение считаю своим долгом выразить благодарность А. В. Теребиж за проведение вычислений на ЭВМ, А. А. Боярчуку, а также Л. В. Границкому и Г. М. Попову за обстоятельные дискуссии при выполнении этой работы.

Декабрь 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970, с. 451.
2. *Михельсон Н. Н.* Оптические телескопы, теория и конструкция. М.: Наука, 1976, § 3.7.
3. *Ватсон Г. Н.* Теория Бесселевых функций М.: Изд. Иностр. лит., 1949.
4. *Struve H.*— Ann. Phys. und Chemie, N. F., 1882, **17**, 1008.
5. *Слюсарев Г. Г.* Методы расчета оптических систем. Л.: Машиностроение, 1969, гл. X.
6. *Coltman J. W.*— JOSA, 1954, **44**, N 6, 468—471.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ СКАНИРУЮЩИЙ СПЕКТРОФОТОМЕТР

А. Ф. Лагутин

Описан построенный в КАО АН СССР спектрофотометр: дано обоснование выбора его оптико-кинематической схемы, показаны основные элементы конструкции, рассмотрены некоторые особенности кинематики привода сканирования, приведены основные технические характеристики нового прибора.

A MULTY-CHANNEL SCANNING SPECTROPHOTOMETER, by *A. F. Lagutin.*— A multichannel spectrophotometer constructed at the Crimean astrophysical observatory is described. Some arguments in favour of choise of its optical and cinematical scheme are given. Main elements of its construction are described and some particularities of cinematics of the scanning drive and technical data of device are considered.

В Крымской астрофизической обсерватории спроектирован и изготовлен спектрофотометр, предназначенный для установки на телескопе с целью измерения распределения энергии в спектрах звезд. Для разложения светового пучка в спектр в новом приборе используется вогнутая тороидальная дифракционная решетка.

Применение вогнутых решеток дает возможность строить спектральные приборы с минимальными потерями света на оптических поверхностях, поскольку в этом случае одна поверхность является одновременно элементом и диспергирующим и строящим изображение. Кроме того, использование таких решеток заметно упрощает оптическую часть приборов (схема оптики иногда содержит всего одну оптическую деталь, если не считать элементов ограничения пучков), что в свою очередь позволяет значительно повысить надежность приборов. Оба эти обстоятельства — минимальные потери энергии и высокая надежность — весьма существенны для приборов, предназначенных для работы в космосе. Крымская астрофизическая обсерватория уже имеет опыт создания таких приборов с вогнутыми решетками: это спектрограф орбитального солнечного телескопа ОСТ-1 [1] и сканирующий спектрофотометр «Галактика», успешно работавшие в космосе и давшие большой научный материал. Использование ценных свойств вогнутых решеток в наземных установках также позволяет рассчитывать на высокую стабильность работы приборов, их стойкость по отношению к деюстирующим воздействиям и ряд других положительных качеств.

В работе рассматриваются некоторые особенности конструкции нового спектрофотометра, построенного в КАО АН СССР.

Спектр, полученный с помощью решетки, может быть исследован методом сканирования — последовательного фотометрирования весьма узких участков. Для осуществления этого метода в спектрофотометре должно быть реализовано относительное перемещение спектра и сканирующих щелей с фотоприемниками; при этом очень важно постоянное совпадение положений щелей с поверхностью сфокусированного изображения спектра.

Перемещение спектра может осуществляться соответствующими поворотами дифракционной решетки (схема Сейя — Намиока [2]). Значительным достоинством этого варианта является сравнительно малая инерцион-

ность подвижного элемента, но в случае многоканального спектрофотометра требование постоянного сохранения фокусировки вынуждает снабжать выходные щели фокусировочными перемещениями, причем точность направляющих этого движения и связанная с ней величина невоспроизводимости положения щелей влияют на точность измерения спектра.

Схема с неподвижной решеткой (так называемая установка решетки на круге Роуланда [3]) предусматривает необходимость перемещения сканирующих щелей по неподвижному спектру. В этом варианте приходится обеспечивать точное движение довольно большого и массивного блока — каретки со сканирующими щелями и светоприемными устройствами, но сравнительная простота кинематики (движение единственное, причем траекторией перемещения щелей является окружность Роуланда) позволяет ожидать в этом случае достижения необходимой точности работы прибора.

Рассматриваемый здесь спектрофотометр построен по схеме с неподвижной решеткой (рис. 1). Особенности такой схемы с тороидальной решеткой подробно изложены в [3].

Для обеспечения регистрации спектрального диапазона λ 3100—8550 Å была выбрана величина полного перемещения блока сканирующих щелей $s = 88$ мм и величина шага сканирования $\tau \approx 0{,}01$ мм. Для осуществления такого движения наиболее подходящими оказались шаговый двигатель с винтовым механизмом. Лабораторные испытания экспериментальной пары винт — гайка с устройством для регулировки зазоров позволили оценить величину необходимого крутящего момента, что в свою очередь определило выбор шагового двигателя. Величина шага примененного двигателя составляет 1°,5 на один импульс, что соответствует $1{,}5/360° = 1/240$ оборота. В этом случае ориентировочно шаг винта $t_0 = 0{,}01 \cdot 240 = 2{,}4$ мм. Был принят стандартный шаг $t = 2$ мм, чему соответствует перемещение $\delta = 2/240 \approx 0{,}0083$ мм на один импульс.

На рис. 2 показано устройство спектрофотометра. Фланец *1* предназначен для центрировки и крепления прибора на телескопе. Световые пучки из телескопа проходят сквозь отверстие фланца и строят изображение наблюдаемого объекта в плоскости входной диафрагмы спектрофотометра; револьверный диск *2* с набором входных диафрагм расположен в одном узле с системой визуального контроля *3*. Далее световой пучок попадает на тороидальную дифракционную решетку *4* и разлагается в спектр. Энергия нулевого порядка направляется с помощью призм в фотоумножитель *5*, снабженный набором светофильтров в револьверной головке и предназначенный для контроля качества гидирования и изменения прозрачности атмосферы. Первый и второй порядки спектра попадают на щели сканирующего устройства. Разделение порядков осуществляется за счет различной спектральной чувствительности соответствующих фотоумножителей в комбинации со светофильтрами. Сканирующие щели и их фотоумножители жестко связаны в единый блок, который подвешен на качелях *6* и имеет возможность поворачиваться на некоторый угол вокруг оси *7*. Входные диафрагмы и решетка снабжены юстировочными устройствами, что позволяет совместить ось круга Роуланда с осью цапф *7*. Выходные щели закреплены в расчетных местах на расстоянии радиуса круга Роуланда от оси *7* и для совмещения с плоскостью дисперсии могут быть передвинуты параллельно этой оси вместе со всем подвижным блоком.

Сканирующее движение качелей задается винтовым механизмом *8*, который связан одним концом с качелями через шаровой шарнир с пальцем, другим — с несущей рамой *9* через подпятник и карданов подвес *10*. Винт приводится во вращение шаговым двигателем *11* через пятистепенную муфту, объединяющую свойства шарнира Гука — Кардана, муфты Ольдгэма и шлицевой муфты [4, 5] (т. е. по отношению к валу двигателя винт имеет все степени свободы, кроме одной: исключен проворот вала относительно винта).

Конструкция шагового двигателя не предусматривает строгой двусто-

Рис. 1. Оптическая схема спектрофотометра

1 — входная диафрагма, *2* — дифракционная решетка, *3* — нулевой порядок спектра

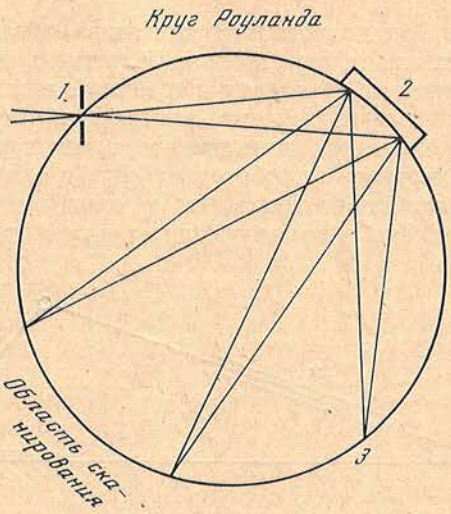
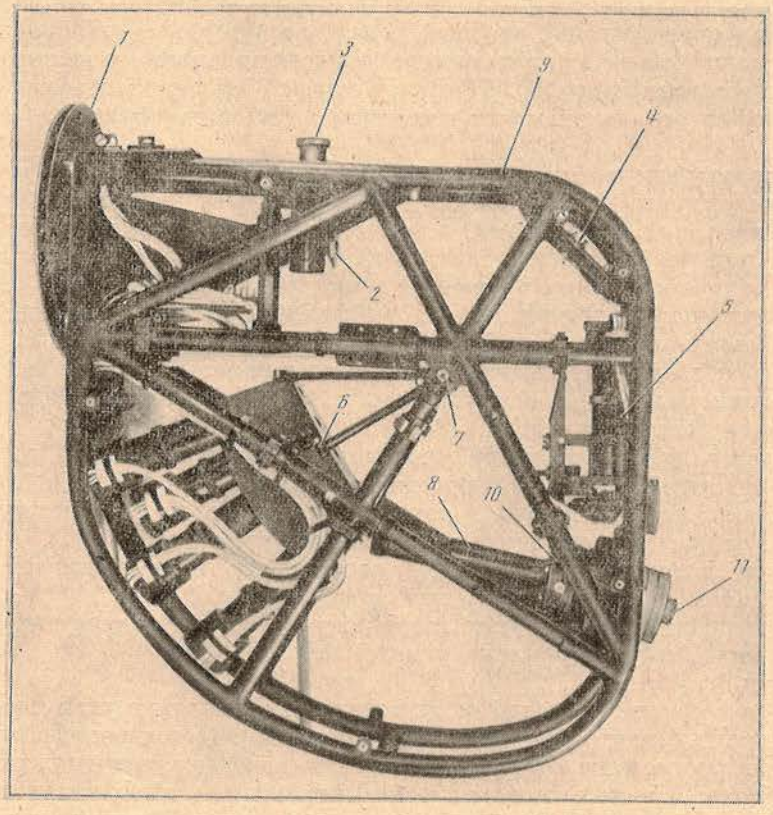


Рис. 2. Общий вид спектрофотометра (светозащитный кожух снят)



ронней фиксации вала в осевом направлении. Поэтому жесткое соединение винта с валом и использование подшипников двигателя в качестве подпятника винта не обеспечивает требуемой точности передачи. По этой причине винт снабжен своим точным подпятником, который одновременно служит и подшипником. В таком случае необходимо применение муфты, компенсирующей неизбежные при сборке линейные и угловые ошибки несовпадения осей вала и винта. Двигатель может быть укреплен на корпусе винтового механизма и может вместе с ним наклоняться при движении качелей. Такая компоновка логична и оправдана в большинстве подобных конструк-

ций. Однако шаговый двигатель с необходимым крутящим моментом и шагом имеет относительно большие размеры и массу. В случае размещения массивного двигателя на точной подвеске винтового механизма трудно исключить воздействие этой массы на работу привода тонкого движения. Но коль скоро присутствие компенсирующей муфты неизбежно, можно использовать это обстоятельство и для передачи вращения от неподвижно закрепленного двигателя к отклоняющемуся при работе винту, что и выполнено в конструкции спектрофотометра.

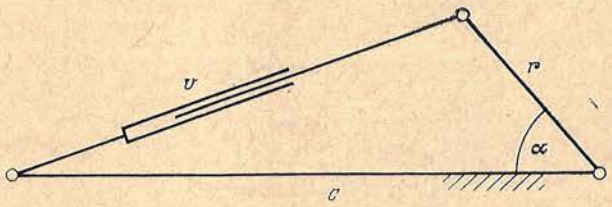


Рис. 3. Схема кулисно-рычажного механизма

Таким образом, точная часть привода сканирования изолирована от нежелательных воздействий со стороны двигателя: вес двигателя воспринимается непосредственно несущей рамой, на которой он укреплен неподвижно; усилия из-за перекоса или несоосности винта и вала не передаются через пятистепенную муфту. Двигатель может быть снят и заменен другим без разборки остальной части механизма; при этом муфта остается на винте.

Все подвижные соединения точной части привода снабжены устройствами для полного исключения люфтов (шаровой шарнир и карданов подвес) либо для их плавной регулировки и установки минимальных зазоров, при необходимости также переводимых в натяги (пара винт — гайка и подпятник винта; в качестве подпятника применены два радиально-упорных шарикоподшипника с дифференциальной пружиной). Для работы беззазорного привода требуется значительно больший крутящий момент, нежели для механизма с минимальными зазорами, но в последнем случае суммарное значение люфта не должно составлять значительной части шага сканирования.

Все узлы спектрофотометра укреплены на легкой сварной трубчатой ферме — несущей раме *9*, которая жестко скреплена с фланцем *1*. Звенья фермы направлены в основном так, чтобы жестко связать между собой наиболее ответственные оптико-механические узлы прибора.

Следует рассмотреть некоторые особенности кинематической связи между блоком сканирующих щелей и двигателем.

Перемещение Δs выходных щелей вдоль спектра пропорционально приращению $\Delta\alpha$ угла наклона качелей, т. е.

$$\Delta s = r_1 \Delta\alpha,$$

где r_1 — расстояние от щелей до оси качания. Изменение угла α реализуется с помощью винто-рычажного механизма [6]. Применение последнего позволило осуществить надежную и точную передачу движения сканирующему блоку, однако включение такого механизма в кинематику прибора влечет за собой появление нелинейности в функции передачи движения.

Механизм этот, в сущности, эквивалентен кулисно-рычажному механизму, кинематическая схема которого представлена на рис. 3. В треугольнике со сторонами c, r, v наклоны звена r вызываются удлинениями стороны v, при этом угол α, противолежащий стороне v, изменяется по закону

$$\alpha = \arccos \frac{c^2 + r^2 - v^2}{2cr} \qquad (0 < \alpha < \pi).$$

Здесь c и r — постоянные величины, причем $c > r$.

