

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ LXII



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА 1980

Редакционная коллегия:

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

**Известия ордена Трудового Красного Знамени
Крымской астрофизической обсерватории**

Том 62

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

Редактор Ю. И. Ефремов. Редактор издательства Э. С. Павлинова
Технические редакторы О. Г. Ульянова, Т. А. Прусакова
Корректоры М. М. Баранова, Л. В. Письман

ИБ № 17475

Сдано в набор 12.02.80. Подписано к печати 21.07.80. Т-09881. Формат 70×108^{1/16}. Бумага
типографская № 2. Гарнитура обыкновенная. Печать высокая. Усл. печ. л. 18,2. Уч.-изд. л. 19,7.
Тираж 1250 экз. Тип. зак. 2995. Цена 80 к.

Издательство «Наука» 117864 ГСП-7, Москва, В-485, Профсоюзная ул., 90
2-я типография издательства «Наука» 121059, Москва, Г-99, Шубинский пер., 10

АБСОЛЮТНАЯ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ
ЧЕТЫРЕХ СВЕРХГИГАНТОВ

В. И. Бурнашев

Получены абсолютные спектрофотометрические данные для сверхгигантов α Cyg (A2 Ia), α Per (F5 Ib), γ Cyg (F8 Ib), ρ Cas (F8 Iap) в спектральном интервале 3300—7550 Å с разрешением около 30 Å. Проведено сравнение наблюдаемого распределения энергии в спектрах звезд, исправленного за влияние межзвездного поглощения и поглощения в линиях и полосах, с теоретически рассчитанным Парсонсом и Михаласом с помощью моделей атмосфер. Для переменной звезды ρ Cas получена оценка межзвездного поглощения $A_V = 0^m,95$, изменение температуры — в пределах 400 К, «фотометрический» радиус звезды изменился на 20% в 1974—1977 гг.

ABSOLUTE SPECTROPHOTOMETRY OF FOUR SUPERGIANTS, by V. I. Burnashev. — Absolute energy distribution in the supergiants spectra α Cyg (A2 Ia), α Per (F5 Ib), γ Cyg (F8 Ib), ρ Cas (F8 Iap) within the spectral range from 3300 to 7550 Å and with resolution 30 Å has been carried out. These absolute spectrophotometric data, corrected for the interstellar absorption and blanketing-effect are being compared to the energy distribution calculated by Parsons and Michalas for the supergiants models. During the observational period the variable supergiant ρ Cas varied within the limits about 400 K for the temperature and 20% for «photometric» radii.

Одним из методов определения температур и значения ускорения силы тяжести на поверхности звезд является сравнение наблюдаемого распределения энергии в их спектрах с теоретически рассчитанным с помощью моделей атмосфер. Однако в приложении к звездам высокой светимости этот метод применялся не часто, так как, с одной стороны, до недавнего времени не было расчетов моделей атмосфер сверхгигантов, с другой — не доставало наблюдательных данных. В частности, абсолютные спектрофотометрические измерения проводились в ограниченном диапазоне длин волн или с недостаточным разрешением, кроме того, не всегда учитывалось влияние межзвездного поглощения. Поэтому могут представлять интерес дополнительные спектрофотометрические наблюдения даже ярких, давно изучавшихся звезд.

Абсолютная спектрофотометрия сверхгигантов α Cyg (A2 Ia), α Per (F5 Ib), γ Cyg (F8 Ib) и ρ Cas (F8 Iap) была выполнена в 1974—1977 гг. в Крымской астрофизической обсерватории с помощью одноканального сканирующего спектрофотометра СФ-68 [1—3], установленного на 20-см кассегреновском телескопе. Абсолютная калибровка, учет атмосферной экстинкции сделаны методом абсолютной спектрофотометрии, разработанным В. Б. Никоновым и применяемым в КАО уже в течение нескольких лет [4, 5]. В качестве абсолютного стандарта была принята α Lyr, распределение энергии в спектре которой, опубликованное Терещенко и Харитоновым [6], часто используется советскими наблюдателями. Получены данные об абсолютном распределении энергии в спектрах звезд в интервале 3300—7550 Å с разрешением около 30 Å. В табл. 1 приводятся некоторые сведения о наблюдавшихся звездах, взятые из каталога BS [7]: номера по BS, названия, координаты для 2000 г., галактические координаты и спектральные классы; кроме того, в последнем столбце указано число наблюдений и период, когда они были выполнены. Величины $V, B - V, U - B$ взяты из каталога [8].

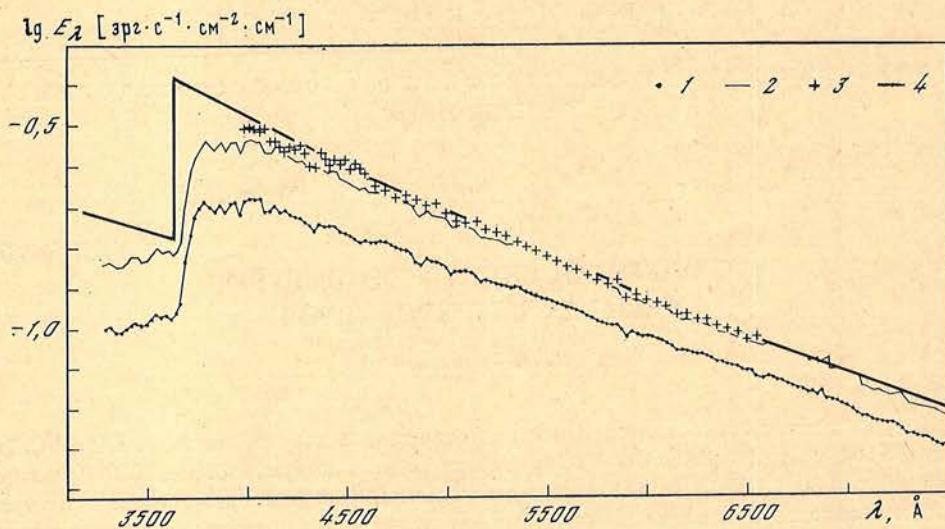


Рис. 1. Распределение энергии в спектре α Cyg
 1 — наблюдаемое распределение, 1977 г.; 2 — с учетом межзвездного поглощения, $A_V = 0^m, 25$; 3 — с учетом межзвездного поглощения и поглощения в линиях [16], $A_V = 0^m, 25$; 4 — модель [10], $T_e = 10080$ К, $\lg g = 1,54$

Сверхгигант ρ Cas в отличие от остальных звезд, не показывающих заметные изменения блеска, давно известна как переменная. Значения блеска и цвета, приводимые для нее в табл. 1, относятся к 1963 г. Для звезд постоянного блеска в табл. 2 приводятся результаты наблюдений: даны средние из нескольких определений значения $\lg E_\lambda$, где монохроматическая освещенность E_λ выражена в эрг/с·см² и отнесена к интервалу длин волн 1 см. Кроме того, в конце таблицы указаны средние ошибки этих значений, характеризующие внутреннюю точность и относящиеся к спектральным интервалам: 3300—3650 Å (σ_1), 3650—4000 Å (σ_2), 4000—6800 Å (σ_3), 6800—7550 Å (σ_4).

Таблица 1

BS	Название	α_{2000}	δ_{2000}	l	b	Спектр	V	$B - V$	$U - B$	n
7924	α Cyg	20 ^h 41 ^m 26 ^s	+45°16'	84,3	+2,0	A2 Ia	1, ^m 25	+0, ^m 09	-0, ^m 23	6, октябрь — ноябрь 1977 г.
1017	α Per	03 ^h 24 ^m 20 ^s	+49°51'	146,6	-5,9	F5 Ib	1,79	+0,48	+0,38	10, декабрь, 1976 г.
7796	γ Cyg	20 ^h 22 ^m 13 ^s	+40°15'	78,2	+1,2	F8 Ib	2,23	+0,67	+0,54	6, октябрь, 1977 г.
9045	ρ Cas	23 ^h 54 ^m 23 ^s	+51°30'	115,3	-4,5	F8 Iap	4,59	1,26	1,15	11, июль, 1974 г. — октябрь, 1977 г.