Дифференцируя эту зависимость α по переменной v и находя значения корней уравнения $d^2\alpha/dv^2 = 0$, можно установить, что рассматриваемая функция имеет одну точку перегиба в области $c + r > v > c - r$ при $v^2 = c^2 - r^2$ и соответственно $\alpha = \arccos(r/c)$, т. е. в случае перпендикулярности отрезков r и v. (Второй случай перпендикулярности этих отрезков $v^2 = r^2 - c^2$ соответствует второму корню уравнения $d^2\alpha/dv^2 = 0$, но этот корень мнимый, поскольку, как указано, $c > r$.) Вблизи точки перегиба нелинейность функции минимальна; поэтому принята такая компоновка привода сканирующего устройства, в которой при прохождении механизмом середины рабочего хода звенья r и v образуют прямой угол. (В реальном механизме $r = 250$ мм, $c = 336$, $v_{\min} = 180$, $v_{\max} = 270$ мм.)

Функции звена с изменяющейся длиной выполняет кинематическая пара винт — гайка, передающая движение по известному закону

$$\Delta v = \frac{\varphi}{2\pi} t,$$

где Δv — осевое перемещение гайки, φ — угол поворота винта, t — шаг винтовой нарезки (винт одноходовой). Идеальный винтовой механизм не дает нелинейности. Ошибки из-за неточности изготовления, присущие, впрочем, и остальным элементам передачи, в данном случае несущественны.

Наконец, пятистепенная муфта (за счет шарнира Гука — Кардана в основном) вносит в передачу свою долю нелинейности: вращение винта дважды ускоряется и дважды замедляется в течение каждого оборота. Если оси винта и вала составляют угол β, то связь между углом поворота винта φ_2 и углом поворота вала φ_1 выражается зависимостью

$$\varphi_2 = \operatorname{arctg}(\operatorname{tg}\varphi_1 \cos\beta);$$

угол φ_1 здесь отсчитывается от положения, при котором ведомая вилка шарнира лежит в плоскости осей винта и вала [7]. Вследствие указанного выше взаимного расположения элементов винто-рычажного механизма невелики изменения направления оси винта, т. е. величина угла β близка к нулю, в силу чего не очень существен вклад механизма муфты в общую нелинейность.

Таким образом, закон движения сканирующих щелей не представляется строго линейной зависимостью от угла поворота вала двигателя; но непостоянство передаточного отношения механизма невелико и не создает значительных затруднений при грубых вычислениях положения блока щелей в процессе регулировки диапазона его перемещений. Для более точных расчетов можно воспользоваться приведенными выше соотношениями.

Здесь надо отметить следующее немаловажное обстоятельство. Каждый элемент передачи вносит свою часть нелинейности в рассматриваемую закономерность, но, поскольку результирующая функция остается практически неизменной, на воспроизводимости положения щелей это не отражается: каждому номеру импульса шагового двигателя соответствует определенное положение щелей. Величина крутящего момента двигателя превышает требующуюся для движения механизма, что позволяет избежать пропусков импульсов.

Передача движения от винтового механизма к блоку сканирующих щелей осуществляется в точке, которая расположена вблизи щелей на траектории их перемещения — окружности; направление оси винта в среднем положении близко к направлению касательной к окружности в этой точке (т. е. здесь $r_1 = r$ — возможное в данном механизме приближение к соблюдению принципа Аббе [8]); в результате этого значительно снижена зависимость точности измерений от деформаций подвески качелей и от зазоров в их подшипниках (применены два самоустанавливающихся шарикоподшипника без регулировки).

Использование пространственных шарниров в принципиально плоском механизме тонкого привода оправдано возможностью избежать таким образом заеданий безлюфтовой передачи, причиной которых могут стать гнутия несущей рамы (под действием температурных и прочих поводок, при изменении весовых нагрузок вследствие вращения телескопа и т. п.).

Светозащитный кожух спектрофотометра выполнен из мягкой стали с целью защиты фотоумножителей от внешних магнитных полей.

Заранее установленную программу работы сканирующего устройства задает электронный блок управления шаговым двигателем, сигналы с фотоумножителей поступают в информационно-измерительную систему и регистрируются [9].

Технические характеристики спектрофотометра

Спектральный диапазон регистрации	3100 — 8550 Å
Дифракционная решетка	Тороидальная, $R_1 = 500$ мм, $R_2 = 344$ мм; 1200 штр./мм
Линейная дисперсия на круге Роуланда	16,7 Å/мм в I порядке спектра
Число каналов	5
Шаг сканирования	~ 8 мкм
Полный ход винтового механизма	90 мм
Крутящий момент на входе механизма сканирования	Без зазоров ~ 3 кгс·см; с зазорами ~ 1 кгс·см
Двигатель	ШД-4, шаг 1°30′, масса 4,7 кг
Воспроизводимость положения сканирующих щелей	Не хуже 1 шага сканирования в любом положении прибора.
Габаритные размеры прибора	930×900×380 мм
Масса прибора	Около 50 кг

В заключение автор выражает свою признательность А. А. Боярчуку и В. К. Прокофьеву за консультации при разработке спектрофотометра, а также всем, кто принимал участие в изготовлении, наладке и испытаниях нового прибора.

Декабрь 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Брунс А. В.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 59.
2. *Прокофьев В. К.*— Изв. Крымской астрофиз. обс.. 1976, 54, 265.
3. *Прокофьев В. К.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 56, 105.
4. Справочная книга оптико-механика. Ред. Л. Г. Титов. Л.— М.: ОНТИ НКТП, 1937, 2, 244.
5. *Левин И. Я.* Справочник конструктора точных приборов. Изд. 2. М.: Оборонгиз, 1962, с. 351.
6. *Артоболевский И. И.* Механизмы в современной технике. М.: Наука, 1971, т. II.
7. Справочник машиностроителя. Ред. Н. С. Ачеркан. М.: Машгиз, 1962, т. 4, кн. I, с. 197.
8. *Тяжелов С. С.* Оптические измерения. Л.— М.: Оборонгиз, 1939, с. 33.
9. *Границкий Л. В., Букач А. Б., Каплин Ю. В.* и др.— Наст. том, с. 185.

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ И УПРАВЛЯЮЩАЯ СИСТЕМА ПЯТИКАНАЛЬНОГО ЗВЕЗДНОГО СПЕКТРОФОТОМЕТРА

Л. В. Границкий, А. Б. Букач, Ю. В. Каплин, В. П. Бондаренко, А. И. Смирнов

Описывается многоканальная информационно-измерительная и управляющая система пятиканального звездного спектрофотометра, работающего в режиме счета фотонов. Регистрирующая часть синтезирована с учетом принципов многофункционального использования элементов. В блоке управления сканирующим механизмом спектрофотометра использован дискретный привод на шаговом двигателе. Регистрация данных производится на перфоленты в виде, удобном для ввода в ЭВМ, на цифропечатающее устройство в десятичном коде и на диаграммную ленту автоматического потенциометра типа КСП-4.

INFORMATION-MEASUREMENT AND CONTROL SYSTEM OF THE FIVE-CHANNEL STELLAR SPECTROPHOTOMETER, by *L. V. Granitsky, A. B. Bukach, Yu. V. Kaplin, V. P. Bondarenko, A. I. Smirnov.* — The multichannel information-measurement control system of the five-channel stellar spectrophotometer working in photon counting regime is described. The registering part is synthesised taking into account the principles of multifunctional use of elements of the system. In the part of the photometer scanning mechanism control a discrete drive with the step motor is used. The data are registered on the punched tape, which is convenient for putting them into an electronic computer, into a digit printing device with the decimal code or on a diagram tape of the automatic potentiometer of the tipe «КСП-4».

Современное развитие астрофизических исследований связано с дальнейшим совершенствованием средств сбора и обработки астрофизической информации, широким использованием последних достижений в электронике, автоматике, оптоэлектронике, вычислительной технике и прикладной математике при создании новых астроинструментов, организации наблюдений и в обработке данных. В последние годы большое внимание уделяется системному подходу в организации астрофизических исследований.

Описываемая система создана для автоматизации регистрации информации, получаемой пятиканальным звездным спектрофотометром [1], работающим в режиме счета фотонов с выводом данных на перфоленты в виде, удобном для ввода в ЭВМ, на бумажную ленту в десятичном коде, на диаграммную ленту в виде графика, по которому наблюдатель может следить за ходом работы и оперативно управлять спектрофотометром. В основу синтеза информационно-измерительной системы заложены известные методы повторного использования одних и тех же элементов схемы, так называемые принципы многофункционального использования элементов, описанные, в частности, в [3—4] и получившие свое дальнейшее развитие в [5]. В системе управления сканирующим механизмом спектрофотометра использован дискретный привод на шаговом двигателе ШД-4 с дискретной

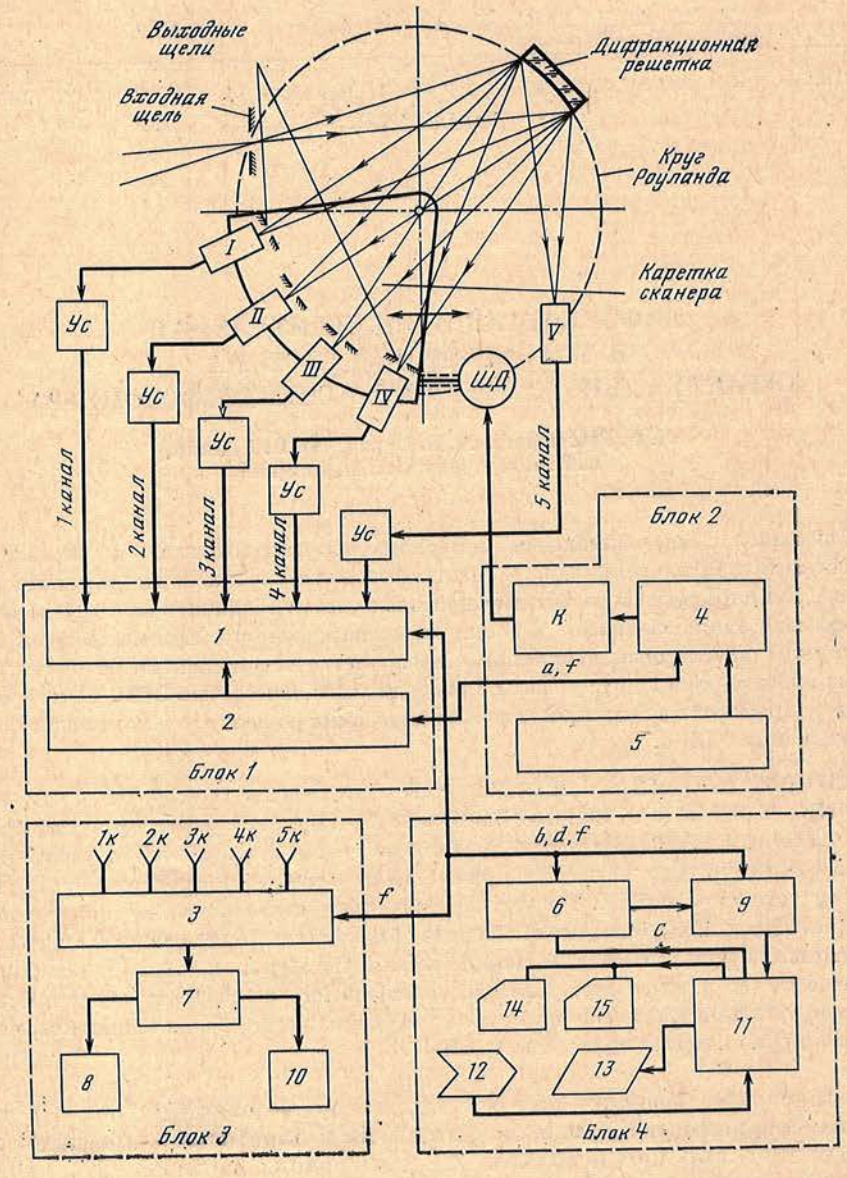


Рис. 1. Структурная схема многоканальной информационно-измерительной и управляющей системы 5-канального звездного спектрометра

1 — регистратор информации, *2* — устройство управления регистратором, *3* — устройство управления цифроаналоговым преобразователем, *4* — устройство управления ШД, *5* — устройство реперных точек и шага сканирования, *6* — устройство управления вывода данных, *7* — цифроаналоговый преобразователь (ЦАП), *8* — частотомер ЧЗ-85, *9* — интерфейс вывода данных, *10* — самописец КСП-4, *11* — устройство управления организационным автоматом «Консул-253», *12* — устройство считывания с перфоленты, *13* — цифропечатающее устройство (ЦПУ), *14*, *15* — перфораторы; *I—V* — фотоэлектронные умножители (ФЭУ), *К* — ключи, *ШД* — шаговый двигатель, *Ус* — усилители

логикой аналогично [6—9]. Сканирующий механизм (сканер) описан в [1] и представляет собой качели, на которых размещены по кругу Роуланда выходные щели спектрофотометра и фотоумножители для регистрации спектра. Выбор режима счета фотонов фотоумножителей обусловлен некоторыми преимуществами его по сравнению с аналоговым режимом при регистрации слабых световых потоков [7, 10—13].

Структурно система представляет собой четыре основные части (рис. 1): 1) блок регистрации информации (блок 1); 2) блок программного управления сканирующим механизмом (блок 2); 3) система оперативной регистрации и контроля принимаемой информации (блок 3); 4) блок вывода информации (блок 4).

Описание работы системы

Функционирование системы сводится к следующему. После установки устройства в исходное положение (рис. 2; $t_0 - t_1$) и подачи сигнала «пуск» (*6*; t_1) статистически распределенные импульсы (1—5) от фотоумножителей, пройдя усилители, попадут на входы счетных каналов регистратора *1* (см. рис. 1; рис. 2, *8—12*, $t_1 - t_2$). Параллельно с этим один из каналов, по выбору наблюдателя, подключен ко входу блока 3 (см. рис. 1; рис. 2, *5*, $t_1 - t_2$). Импульс конца экспозиции (t_2) служит сигналом вывода данных на цифропечать и перфоленту ($t_2 - t_3$, *13*). Окончание вывода (t_4) совпадает с началом работы блока программного управления сканером ($t_3 - t_4$, *14*).

В соответствии с заранее заданным (наблюдателем) в устройстве *5* (см. рис. 1) количеством шагов сканирования, начальной и конечной реперными точками, шаговый двигатель (*ШД*) передвигает каретку сканера. Управление *ШД* осуществляется от устройства *4* через электронные ключи (*К*). Число импульсов управления *ШД* поступает на вход блока 1, где суммируется с предыдущим значением и в следующем цикле выводится на блок 4. Момент окончания работы *ШД* (t_4) является сигналом начала новой экспозиции.

Импульс каждой четвертой секунды текущего времени поступает на устройство управления регистратором *2*, в канал времени регистратора *1*, где суммируется с предыдущими значениями и выводится с каждым новым

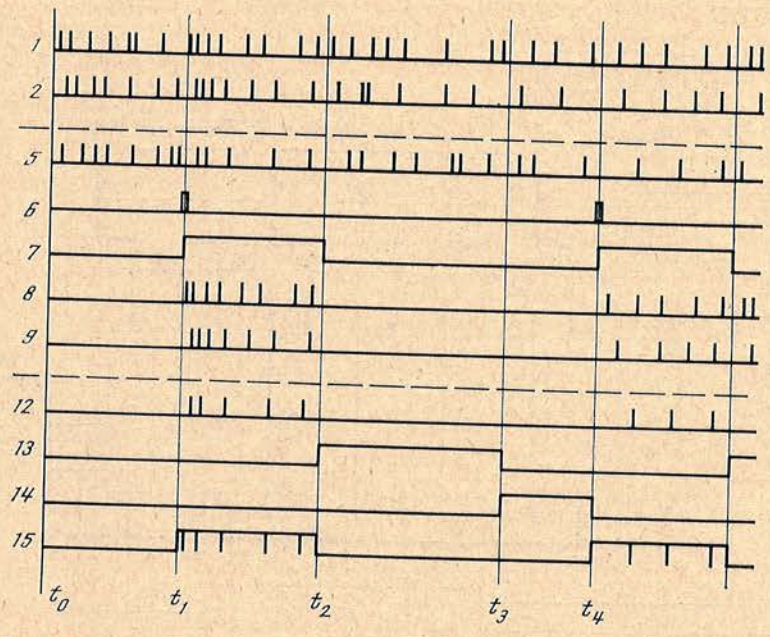


Рис. 2. Временная диаграмма работы системы

1—5 — статистически распределенные импульсы 1—5-го каналов; *6* — сигнал «пуск»; *7* — экспозиция; *8—12* — регистрируемые сигналы 1—5-го каналов за время экспозиции; *13* — вывод информации на цифропечать и перфоленты; *14* — передвижение сканера; *15* — вывод данных на блок 3; $t_0 \div t_1$ — исходное положение системы; $t_1 \div t_2$ — экспозиция; $t_2 \div t_3$ — вывод информации на цифропечать и перфоленты; $t_3 \div t_4$ — передвижение сканера

значением данных в блок 4. Таким образом осуществляется привязка регистрируемой информации к масштабу относительного времени.

Окончанием программы работы является вывод данных в заданной конечной реперной точке и быстрый возврат сканера в начальную реперную точку.

Наряду с автоматическим управлением предусмотрена возможность ручного управления по аналогичной программе.

Описание отдельных блоков системы и их синтеза

Блок регистрации информации. На рис. 3 показана структурная схема блока, который служит для преобразования информационного множества данных: а) от каналов ФЭУ, б) временно́й последовательности импульсов, являющейся кодом времени, в) кода положения сканера в единый двоичный либо двоично-десятичный код.

В практике создания подобных многоканальных систем имеются достаточно надежные решения, например [13—17]. Характерным признаком их является наличие промежуточных регистров хранения информации по количеству равных или превышающих число счетных каналов. С увеличением количества счетных каналов возрастает объем вспомогательных элементов, что снижает надежность системы в целом, увеличивает ее стоимость. В [2—5] описаны системы и принципы многофункционального использования элементов, основным преимуществом которых является значительное упрощение устройства в целом за счет программного превращения счетных каналов в регистры сдвига на время вывода информации, программного превращения двоичного счетчика в двоично-десятичный.

На рис. 3 приведена упрощенная структурная схема блока регистрации, синтезированная с учетом [2—5] (см. блок 1 на рис. 1).

Назначение отдельных узлов и функционирование схемы сводится к следующему.

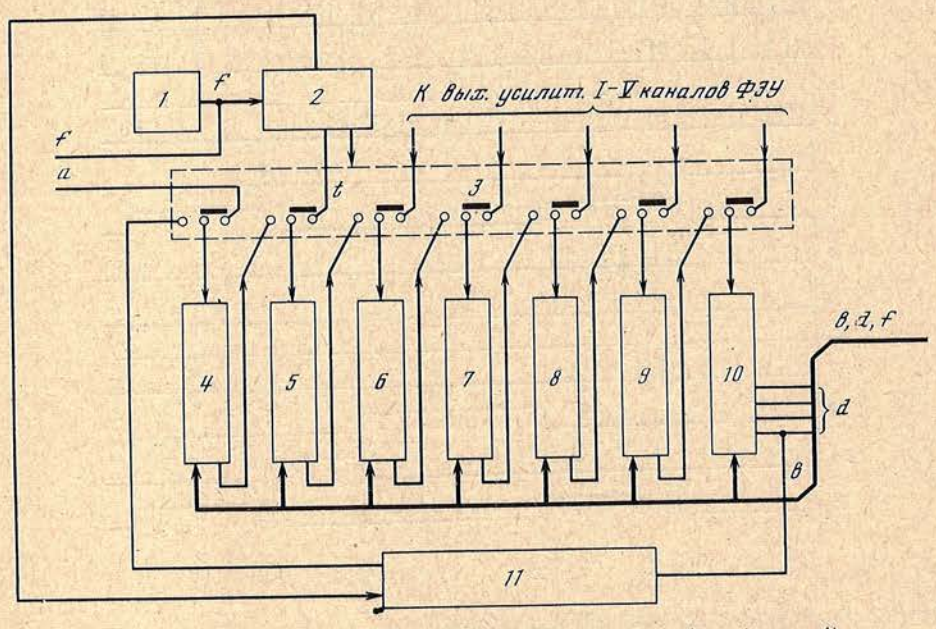


Рис. 3. Структурная схема блока регистрации информации (блок 1, рис. 1)

1 — ГОЧ — генератор опорной частоты = 16 кГц; относительная нестабильность частоты 10^{-5}, *2* — схема формирования временны́х интервалов экспозиции, *3* — коммутатор каналов, *4* — счетчик координаты сканера, *5* — счетчик импульсов временной последовательности, *6—10* — информационные счетчики 1—5-го каналов, *11* — схема рециркуляции

Информационные счетчики *7—10* предназначены для регистрации данных 1—4-го каналов и имеют емкость по 16 двоичных разрядов. Счетчик *5* аналогичен счетчикам *7—10* и регистрирует импульсы времени, поступающие из блока 1. Импульсы *а* поступают из блока 2 (см. рис. 1), являясь информацией об отработках *ШД*, регистрируются асинхронным реверсивным счетчиком на 16 двоичных разрядов. Для рециркуляции информации канала времени и канала координат сканера используется схема *11*, программно управляемая узлом *2*. Коммутаторы *3* (на схеме изображены условно) выполняют роль коммутаторов сигналов на входы счетчиков на время регистрации данных и роль передачи информации с выхода канала на вход следующего и т. д. на время вывода.

На рис. 4, *а* приведена схема двух разрядов асинхронного реверсивного счетчика, принцип работы которого ясен из временнóй диаграммы рис. 4, *б*. Кратко остановимся на функционировании блока во время вывода зарегистрированных данных.

По окончании экспозиции (см. рис. 3) блок 2 вырабатывает команду начала вывода данных, по которой *3* преобразует набор счетчиков *4—10* в единый регистр сдвига, а кольцевой регистр *2* (рис. 5) выдает последовательность импульсов, которые пересылают информацию старшим разрядом вперед на 4 разряда. Далее информация через шифратор *7* поступает в накопитель *9* и с помощью дешифратора *10* преобразуется в стандартный код IBM — 8BCD для вывода на перфораторы *6* и цифропечатающее устройство *11* (*ЦПУ*). Параллельно с дешифрацией информация из *9* поступает в схему контроля на четность *8*. В случае сбоя срабатывает схема аварийного останова *4* и прекращается вывод данных до исправления ошибки. Эта особенность организационного автомата «Консул-253» позволяет избавить от возможных аппаратурных ошибок. По окончании вывода четырех разрядов схема управления *5* вырабатывает сигнал *с* в схему *1* для отработки вывода следующей порции данных.

Анализ пригодности периферийного оборудования показал, что организационный стандартный автомат «Консул-253» наиболее удобен в нашем случае, так как: 1) параллельно с выводом на цифропечать данные регистрируются на одну или две перфоленты в виде, удобном для ввода в ЭВМ; 2) два дополнительных считывающих устройства позволяют вводить служебную информацию в процессе наблюдений на перфоленту, что существенно при вводе данных в ЭВМ.

Блок программного управления сканирующим механизмом. Блок (БУС) предназначен для выработки команд для реализации механического воздействия на сканер с целью перемещения его в заданное положение. Область задания положений определяется начальной (НРТ) и конечной (КРТ) реперными точками. Предусмотрен автоматический режим работы. Переключение направления движения в реперных точках осуществляется автоматически, в обратном направлении (от КРТ к НРТ) движение может быть квазинепрерывным или дискретным. Характер и дискретность перемещения задаются оператором. В прямом направлении возможно только дискретное движение. Начало перемещения определяется командой, поступающей из блока вывода информации (см. блок 4, рис. 1). По окончании движения БУС (блок 2) вырабатывает и передает соответствующий сигнал в блок регистрации (блок 1).

В ручном режиме БУС обеспечивает перемещение сканера в любом направлении с заданной дискретностью, в том числе и за пределами рабочей области, отмеченной реперными точками. В этом случае ограничение движений определяется конечными выключателями, установленными на спектрофотометре.

БУС обеспечивает достаточно высокую скорость движения до 4 мм/с и достаточную точность установки сканера в заданное положение, порядка $\pm$ 2 мкм. Хотя последнее в основном определяется конструкцией микровинта сканера. Подробные данные по сканеру приведены в [1].

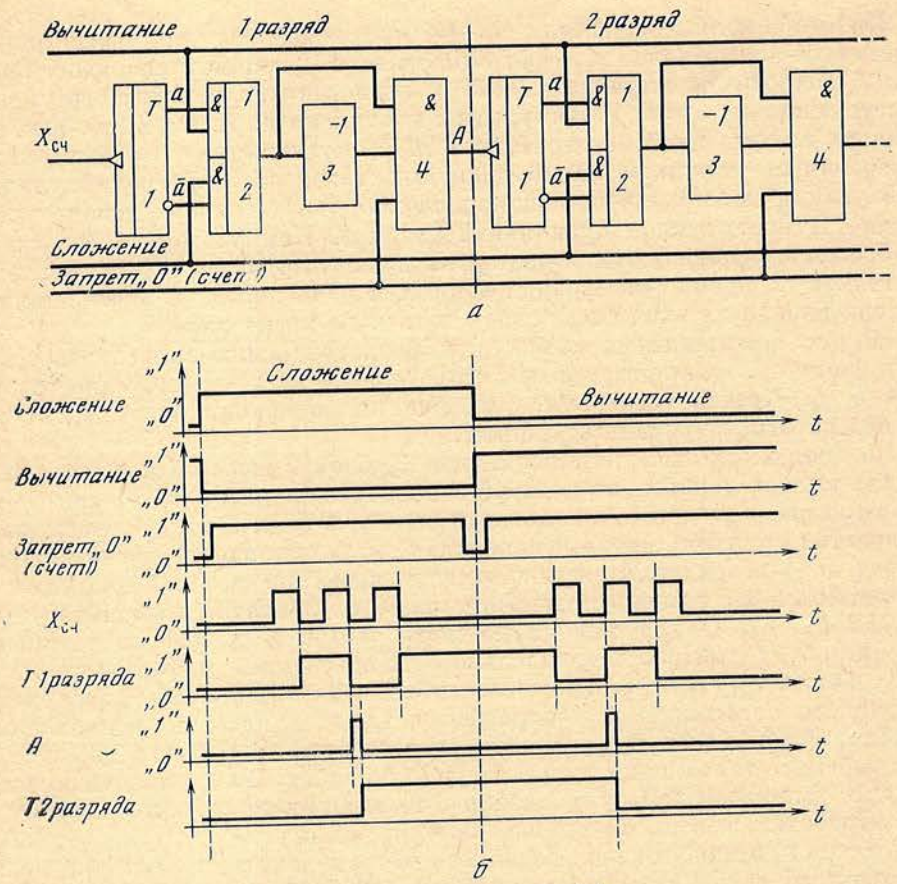


Рис. 4. Схема асинхронного реверсивного счетчика (*а*)

1 — триггер Т, *2* — элемент 2И—ИЛИ—НЕ, *3* — элемент НЕ, *4* — элемент И; временная диаграмма работы реверсивного счетчика (*б*)

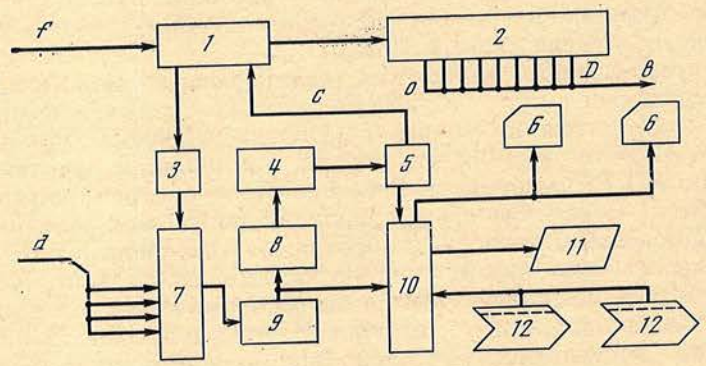
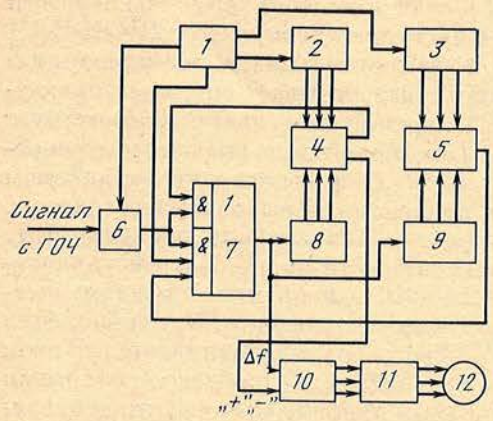


Рис. 5. Структурная схема блока вывода информации

1 — схема управления кольцевым регистром, *2* — кольцевой регистр, *3* — схема управления шифратором, *4* — схема аварийного останова, *5* — схема управления дешифратором, *6* — перфораторы, *7* — шифратор, *8* — схема контроля на четность, *9* — накопитель, *10* — дешифратор, *11* — цифропечатающее устройство, *12* — считывающее устройство

Выбор структуры привода сканера. До настоящего времени наиболее распространенной схемой электропривода точных механизмов является схема замкнутого электропривода. Суть ее работы заключается в следующем: при изменении уставки двигатель начинает перемещать датчик положения до тех пор, пока сигнал рассогласования не станет близким к



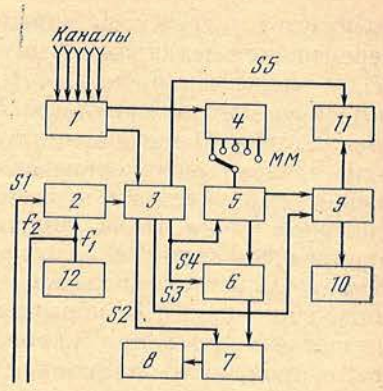


Рис. 6. Структурная схема блока программного управления сканирующим механизмом

1 — устройство управления, *2* — блок ввода и хранения уставок реперных точек, *3* — блок ввода и хранение уставки шага сканирования, *4*, *5* — схема поразрядного сравнения данных уставки с «содержимым» счетчика, *6* — управляемый делитель частоты, *7* — логическая схема 2И-3И-ИЛИ, *8* — измеритель координаты сканирующего механизма, *9* — измеритель шага сканирования, *10* — распределитель импульсов, *11* — электронные ключи, *12* — шаговый двигатель ШД; ГОЧ — генератор опорной частоты

Рис. 7. Структурная схема системы оперативной регистрации и контроля принимаемой информации

1 — блок выбора контролируемого канала, *2* — узел выбора экспозиции и режима] работы, *3* — программ-блок, *4* — блок накопления информации (дополнительные разряды), *MM* — узел установки масштабного множителя, *5* — основной двоичный счетчик, *6* — устройство согласования с цифроаналоговым преобразователем, *7* — цифроаналоговый преобразователь Ф 723/1, *8* — электронный автоматический потенциометр КСП-4, *9* — блок оперативной памяти, *10* — световой индикатор регистрируемой информации в двоичном коде, *11* — световой индикатор регистрируемой информации в десятичном коде, частотомер Ч3-35, *12* — автономный генератор стабильной частоты; f_1 — частота собственного генератора блока при работе его в автономном режиме, f_2 — сигнал опорной частоты при работе блока в составе аппаратуры спектрофотометра; *S1* — сигнал управления экспозицией, *S5* — информационные сигналы, регистрируемые частотомером Ч3-35

нулю, т. е. в пределах чувствительности нуль-органа. Недостатками такой схемы являются относительная сложность и невысокая точность перемещения в заданную точку из-за погрешности датчика, схемы сравнения, инерционности двигателя с механизмом, тормозного устройства и других факторов.

Указанные недостатки устраняются применением в приводе шаговых двигателей с дискретным управлением, отличительными признаками которых являются: использование дискретных элементов, благодаря чему возможно простое совмещение их с цифровыми устройствами. Точность и надежность фиксации заданных координат элементарного перемещения обеспечивается спецификой работы самих шаговых двигателей [18]. Подсчет количества перемещений при движении *ШД* и обратная отработка зафиксированного количества элементарных перемещений позволяет возвращаться в исходное положение с высокой точностью без использования датчиков перемещения. Современные *ШД* допускают без потери информации режимы с внезапными перепадами частот управляющих импульсов до нескольких килогерц при скачкообразном изменении скорости вращения при использовании их в системах разомкнутого электропривода [18, 19].

Структура БУС *и краткое описание ее работы.* На рис. 6 приведена структура БУС, суть работы которой сводится к следующему: прежде всего вводятся уставки (код положения) НРТ и КРТ в блок ввода и хранения уставок реперных точек *2*, а также уставка дискретности шага сканирования в *3*. Периодические импульсные сигналы с частотой генератора опорной частоты ГОЧ поступают на управляемый делитель *6*. Коэффициент деления

выбирается устройством управления *1* в зависимости от требуемой скорости перемещения механизма. Импульсы с *6* поступают через схему 2И-3И-ИЛИ (*7*) на входы измерителя координаты *8*, измеритель шага сканирования *9* и распределитель импульсов *10*, который вырабатывает сигналы управления ключами *11* шагового двигателя *12*. Каждому импульсу *6* соответствует одно элементарное перемещение *ШД*. Код измерителя координаты непрерывно сравнивается с кодами НРТ и КРТ. При достижении механизмом реперной точки схема поразрядного сравнения *4* вырабатывает сигнал, запирающий схему 2И и сигналы «+» или «—» направления движения *ШД*. Двигатель останавливается, а распределитель *10* подготовлен к управлению движением ШД в обратном направлении. Одновременно код измерителя шага сканирования сравнивается с кодом уставки шага. При совпадении кодов происходит запирание схемы 3И. Двигатель останавливается. В этом случае направление движения ШД не изменяется. Устройство *1*, открывая либо закрывая схему *3*, выбирает тем самым либо дискретный, либо квазинепрерывный характер движения.

Система оперативной регистрации и контроля принимаемой информации

Информация на входы спектрофотометра поступает одновременно по пяти каналам. Последующая обработка и вывод на регистрирующие устройства за определенный интервал времени осуществляется в порядке очередности канала. Вывод данных на цифропечать и перфоленту составляет 4 с. В это время регистрации не происходит. В связи с этим возникла необходимость введения в схему спектрофотометра системы оперативной регистрации и контроля, которая позволит оценивать результат непосредственно в процессе наблюдений, осуществлять контроль записи в каждом из пяти каналов в любой последовательности, менять масштаб регистрограмм на диаграммной ленте, иметь запись данных в период вывода информации на цифропечать и перфоленты. Структурная схема построения системы, учитывающая выполнение указанных требований, приведена на рис. 7.

Краткое описание структурной схемы

Параллельно входам блока регистрации информации 1 (см. рис. 1) подключены входы блока *1* (рис. 7). Выбор контролируемого канала осуществляется кнопочным переключателем с взаимно исключающими положениями. Сигнал логической единицы, поступающий от переключателя на вход схемы «И» выбранного канала, разрешает прохождение информации данного канала на регистрирующие устройства. Одновременно на входы остальных четырех каналов подается сигнал запрета. Накопление информации с заданной экспозицией производится одиннадцатиразрядным двоичным счетчиком *5*. В случае переполнения счетчика *5* на световом индикаторе *10* загорается сигнал «счетчик перегружен». Для расширения динамического диапазона к счетчику *5* можно подключить до 10 двоичных разрядов узла *4*. Записанный результат в этом случае следует умножить на соответствующий коэффициент пересчета 2,4,8, . . . , 512. Переключатель *MM* также служит для изменения масштаба записи на диаграммной ленте. Устройством *6* осуществляется параллельный перенос информации, записанной в двоичном коде счетчиком *5*, на входы цифроаналогового преобразователя *7*.

Система имеет два режима работы. Рабочий — система работает синхронно с регистрирующими устройствами спектрофотометра. В автономном режиме может быть задана любая из экспозиций 1, 2, 4, 8 с. В этом случае во время вывода информации на цифропечать и перфоленты нет перерыва в записи данных на диаграммную ленту. Выбор режима работы и

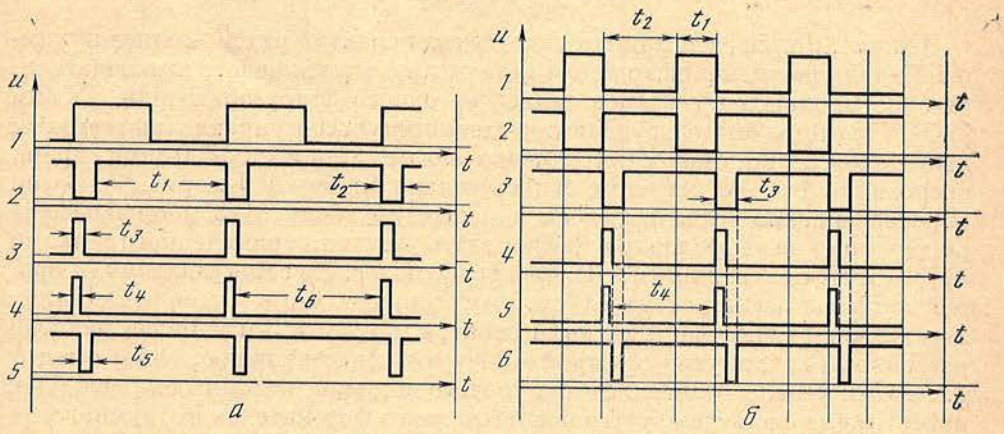


Рис. 8. Временны́е диаграммы работы программ-блока
а — в автономном режиме; *б* — в режиме работы спектрофотометра

экспозиции осуществляется блоком *2* с помощью кнопочного переключателя, аналогичного переключателю выбора контролируемого канала.

Включение любого из пяти каналов, переход с одного режима работы на другой, задание любой экспозиции, изменение масштаба записи происходит без нарушения программы наблюдений. Управление функциональной схемой системы оперативного контроля и записи информации осуществляется программ-блоком *3*. По сигналам, формируемым в программ-блоке, производится задание экспозиции, отключение контролируемого канала на время переноса информации в оперативную память ($S3$), запуск цифрового преобразователя ($S2$), сброс показаний счетчиков ($S4$) в исходное состояние перед очередным измерением. Временна́я диаграмма работы программ-блока в автономном и рабочем режимах приведена на рис. 8.

На рис. 8, *а* показаны временны́е диаграммы программ-блока в автономном режиме, где *1* — стабильная частота, поступающая на код программ-блока; *2* — сформированные импульсы, определяющие режим работы: t_1 — время накопления (1, 2, 4, 8 с), t_2 — «мертвое» время, равное 10^{-4} с; *3* — импульсы запуска цифроаналогового преобразователя, $t_3 = 50 \cdot 10^{-6}$ с; *4* — импульсы переноса записанной информации в оперативную память, $t_4 = 30 \cdot 10^{-6}$ с; *5* — импульсы установки счетчиков в исходное состояние, $t_5 = 50 \cdot 10^{-6}$ с.

Как видно из рис. 8, *а*,

$$t_2 = t_3 + t_4 + t_5.$$

Длительность индикации записанного результата равна выбранному времени накопления, т. е. результат высвечивается через период. На рис. 8, *б* приведены временные диаграммы программ-блока в рабочем режиме. Отличие от диаграммы рис. 8, *а* заключается в том, что на вход программ-блока поступает не опорная частота, а сформированные из нее импульсы управления работой спектрофотометра *1* (рис. 8, *а*), где: t_1 — время накопления, t_2 — время вывода информации, длительность индикации в двоичном коде $t_4 = t_1 + t_2$. В системе (см. рис. 7) предусмотрена возможность установки опорного генератора стабильной частоты *12*. В этом случае она может функционировать как самостоятельный регистратор импульсной информации.

Описанная система оперативного контроля при совместной работе со спектрофотометром кроме выполнения своих основных функций может быть использована в случае выхода из строя регистрирующей части любого из каналов как резервный канал записи.

Пример регистрации

На рис. 9 приведен пример регистрации спектра ртутно-гелиевой лампы. Сканирование происходило 4 раза от правого концевого выключателя, за одно прохождение велась запись от одного фотоумножителя. Режим работы системы был следующий: частота импульсов управления шаговым двигателем 63 Гц, скорость движения ленты самописца 1800 мм/ч, время экспозиции 1 с. Регистрация велась только блоком 1 (см. рис. 1). Затем каретка сканера была выведена в реперную точку 6173 и произведена регистрация на перфоленту и цифропечать участка, ограниченного точками 6173—6167, с экспозицией в каждой точке по 4 с. Из сопоставления цифровой записи и регистрограммы (см. рис. 9) видно, что в 1-м и 4-м каналах зарегистрированы участки линий спектра, во 2-м и 3-м каналах записан рассеянный свет внутри спектрофотометра + участок непрерывного спектра, а в 5-м канале — поток света нулевого порядка, который был ослаблен нейтральным фильтром, установленным перед фотокатодом фотоумножителя в нулевом порядке. На регистрограмме буквой «З» отмечены участки регистрации, данные которых приведены в таблице рис. 9.

Основные характеристики информационно-измерительной и управляющей системы

1. Полное число информационных каналов 7.

2. Число каналов регистрации данных от фотоумножителей 5:

а) 4 канала регистрации данных от фотоумножителей, расположенных в 1-м и 2-м порядках спектра, каждый емкостью 4 десятичных разряда при работе системы в двоично-десятичном коде и емкостью 16 двоичных разрядов каждый при переключении на режим работы в двоичном коде;

б) один канал регистрации данных от фотоумножителя, расположенного в нулевом порядке спектра емкостью 6 десятичных разрядов в двоично-десятичном коде и 24 двоичных разряда при работе в двоичном коде;

в) разрешающее время каналов позволяет разделить два импульса при интервале между ними не менее 50 нс.

3. Число каналов регистрации служебной информации 2;

а) один канал регистрации относительного времени с дискретностью 4 с, емкостью 4 десятичных разряда при работе в двоично-десятичном коде и емкостью 16 двоичных разрядов при работе в двоичном коде;

б) один канал регистрации места положения сканера с дискретностью 8,3 мкм (0,14 Å), емкостью 4 десятичных разряда при работе в двоично-десятичном коде и 16 двоичных разрядов при работе в двоичном коде. В этом канале применен реверсивный счетчик, разрешающее время которого 1 мкс.

4. Время вывода информации на цифропечать и перфоленты 4 с.

5. Время экспозиции 1 с, 2, 4, 8, 16 с, 1 мин, 2, 4, 8 мин.

6. Относительная нестабильность задающего генератора сетки синхронизирующих частот 10^{-5}.

7. Периферийные регистрирующие устройства: а) организационный автомат «Консул-253», б) самописец типа КСП-4, в) частотомер типа Ч3-35.

8. Разрешающее время усилителей и фотоумножителей 50 нс.

9. Параметры выходных импульсов усилителей фотоумножителей: а) длительность 30 нс; б) амплитуда 3—5 В.

10. Питание — трехфазная сеть, 50 Гц $\pm$ 1% ⅄, фазное напряжение 220 В $\pm$ 10%.

11. Энергопотребление 1500 ВА.

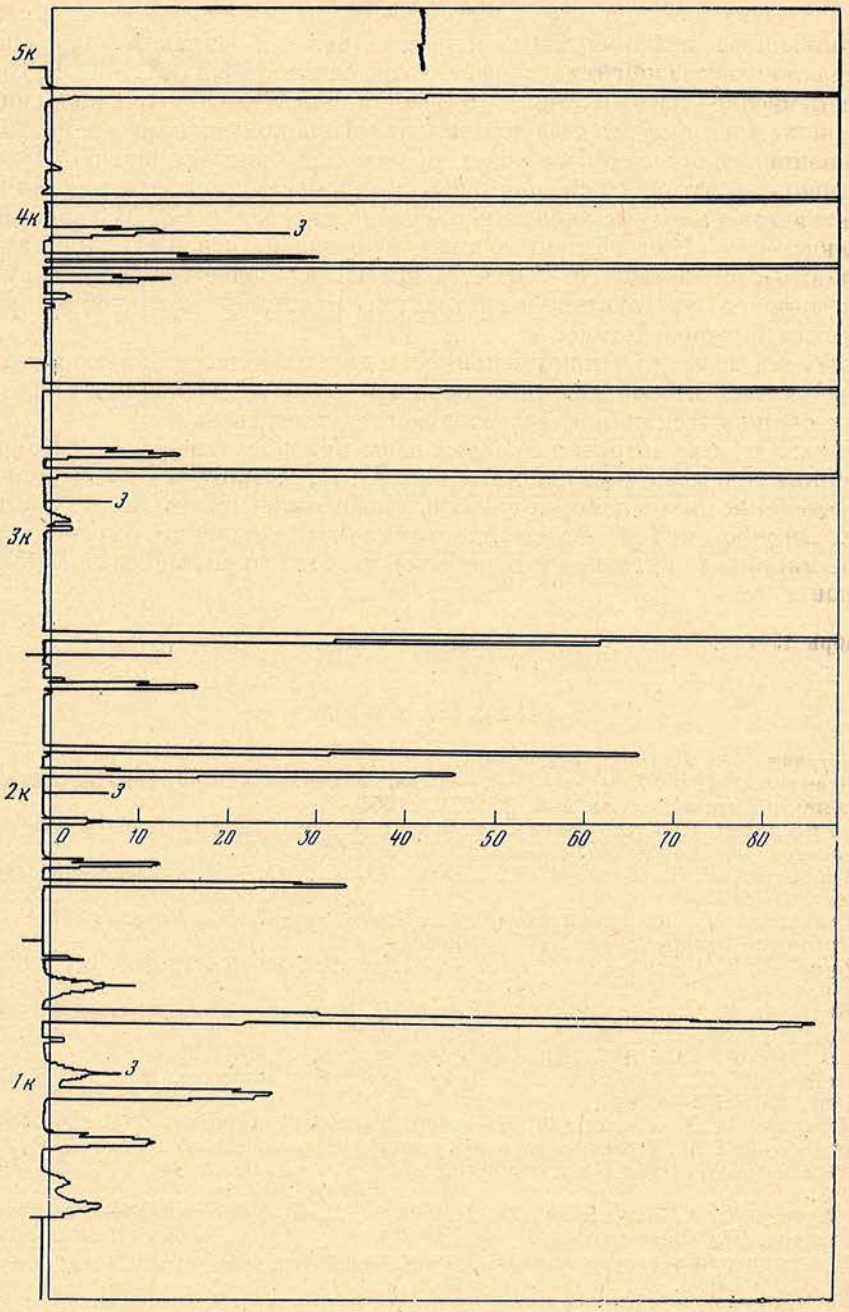


Рис. 9. Регистрограмма ртутно-гелиевой лампы

1К	2К	3К	4К	5К	Врем.	Коорд.
2523	0234	0133	6922	000248	0405	6173
2549	0241	0121	7094	000300	0407	6172
24[illegible]4	0257	0142	6966	000282	0409	6171
2533	0255	0138	6962	000266	0411	6170
2583	0256	0146	7229	000285	0413	6169
2501	0251	0143	7053	000298	0415	6168
2606	0278	0208	7076	000264	0420	6167

Заключение

Описанные информационно-измерительные и управляющая система 5-канального звездного спектрофотометра создана в КАО АН СССР. Выполнена на интегральных схемах с применением печатного монтажа и синтезирована по принципу многофункционального использования элементов. По сравнению с аналогичными имеет значительно меньшее число элементов, благодаря чему удалось повысить надежность, сократить стоимость. Регистрация данных ведется в виде, удобном для ввода в ЭВМ и восприятия наблюдателем. При незначительных усовершенствованиях имеется возможность состыковки ее с ЭВМ, а используя более быстродействующее периферийное устройство регистрации, например магнитофон, можно повысить быстродействие.

Система может найти применение и в других областях науки и техники для регистрации как статистически распределенных по времени импульсов, так и периодических последовательностей импульсов.

В заключение авторы выражают свою признательность А. А. Боярчуку за ценные советы по созданию системы, П. П. Петрову и В. И. Бурнашеву за проведение цикла лабораторных исследований системы, В. Н. Фоминой, Д. Е. Джурко и Т. С. Александровой за изготовление печатных плат, В. И. Багрию за активное и творческое участие в изготовлении отдельных блоков

Декабрь 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Лагутин А. Ф.* Наст. том, с. 179.
2. *Границкий Л. В., Бортник С. Г.*— В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, вып. 2. 1971, с. 356.
3-4. *Границкий Л. В., Бортник С. Г.* В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. Иркутск, вып. 2, 1971, с. 360.
5. *Границкий Л. В., Букач А. Б., Каплин Ю. В.* и др.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1978, 59.
6. *Границкий Л. В., Границкая Л. А., Дидковский Л. В., Никулин Н. С.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 56, 181.
7. *Букач А. Б., Границкий Л. В.* и др.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 57, 209.
8. *Букач А. Б., Границкий Л. В., Елисеев В. П.* и др.— Изв. Крымской астрофиз обс., 1977, 56, 129.
9. *Бортник Г. С.* — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 56, 160.
10. *Вейсман У. К., Кюбар Т. Э.*— Публ. Тартуской астрофиз. обс. им. В. Струве, 1967, 36, № 3—4, 323.
11. *Артемьев В. В., Рожнова И. П.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 30, 297.
12. *Ван-дер-Зил А.* Флюктуации в радиотехнике и радиофизике. ГЭИ, 1958, с. 267
13. *Вейсман У. К.* Публ. Тартуской астрофиз. обс. им. В. Струве, 1967, 36, № 3—4, 312.
13а. *Шушков Е. И., Галустьян С. Г., Цодинов М. Б.* Многоканальные счетчики импульсов. М.: Энергия, 1971.
14. Многоканальные измерительные системы в ядерной физике/Под ред. И. О. Мурина, Б. И. Хазанова. М.: Атомиздат, 1963.
15. Тр. 7-й конференции по ядерной электронике/Под ред. В. Вяземского.М.: Атомиздат, 1969, т. 1, ч. 2.
16. *Границкий Л. В., Лузов А. А., Журавлева Л. К., Носов В. Е.*— В кн.: Результаты наблюдений и исследований в период МГСС, вып. 1. М.: Наука, 1966, с. 160.
17. *Границкий Л. В., Неермолов А. Ф., Воробьев Ю. К., Кононова Г. В.*— В кн.: Космические лучи и проблемы космофизики. Новосибирск: Изд. СО АН СССР, 1964, с. 288.
18. Дискретный электропривод с шаговыми двигателями/Под ред. М. Г. Чиликина. М.: Энергия, 1971.
19. Следящий, маломощный и шаговый электроприводы. Л.: Наука, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЛАБОРАТОРНЫХ ИСПЫТАНИЙ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ 5-КАНАЛЬНОГО СПЕКТРОФОТОМЕТРА

А. Б. Букач

Проведены исследования по определению технических возможностей разработанного астрофизического прибора для регистрации звездных спектров. Режимы работы ФЭУ и усилителей, выбранные близко к оптимальным, позволяют регистрировать статистически распределенные импульсы с временным разрешением $\geqslant 50$ нс. При регистрации и выводе на цифропечать и перфоленту данных о числе зарегистрированных импульсов абсолютная ошибка составляет ± 1 импульс, при изменении скорости счета от 100 до 10^4 имп/с. Система управления шаговым двигателем и сам механизм сканирования обеспечивают привязку линий исследуемого спектра к длине волны с точностью $\pm 0{,}2$ шага (± 2 мкм, $\sim \pm 0{,}03$ Å для I порядка). Исследовано влияние инструментального контура на точность привязки к длинам волн. Построены дисперсионные кривые.

RESULTS OF LABORATORY TEST OF THE INFORMATION-MEASURING SYSTEM OF THE 5-CHANNEL SPECTROGRAPH, by *A. B. Bukach.*— The study of technical potentialities inherent in the astrophysical system for star's spectra registration was carried out. The optimal conditions of PM-tubes and amplifiers allow to count statistically distributed pulses with the time resolution up to 50 ns. Registration, with printing and perfo-taping, of the pulses rate has the absolute error of about $\pm$ 1 impulse, when the rate changes from 100 to 10^4 s^{-1}. The step-motor system and the scanning mechanism give the spectral line position with an accuracy of ± 0.2 step (± 2 mcm, i. e. 0,03 Å for the first order of grating). The influence of instrumental profile on the line position is investigated and the dispersion curves are obtained.

Разработанная в Крымской астрофизической обсерватории [1] информационно-измерительная система (ИИС) предназначена для получения спектральных характеристик астрофизических объектов, автоматического сбора измерительной информации от светоприемников, преобразования и представления в требуемой форме, передачи, хранения и вывода информации на цифропечать и перфоленту для последующей обработки в ЭВМ. ИИС состоит [1] из спектрофотометра, регистрирующей и управляющей систем, устройства оперативного контроля получаемых данных. Спектрофотометр (рис. 1) содержит вогнутую сферическую решетку *Р*, каретку (сканер) с четырьмя закрепленными на ней фотоумножителями *1—4*, шаговый двигатель *ШД* с механизмом сканирования и фотоумножитель *5*, предназначенный для контроля изменений светового потока в нулевом порядке решетки [2]. Для подсмотра изображения используются окуляр (*Ок*) и плоскопараллельная пластина (*П*), а диафрагма (*Д*) служит в качестве входной щели. Регистрирующая система состоит из импульсных усилителей, информационных счетчиков, устройства вывода информации на носитель при помощи организационного автомата «Консул-253». Блоки управления регистрирующей системой и шаговым двигателем, пульт управления и индикации составляют управляющую систему. Устройство

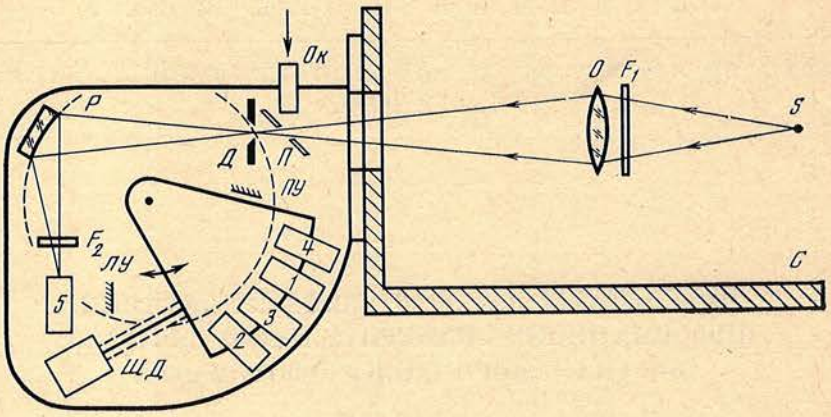


Рис. 1. Спектрофотометр на испытательном стенде

S — стандартный источник света; F_1 и F_2 — светофильтры; *С* — неподвижная станина; *О* — объектив; *Ок* — окуляр; *П* — плоскопараллельная пластинка; *Д* — диафрагма (щель); *Р* — решетка; *1—5* — фотоумножители с усилителями; *ШД* — шаговый двигатель, *ПУ* и *ЛУ* — правый и левый концевые упоры

оперативного контроля содержит информационный счетчик с системой управления, цифроаналоговый преобразователь, самописец и частотомер.

При испытании информационно-измерительной системы ставились следующие цели:

проверка режимов работы ФЭУ и усилителей, их временно́й стабильности;

определение точности регистрации статистически распределенных импульсов счетчиками, выявление возможных ошибок и сбоев при счете импульсов и выводе данных о числе зарегистрированных импульсов на цифропечать и перфоленту;

выявление возможных пропусков шагов двигателем, проверка воспроизводимости контуров линий при сканировании и выявление ошибок, вносимых как системой управления, так и самим механизмом сканирования;

исследования инструментального контура и влияние его профиля на точность привязки линий изучаемого спектра к длинам волн.

По методике, описанной в [3], были отобраны фотоумножители EMI 6256 B для 1-го и 5-го каналов и ФЭУ-79 для 2—4-го каналов спектрофотометра (см. рис. 1). Выбор режимов работы заключается в определении плато конкретного ФЭУ и снятии амплитудного распределения импульсов темнового тока и импульсов, возникающих при засветке фотокатода стандартным источником света. По этому распределению для напряжения питания, соответствующему плато данного ФЭУ, определяется порог дискриминации, отсекающий шумы динодной системы и усилителя. Этот порог дискриминации устанавливается в том усилителе, где будет использоваться отобранный ФЭУ.

Исследования по проверке правильности выбора напряжения питания ФЭУ ($U_{ФЭУ}$), порога дискриминации и стабильности этих параметров во времени проводились на специальном стенде (см. рис. 1). Стенд состоит из оптической скамьи и установленных на ней объектива *О*, сменных нейтральных светофильтров F_1 и F_2, эталонного источника света *S* (лампа ДРГС-4, стабилизация тока разряда $\pm 0{,}1\%$, тока канала $\pm 0{,}5\%$). Меняя светофильтры F_1 и F_2 и устанавливая каретку спектрофотометра так, чтобы на выходные щели (1,2 мм шириной и 5 мм высотой) попадали подходящие линии спектра, скорость счета в каналах подбирали примерно одинаковой и равной $7 \cdot 10^3$ имп/с. Увеличивая или уменьшая в небольших

пределах $U_{ФЭУ}$ (для питания каждого фотоумножителя использовался свой источник питания типа ВС-22), регистрировали импульсы темнового тока и импульсы, возникающие при засветке фотокатода. Для каждого значения $U_{ФЭУ}$ 10 раз записывалось число импульсов, близкое к $N = 7 \cdot 10^3$ имп/с, пропорциональное установленной интенсивности, и определялось среднеарифметическое значение. Ожидаемая при этом статистическая ошибка равна $\pm 0{,}4\%$. Темновой ток ($\sim$30 имп/с) записывался в каждой точке также 10 раз, но с временем экспозиции, в 60 раз бо́льшим (1 мин), статистическая ошибка в этом случае равна $\pm 0{,}8\%$. Для каждого значения $U_{ФЭУ}$ находили отношение количества световых импульсов в единицу времени к темновым с ожидаемой статистической ошибкой в каждой точке $\pm 0{,}9\%$. Если при изменении $U_{ФЭУ}$ от напряжения, соответствующего плато, в обе стороны это отношение уменьшалось на величину, превышающую ошибку измерения (0,9%), то считалось, что режим работы ФЭУ и порог дискриминации выбраны близко к оптимальному. По этому критерию были проведены режимы работы всех пяти каналов ИИС и найдены уточненные значения $U_{ФЭУ}$.

В течение месяца испытывалась стабильность указанных параметров во времени. За этот период не удалось обнаружить изменений режимов работы ФЭУ и усилителей, превышающих ошибку измерений.

Из опыта эксплуатации аппаратуры, использующей метод счета фотонов [3], известно, что для измерения сравнительно слабых световых потоков достаточно временно́го разрешения усилителей и приемных информационных счетчиков в 50 нс, так как величина возникающих при этом просчетов невелика и может быть восстановлена [4]. Если аппаратура обладает действительно таким временны́м разрешением, то при скоростях счета $N = 10^4$ имп/с величина просчетов будет равна 0,05%.

Прежде всего каждый усилитель и счетчик были исследованы с помощью генератора сдвоенных наносекундных импульсов типа Г5-19 На выходе усилителя при подаче на его вход сдвоенных импульсов длительностью 30 нс и отстоящих друг от друга на расстоянии $\geqslant$50 нс наблюдались на экране осциллографа также два импульса. Исследования информационных счетчиков, в которых используются счетные триггеры 130-й серии, показали, что они тоже разрешают сдвоенные импульсы, отстоящие друг от друга на 50 нс (что эквивалентно для периодических сигналов частоте 20 МГц). Однако эти измерения не исключали возникновения просчетов при регистрации статистически распределенных импульсов от ФЭУ.

В связи с этим определение реальной разрешающей способности аппаратуры и возможного пропуска импульсов при счете и выводе данных на носители проводилось на стенде следующим образом. По методике, описанной выше, изменялась интенсивность падающего на фотокатоды ФЭУ света для выяснения ошибок, возникающих при разных скоростях счета импульсов. Импульсы с ФЭУ подсчитывались системой регистрации и одновременно подключенным параллельно каждому каналу частотомером Ч3-35. Частотомер работает в режиме внешней синхронизации, при этом время экспозиции задается командами «пуск» и «стоп», поступающими из программного блока ИИС, и выдерживается с точностью 10^{-5} с. Использование частотомера в качестве эталонного прибора с временны́м разрешением статистически распределенных импульсов $\geqslant$50 нс подтверждено экспериментами, описанными в [3]. Отсчеты, полученные одновременно на частотомере и в каком-то из каналов, сравнивались, и определялась абсолютная ошибка регистрации импульсов в счетных каналах по сравнению с контрольным частотомером. Эта ошибка при изменении скорости счета N от 100 до 10^4 имп/с составляет ± 1 импульс. Таким образом, система регистрации обеспечивает сбор, преобразование в требуемую форму, передачу и вывод на цифропечать и перфоленту измерительной информации без пропусков и сбоев с разрешающей способностью и точностью не хуже, чем у частотомера.

Большое внимание при проведении испытаний уделяли определению ошибок, возникающих при сканировании заданного спектрального диапазона. В испытываемом приборе применен шаговый двигатель ШД-4 с шагом 1,5, безлюфтовый сканирующий механизм с микрометрическим винтом, шаг резьбы у которого 2 мм. Один импульс, поданный на схему управления ШД, соответствует ходу микрометрического винта на 8,3 ± ± 2,1 мкм, в этом случае сдвиг сканирующей щели зависит от положения каретки и изменяется в среднем от 8,3 до 8,6 мкм. При сканировании участка спектра каждому измерению интенсивности соответствует свой номер шага, отсчитанный от какой-то начальной точки, с которой началось сканирование.

При привязке полученного спектра к длинам волн важно, чтобы, во-первых, указанная начальная точка была неизменной, во-вторых, чтобы отработка и вывод на цифропечать и перфоленту номера шага исключали пропуски и сбои.

За начальную точку отсчета можно принять правый или левый концевые выключатели (*ПУ* и *ЛУ* рис. 1), установленные для ограничения движения каретки спектрофотометра. Однако необходимо знать точность срабатывания самих концевых выключателей. Эта точность исследовалась при движении каретки от заданной электронной реперной точки [5] к концевому выключателю при подходе к нему с разной скоростью (500; 250; 125; 63 и 31 шагов/с). Было выяснено, что при движении каретки с постоянной скоростью и в каком-то одном пространственном положении фотометра ошибка срабатывания концевого выключателя оставалась постоянной и составляла ± 1 шаг. Но при изменении положения фотометра (весь прибор имеет возможность вращаться вокруг направления светового потока относительно станины *С* (см. рис. 1)) и при переходе от одной скорости сканирования к другой эта ошибка возрастала до ±2,5 шага. Ошибка возрастает потому, что сказывается вес каретки при подходе к концевому выключателю с разной скоростью и в разных положениях фотометра. При установке спектрофотометра на телескоп сканирование будет проводиться с постоянной скоростью, но будет изменяться пространственное положение всего прибора, и в этом случае максимальная ошибка срабатывания концевого выключателя составит ±2,5 шага (±21 мкм). Очевидно, что с такой же ошибкой будет отсчитываться и номер шага (координата) при выборе концевого выключателя за начальную точку отсчета.

В ходе этих исследований выяснилось, что при установке в качестве начальной точки отсчета электронной реперной точки ошибок, подобных описанным выше, не возникает при изменении как скорости сканирования, так и пространственного положения фотометра.

Для выявления пропуска шагов проводились следующие эксперименты. Прежде всего измерялись момент нагрузки на валу шагового двигателя и усилие сопротивления движению каретки. Используемая схема управления ШД при токе, протекающем через обмотку двигателя, 2,8 А и частоте следования запускающих импульсов 250 Гц обеспечивает момент нагрузки на валу двигателя 6 кг/см. Усилие сопротивления движению каретки зависело от равномерности нарезки микрометрического винта, степени сжатия противолюфтовых устройств, положения фотометра в пространстве и не превышало 3 кг/см. При таких соотношениях моментов пропуска шагов не должно быть. Что это действительно так, можно убедиться, измерив ход в винтовой паре микрометром и сосчитав количество шагов при движении каретки от одного концевого выключателя к другому. В результате неоднократных прогонов каретки среднее количество шагов ($n_ш$), регистрируемое на перфоленте и цифропечатью, составило 9950 при скорости движения 250 шагов/с. Сопоставляя расстояние l_1 ($l_1 = n_ш \cdot 8{,}33$ мкм) с расстоянием l_2, измеренным микрометром, пропуска шагов обнаружить не удалось.

Этот результат говорит не только о том, что шаговый двигатель отрабатывает все поступающие на него импульсы, но и о том, что преобразование и вывод данных о координате сканера на цифропечать и перфоленту осуществляется правильно и без сбоев.

Более детальная проверка точности отработки шагов, ошибок, возникающих из-за механических люфтов, и правильности использования электронной реперной точки в качестве начальной точки отсчета проводилась при сканировании контуров известных линий при следующих условиях:

входная щель спектрографа шириной 10 мкм и высотой 100 мкм (10×100 мкм) освещалась ртутно-гелиевой лампой ДРГС-4 (см. рис. 1);

каретка спектрофотометра с выходными щелями 10×200 мкм перемещалась из одной точки измерений в другую с единичным шагом (интервал сканирования равен одному шагу);

при сканировании линии одновременно записывалось число импульсов, пропорциональное интенсивности отраженного решеткой излучения в нулевом порядке.

Сканирование ряда линий (6678 Å He, 5890 Å Na, 4385 Å H и др.) осуществлялось при движении каретки от начальной реперной точки к конечной и наоборот в разных пространственных положениях фотометра. Полученные таким образом профили линий сравнивались, причем принимались во внимание колебания интенсивности в нулевом порядке. На рис. 2 приведен пример записи контура линии 6678 Å He при реверсировании самописцем с одновременным выводом данных на цифропечать. Исследуемая линия попадает в 3-й канал, в остальных же каналах (1, 2 и 4) записывается параллельно другая информация о спектре (см. таблицу). Сравнивая профили линий, полученные на самописце при сканировании во взаимно обратных направлениях, можно сказать, что они практически совпадают, при этом на пропечатке видно, что максимальный отсчет в 3-м канале в обоих случаях сканирования был при номере шага 560. Пример построения контура линии 5890 Å Na по результатам пропечатки и с учетом изменений интенсивности в 5-м канале приведен на рис. 3 (кривая *1*).

Сравнение результатов сканирования ряда линий показало, что с точностью до одного шага и в пределах ожидаемых статистических ошибок контур линии воспроизводится. Ошибка отработки самим шаговым двигателем заданного числа импульсов в любом месте диапазона сканирования составляет $\pm 0{,}2$ шага, сдвиг сканирующей щели на этом участке спектра составляет 8,3 мкм ($\sim 0{,}14$ Å). Для дублета Na расстояние $\Delta\lambda$ между линиями, как известно, равно 5,9 Å. Как видно из рис. 3 (кривая *1*), практически расстояние между ними получилось равным 42 шагам, или $5{,}88 \pm 0{,}03$ Å (величина шага в ангстремах вычислена теоретически по дисперсии решетки). Таким образом, ошибка в определении $\Delta\lambda$ составляет $0{,}02 \pm 0{,}03$ Å, т. е. около половины шага. Этот результат говорит о том, что привязка линий изучаемого спектра к длинам волн может быть осуществлена с точностью $\pm 0{,}20$ шага. Такая довольно высокая точность достигнута, во-первых, потому, что механическая система имеет люфты и гнутия меньше 0,5 шага (~ 4 мкм), во-вторых, потому, что работа системы управления шаговым двигателем и самого двигателя стабильна, достаточно надежна и отвечает всем предъявленным к ней требованиям.

Полученные профили линий при сканировании с узкой выходной (10 мкм) и входной щелями близки к инструментальному контуру. Этот контур, как видно на рис. 3 (кривая *1*), имеет характерный несимметричный вид, обусловленный тем, что вогнутая решетка в данной установке дает серповидное изображение входной щели, а это изображение сканируется прямой щелью. Изучение инструментального контура в интервале длин волн от 3500 до 7500 Å показало, что он практически имеет один и тот же вид. Этот результат согласуется с теоретическими расчетами по определению вида инструментального контура для разных длин волн, выпол-

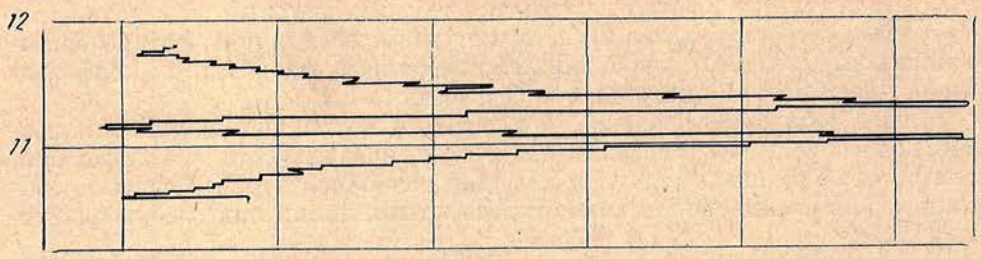


Рис. 2. Пример записи линии 6678 Å He при реверсировании самописцем с одновременным выводом данных на цифропечать (таблица)

Шаг сканирования — 8,33 ± 2 мкм; время экспозиции в каждой точке измерений — 4с; 1к, 2к, 3к, 4к, 5к — запись цифровой информации в спектре в соответствующих каналах: Врем. — запись текущего времени (1 импульс = 4 с). Коорд. — координата (номер шага) данного измерения

1к	2к	3к	4к	5к	Врем.	Коорд.	
6908	0174	0332	9356	004463	0014	0547	Начальн. реперн. точка
6920	0165	0393	9183	004568	0016	0548	
6763	0157	0399	9168	004520	0018	0549	
7004	0167	0422	9102	004430	0020	0550	
6902	0192	0430	9154	004516	0022	0551	
7073	0196	0506	9255	004431	0024	0552	
6974	0153	0576	9250	004484	0026	0553	
7059	0185	0660	9458	004478	0028	0554	
6969	0152	0718	9195	004540	0030	0555	
6909	0170	0717	9261	004408	0032	0556	
6883	0182	0812	9280	004510	0034	0557	
6938	0167	1010	9280	004429	0036	0558	
7009	0183	1125	9327	004518	0038	0559	
6853	0177	1289	9355	004473	0040	0560	
7030	0161	1251	9251	004505	0042	0561	
6944	0166	0904	9414	004463	0044	0562	
7060	0169	0451	9369	004562	0046	0563	
7129	0146	0302	9170	004554	0048	0564	
6887	0177	0241	9370	004341	0050	0565	
7084	0187	0221	9272	004630	0052	0566	
7161	0167	0204	9394	004463	0054	0567	
7123	0159	0198	9431	004491	0056	0568	Конечн. реперн. точка
7056	0168	0203	9310	004308	0058	0567	
6988	0170	0219	9551	004426	0060	0566	
7007	0178	0210	9405	004462	0062	0565	
7151	0174	0295	9444	004386	0064	0564	
7133	0189	0394	9185	004466	0066	0563	
7032	0174	0889	9240	004470	0068	0562	
7083	0161	1240	9173	004465	0070	0561	
7102	0173	1247	9214	004425	0072	0560	
6988	0171	1153	9472	004379	0074	0559	
6910	0177	0966	9207	004535	0076	0558	
6936	0166	0782	9318	004509	0078	0557	
6871	0177	0707	9307	004492	0080	0556	
6874	0157	0701	9281	004464	0082	0555	
6804	0149	0661	9097	004558	0084	0554	
6973	0170	0558	9254	004446	0086	0553	
7005	0174	0513	9124	004483	0088	0552	
6775	0162	0459	9013	004469	0090	0551	
6776	0160	0416	9083	004393	0092	0550	
6999	0173	0412	9166	004416	0094	0549	
6870	0166	0369	9168	004437	0096	0548	Начальн. реперн. точка
6929	0176	0377	9324	004515	0098	0547	

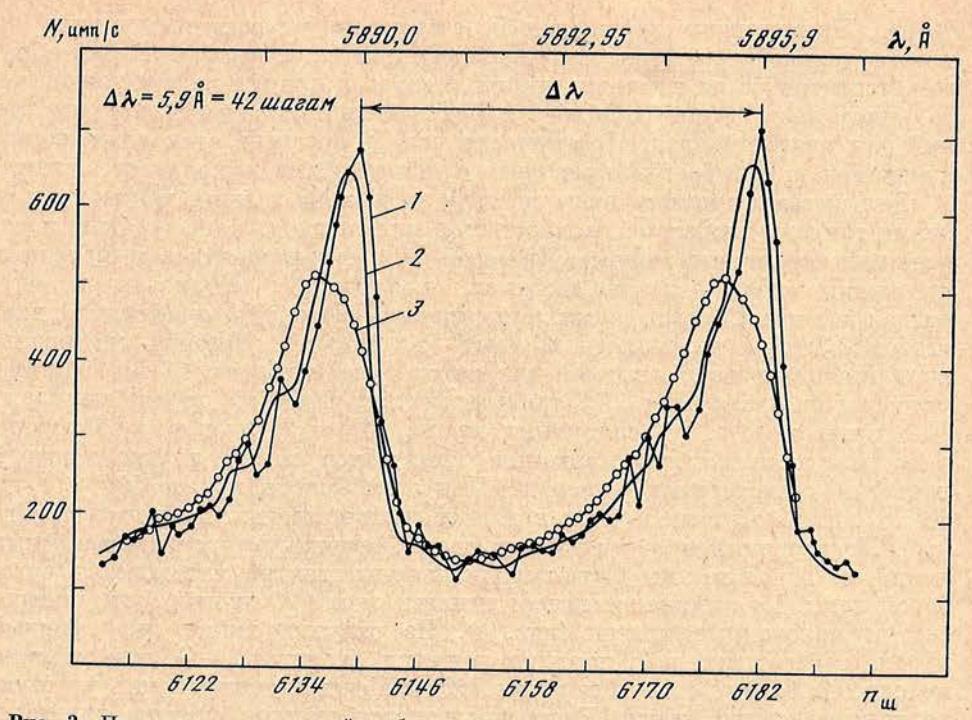


Рис. 3. Пример записи линий дублета Na

Входная щель — 10 × 100 мкм; *1* — с выходной щелью 10 × 200 мкм; *2* — с выходной щелью 50 × × 200 мкм; *3* — с выходной щелью 100 × 200 мкм

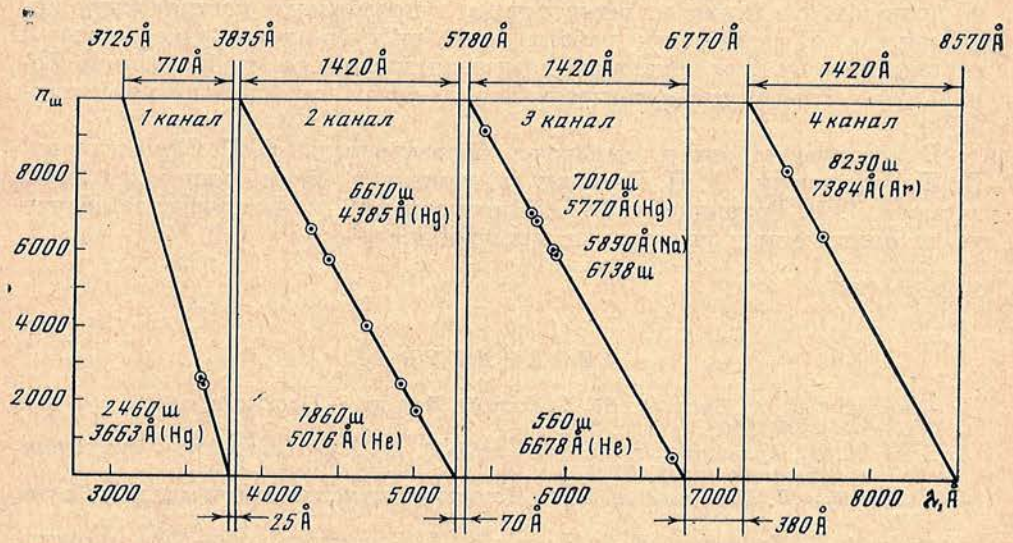


Рис. 4. Дисперсионные кривые

ненных В. К. Прокофьевым при использовании подобной решетки [6].

Очевидно, что несимметричный инструментальный контур в случае сканирования с большими выходными щелями будет изменять профиль исследуемой линии. Для проверки этого положения были просканированы линии дублета Na (см. рис. 3) с выходными щелями 50 × 200 мкм (кривая *2*) и 100 × 200 мкм (кривая *3*). Видно, что сам профиль линии и максимальный отсчет сдвигаются влево. Для случая, приведенного на рис. 3, этот сдвиг составил 3,5 шага при увеличении выходной щели в

10 раз. На величину сдвига, как было выяснено, оказывает влияние не только изменение ширины выходной щели, но и ее высота. Таким образом, если требуется привязка линий спектра к длинам волн с точностью до одного шага, то необходимо учитывать сдвиг и искажения контура линий для разных щелей. Практически целесообразно в этих случаях все измерения и калибровки проводить с неизменными выходными щелями.

Для привязки номера шага исследуемой линии к длине волны и отыскания точного диапазона сканирования для каждого канала были построены дисперсионные кривые. Для этой цели использовались стандартные источники света — ртутно-гелиевая, водородная, аргоновая и натриевая лампы. Спектры ламп записывались с входной диафрагмой диаметром 0,3 мм и выходными щелями 50×150 мкм. Ширина спектральных линий при такой входной диафрагме будет порядка 0,3 мм, поэтому интервал сканирования (T_c) выбирался так, чтобы на линию попадало 2—3 отсчета, т. е. 20 единичных шагов (T_c = 20 шагов = 166 мкм), с таким интервалом сканирования записывался спектр ртутно-гелиевой лампы во всех четырех каналах. При этом было получено 500 × 4 отсчетов интенсивности, причем каждому соответствовал свой номер шага ($n_ш$). Построенный по этим данным спектр отождествлялся с известными линиями. Точно так же были отождествлены спектры натриевой и аргоновой ламп. По отождествленным линиям (около 20 линий) были построены дисперсионные кривые (рис. 4). Из рисунка видно, что каждый канал, работающий в I порядке решетки (каналы 2—4), перекрывает диапазон в 1420 Å, а во II порядке 710 Å. Между каналами есть участки, которые не сканируются. Всего исследуется участок спектра длиной в 4970 Å (от 3125 до 8570 Å), а суммарный несканируемый участок составляет 475 Å.

Результаты испытаний дали представление о возможностях прибора, об ошибках, с какими он регистрирует и преобразует поступающую информацию, о надежности работы всей информационно-измерительной системы. Результаты испытаний представляют интерес также с точки зрения дальнейшего усовершенствования данного или последующих приборов.

В заключение автор выражает благодарность В. Н. Комиссарову, В. И. Бурнашеву, П. П. Петрову за помощь в проведении испытаний, а также Л. В. Границкому, В. Б. Никонову и А. А. Боярчуку за обсуждение программы и результатов испытаний.

Декабрь 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Границкий Л. В., Букач А. Б., Каплин Ю. В.* и др.— Наст. том, с. 185.
2. *Лагутин А. Ф.* Наст. том, с. 179.
3. *Букач А. Б., Границкий Л. В., Комиссаров В. Н., Кувшинов В. М.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 57, 209.
4. *Калашников В. И., Казадаев М. С.* Детекторы элементарных частиц. М.: Наука, 1966.
5. *Букач А. Б., Границкий Л. В., Елисеев В. С., Комиссаров В. Н.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 56, 129.
6. *Прокофьев В. К.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 56, 105.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

УПРАВЛЕНИЕ ТЕЛЕТАЙПОМ И РАЦИОНАЛЬНОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПАМЯТИ УПРАВЛЯЮЩЕГО ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА М-6000

Л. В. Дидковский

Описана схема управления телетайпом, входящим в состав вычислительного комплекса М-6000. Управление телетайпом не требует изменения программного обеспечения системы. Результаты наблюдений печатаются по мере их обработки на М-6000, что дает возможность значительно сэкономить память.

THE TELETYPE OPERATION AND RATIONAL USE OF MEMORY OF THE OPERATION COMPUTING COMPLEX M-6000, by *L. V. Didkovsky*.— The operation teletype system of the M-6000 computer is described. No changes in the system's program are not needed to operate the teletype. The observational results are typed in real time by M-6000 that gives a considerable gain in the use of computer memory.

В настоящее время большое распространение получили системы сбора и обработки информации на базе малых и мини-ЭВМ [1, 2].

Эффективная работа таких систем немыслима без рационального использования машинной памяти, не превышающей в большинстве случаев объема 8 K ($K = 1024$ слова).

Опыт эксплуатации системы сбора и обработки информации, установленной на башенном солнечном телескопе (БСТ) Крымской астрофизиче-

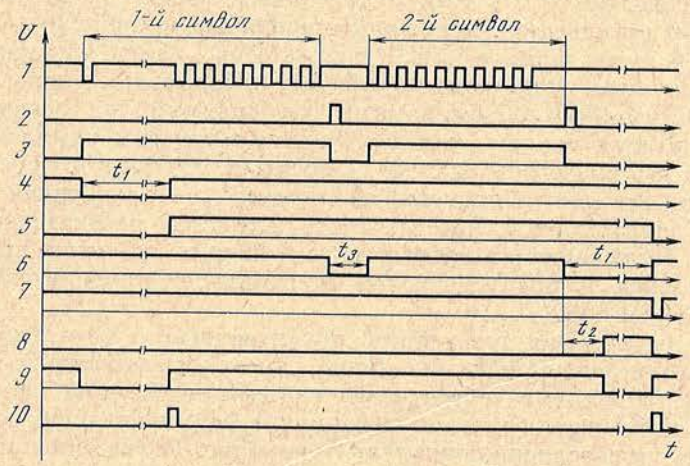


Рис. 1. Временна́я диаграмма управления телетайпом при выводе информации

1 — $\overline{(\text{ВБРО-К})\ (\text{ВД-К})}$ (инверсия конъюнкции сигналов «выбор» и «выдано» на шинах К); *2* — ОСТ-К (сигнал «останов» на шине К); *3* — Т1 (прямой выход триггера Т1); *4* — *A* (напряжение в точке *A*); *5* — Т2 (прямой выход триггера Т2); *6* — *B* (напряжение в точке *B*); *7* — *C* (напряжение в точке *C*); *8* — Т3 (прямой выход триггера Т3); *9* — $\overline{\text{ОСТ}}$ (инверсия сигнала «останов»); *10* — пуск (сигнал «пуск»); точки *A*, *B*, *C* обозначены на рис. 2

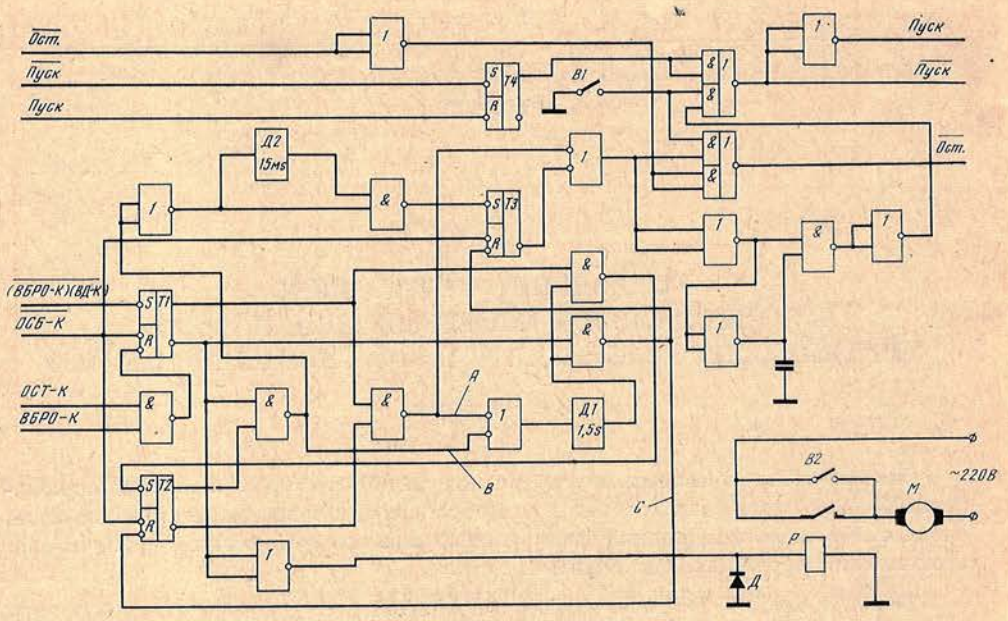


Рис. 2. Электрическая принципиальная схема узла управления телетайпом

& — обозначение функции И (конъюнкция); 1 — обозначение функции ИЛИ, ○— — инверсный выход; -○ — инверсный вход; *T* — триггер типа *R* — *S*; *R* — вход установки в 0; *S* — вход установки в 1; *Д* — схема задержки; *А* — точка, напряжение в которой показано на рис. 1; *М* — двигатель телетайпа; *Р* — реле

ской обсерватории, показал, что режим работы системы, при котором результаты наблюдений накапливались в памяти вычислительного комплекса и выводились на печать по окончании наблюдений, не всегда целесообразен, так как требуются большие массивы памяти, невозможен доступ к результатам в процессе наблюдений. Так, при непрерывной работе системы в течение 10 ч в 1976 г. требовался массив размером 700 ячеек памяти (350 результатов, время накопления информации 5^m), а в 1977 г. — около 7200 ячеек памяти (3600 результатов, время накопления $0^m,5$), не считая объема, занимаемого рабочей программой (около 2500 ячеек памяти). Суммарный объем памяти, необходимый для решения задачи 1977 г., оказался больше, чем имеющийся в типовом комплексе М-6000.

Другой режим работы системы, с печатью результатов через заданные промежутки времени в процессе наблюдений, был затруднен вследствие перегрева двигателя и большого износа телетайпа, работающего длительное время. Включение и выключение телетайпа по командам вычислительного комплекса не предусмотрено в управляющем вычислительном комплексе (УВК) М-6000.

Способ управления телетайпом, предложенный в [3] и основанный на использовании специального таймера, имеет существенный недостаток, а именно: программное обеспечение системы необходимо изменить так, чтобы за 1 с до выдачи реальной информации формировался непечатающийся символ, включающий двигатель телетайпа. Возможны также сбои в работающей машине при коммутации цепей двигателя.

Ниже описан способ управления телетайпом, который не требует изменения программного обеспечения системы и устраняет возможность сбоев УВК при коммутации цепей двигателя. Временна́я диаграмма работы приведена на рис. 1. Схема электрическая принципиальная — на рис. 2.

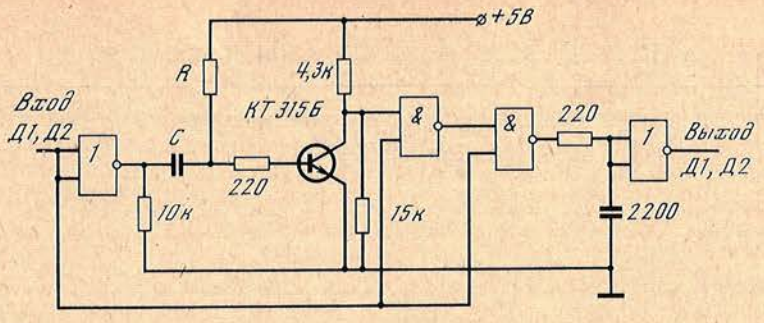


Рис. 3. Электрическая принципиальная схема узла задержки (*Д1*, *Д2* на рис. 2).

Включение телетайпа производится по инициативе процессора, конъюнкцией сигналов ВД-К и ВБРО-К, которые вырабатываются при выполнении команды «вывод». При этом происходит останов УВК (см. *9*, рис. 1). Через интервал времени, равный времени срабатывания реле *Р* (рис. 2), запускается двигатель телетайпа *М*. Время t_1 (*4*, рис. 1), необходимое для набора оборотов двигателем телетайпа, определяется схемой задержки (*Д1*, рис. 2). Электрическая принципиальная схема узлов задержки *Д1*, *Д2* приведена на рис. 3.

По заднему фронту импульса (*4*, рис. 1), где $t_1 = 1^s,5$, формируется импульс запуска УВК (*10*) и происходит печать символов. Если временной интервал между соседними символами t_3 (*6*) меньше времени задержки t_2 схемой *Д2*, печать продолжается, в противном случае происходит останов УВК, выключение двигателя телетайпа, запуск УВК и установка схемы в исходное состояние.

Таким образом, изменение схемы процессора УВК М-6000 заключается в том, что сигналы «пуск» и «останов» от кнопок управления процессором заведены на схемы ИЛИ (см. рис. 2) с сигналами «пуск» и «останов», которые вырабатываются схемой управления телетайпом. Переключение тумблеров *В1* и *В2* (см. рис. 2) приводит схему к типовому варианту с независимым от УВК управлением телетайпом.

Применение схемы управления телетайпом позволило рациональнее использовать память УВК, что открывает перспективу подключения и обработки еще четырех каналов информации.

Схема собрана на интегральных микросхемах серии К155, конструктивно размещена на двух блоках УВК—БИФ-21, БС-301, и успешно работает на БСТ с июня 1977 г.

В заключение автор благодарит Н. С. Никулина за ценные замечания при обсуждении статьи.

25 ноября 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Границкий Л. В., Границкая Л. А., Дидковский Л. В., Никулин Н. С.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 56, 181.
2. *Куценко А. В., Полосьянц Б. А., Ступин Ю. В.* Мини-ЭВМ в экспериментальной физике. М.: Атомиздат, 1975.
3. *Пянкян В.*— Электроника, 1976, 49, № 24, 59.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
Том LX, 1979 г.

ХРОНИКА

В 1977 г. в Крымской астрофизической обсерватории проходили совещания и конференции по различным научным и научно-техническим проблемам. В апреле состоялось рабочее совещание по применению кварцевого стекла и ситалла в астрономическом приборостроении. В мае в обсерватории проходила научная сессия Совета по радиоастрономии. В течение последней декады сентября здесь проводилась конференция молодых исследователей комет и астероидов.

В конце ноября состоялось совещание рабочей группы по проблеме «Магнетизм и химический состав Солнца и звезд».

Сотрудники обсерватории принимали участие в работе различных совещаний, конференций, симпозиумов: конференции по космическим лучам в Иркутске, Международного симпозиума «Структура Вселенной и образование галактик» (Таллин), совещания «Эволюционное состояние звезд поздних спектральных классов с пекулярностями химического состава» (Рига), X Всесоюзной конференции по радиоастрономии (Иркутск), совещания «Спиральная структура Галактики» (Киев), совещания по солнечной активности, проходившего в Пулкове, совещания по координации использования широкоугольных астрографов (Киев), Пленума Астросовета в Москве и других научных и научно-организационных мероприятий.

В обсерваторию на различные сроки приезжали сотрудники советских и зарубежных обсерваторий, институтов и других учреждений для проведения наблюдений, выполнения и обсуждения совместных работ и их результатов, на стажировку и консультации, для обмена опытом работы.

Ряд сотрудников обсерватории выезжали в зарубежные страны в рамках двустороннего и многостороннего сотрудничества, для выполнения совместных работ, на совещания и коллоквиумы. В январе Н. Н. Степанян выезжала в Польшу, в обсерваторию Вроцлавского университета для продолжения совместных работ по физике Солнца. В феврале в Польше был А. А. Боярчук, который принял участие в совещании по линии Совета «Интеркосмос». В. А. Котов в течение апреля находился в Станфордском университете (США) по приглашению Дж. Вилкокса для обсуждения результатов наблюдений пульсаций Солнца в Крыму и в Станфорде. С. И. Гопасюк и В. К. Прокофьев участвовали в международном совещании рабочей группы «Измерения и интерпретация поляризации, возникающей в солнечной хромосфере и короне», которое проходило в Лунде (Швеция). В июне Т. С. Галкина выезжала в Польшу для участия в симпозиуме «Нестационарные стадии эволюции тесных двойных систем». Н. И. Шаховская в течение двух недель (июнь—июль) находилась в Венгрии по плану многостороннего сотрудничества академий наук социалистических стран. А. А. Степанян в августе участвовал в международной конференции по космическим лучам, проходившей в Пловдиве (Болгария). В сентябре А. А. Боярчук выезжал в Бамберг (ФРГ) на коллоквиум № 42 МАС «Взаимодействие переменных звезд с их окружением». Ю. Ф. Юровский в сентябре выехал на Кубу для проведения совместно с кубинскими специалистами плановых исследований радиоизлучения Солн-

ца и наблюдения солнечного затмения 12 октября. А. В. Брунс принял участие в работе XXVIII Конгресса Международной астронавтической Федерации в Праге (ЧССР). В октябре А. Б. Северный и А. А. Боярчук были во Франции на очередной встрече по внеатмосферным исследованиям. Н. В. Стешенко в октябре участвовал в совещании «Звездные космические эксперименты» (ЧССР) по линии Совета «Интеркосмос». И. Г. Моисеев в ноябре выехал на два месяца в Австралию для проведения совместных работ по сверхдальней радиоинтерферометрии. В декабре Н. В. Стешенко выезжал в Швейцарию на международную конференцию «Оптические телескопы будущего».

В обсерватории в этом году были: С. Владимиров, З. Иванова, Д. Колев, А. Томов (Болгария); Б. Калман (Венгрия); Г. Бахманн, Э. Желванова, К. Фридрих, В. Шёнайх, Х. Штробуш (ГДР); Ю. Зверко, Й. Зиха, А. Мркос (ЧССР); П. Гамильтон, П. Маккаллок (Австралия); А. Габриэл (Англия); Дж. Вилкокс, Т. Голд, Д. Даунс, Х. Сарджент, Ф. Хэмфри (США); К. Каллиомяки, М. Тиури, И. Туоминен, С. Урпо (Финляндия); Р. Боннэ, Ж. Ковалевский, С. Кучми, Т. Хуа (Франция); Гензель (ФРГ); К. Лагерквист, Я. Стенфло (Швеция); С. Хаякава (Япония).

В октябре на трехлетнюю стажировку в обсерваторию прибыл Ч. Цовоохуу из Монгольской Народной Республики.

На заседаниях Ученого совета обсерватории зарубежными учеными были сделаны доклады: Х. Сарджент, «Работы Национального Океанического и Атмосферного Управления США по прогнозированию солнечной активности»; Т. Голд, «Кольца Урана», «Об эволюции солнечной системы»; С. Кучми, «Статистический анализ солнечной грануляции в двух областях непрерывного спектра», «О концентрированных магнитных полях на Солнце»; А. Томов, «История возникновения астрономической обсерватории в Белоградчике», «Электрофотометрия двойных галактик»; А. Габриэл, «Астрофизические исследования в Апплтонской лаборатории».

В августе этого года Н. С. Черных открыл новую комету 1977l, принадлежащую к семейству Сатурна.

В обсерватории закончен монтаж большого коронографа с диаметром объектива 50 см, проведены пробные наблюдения.

В 1977 г. В. А. Ефанов, В. М. Кувшинов, Л. С. Любимков и П. П. Петров успешно защитили кандидатские диссертации. Докторскую диссертацию подготовил Г. М. Попов.

Вышли из печати 56-й и 57-й тома «Известий Крымской астрофизической обсерватории», в мае сдан в печать 59-й том, в декабре — настоящий 60-й том «Известий».

Известия
ордена Трудового Красного Знамени
Крымской астрофизической обсерватории
Том LX

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

Редактор *Ю. И. Ефремов*
Редактор издательства *Э. С. Павлинова*
Художественный редактор *Т. П. Поленова*
Технический редактор *В. И. Зудина*
Корректор *Р. П. Шаблеева*

ИБ № 16582

Сдано в набор 13.12.78.
Подписано к печати 11.05.79.
Т-08628. Формат 70×108 1/16
Бумага типографская № 2
Гарнитура обыкновенная
Печать высокая
Усл. печ. л. 18,9 Уч.-изд. л. 19,3
Тираж 1300 экз. Тип. зак. 1554
Цена 1 р. 40 к.

Издательство «Наука»
117864, ГСП-7, Москва, В-485, Профсоюзная ул., 94а
2-я типография издательства «Наука»
121099, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10