Используя эти данные, после их коррекции за межзвездное поглощение и поглощение в линиях и полосах можно попытаться получить сведения о температурах и светимостях звезд путем сравнения наблюдаемых распределений энергии с теоретически рассчитанными Парсонсом [9] и Михаласом [10] для сетки моделей атмосфер сверхгигантов для нескольких значений эффективных температур и эффективных значений ускорения силы тяжести. Для учета влияния межзвездного поглощения использована средняя кривая Уитфорда, табулированная Страйжисом [11].

α Cyg. Наблюдаемое распределение энергии приведено на рис. 1 (кривая 1). Межзвездное поглощение в области Млечного Пути, где находится α Cyg, определяли Бигэй и Гэрнир [12], Метик [13] и Колесник [14]. Опре-

Таблица 2

Длина волны, Å	α Суг	α Пер	γ Суг	Длина волны, Å	α Суг	α Пер	γ Суг
3300	-1,001	-1,666	-1,961	4975	-0,845	-1,108	-1,287
3325	-0,999	-1,650	-1,939	5000	-0,855	-1,125	-1,319
3350	-1,010	-1,651	-1,962	5025	-0,870	-1,131	-1,324
3375	-1,009	-1,664	-1,956	5050	-0,863	-1,118	-1,291
3400	-1,002	-1,645	-1,924	5075	-0,864	-1,122	-1,291
3425	-0,988	-1,621	-1,898	5100	-0,865	-1,122	-1,294
3450	-0,986	-1,620	-1,898	5125	-0,869	-1,131	-1,306
3475	-0,991	-1,624	-1,911	5150	-0,880	-1,140	-1,319
3500	-0,989	-1,629	-1,911	5175	-0,892	-1,149	-1,326
3525	-0,977	-1,611	-1,877	5200	-0,887	-1,152	-1,340
3550	-0,964	-1,577	-1,829	5225	-0,893	-1,146	-1,323
3575	-0,969	-1,590	-1,851	5250	-0,896	-1,153	-1,320
3600	-0,966	-1,590	-1,852	5275	-0,900	-1,159	-1,343
3625	-0,973	-1,573	-1,830	5300	-0,900	-1,140	-1,306
3650	-0,961	-1,555	-1,797	5325	-0,907	-1,153	-1,320
3675	-0,937	-1,514	-1,750	5350	-0,904	-1,147	-1,313
3700	-0,838	-1,473	-1,702	5375	-0,909	-1,146	-1,305
3725	-0,770	-1,417	-1,670	5400	-0,917	-1,152	-1,319
3750	-0,727	-1,379	-1,650	5425	-0,920	-1,156	-1,324
3775	-0,705	-1,322	-1,597	5450	-0,927	-1,147	-1,309
3800	-0,690	-1,280	-1,567	5475	-0,929	-1,150	-1,310
3825	-0,702	-1,253	-1,586	5500	-0,934	-1,153	-1,315
3850	-0,713	-1,261	-1,570	5525	-0,938	-1,158	-1,312
3875	-0,697	-1,187	-1,517	5550	-0,942	-1,156	-1,305
3900	-0,714	-1,258	-1,582	5575	-0,947	-1,162	-1,313
3925	-0,694	-1,267	-1,695	5600	-0,954	-1,169	-1,319
3950	-0,691	-1,346	-1,746	5625	-0,956	-1,166	-1,314
3975	-0,722	-1,328	-1,696	5650	-0,963	-1,174	-1,323
4000	-0,685	-1,164	-1,486	5675	-0,967	-1,178	-1,331
4025	-0,681	-1,108	-1,402	5700	-0,975	-1,175	-1,327
4050	-0,684	-1,106	-1,396	5725	-0,981	-1,172	-1,317
4075	-0,683	-1,121	-1,406	5750	-0,986	-1,174	-1,319
4100	-0,714	-1,160	-1,404	5775	-0,992	-1,177	-1,320
4125	-0,712	-1,134	-1,403	5800	-0,994	-1,178	-1,321
4150	-0,701	-1,102	-1,378	5825	-0,998	-1,176	-1,316
4175	-0,717	-1,113	-1,400	5850	-0,999	-1,180	-1,321
4200	-0,714	-1,109	-1,389	5875	-1,010	-1,185	-1,329
4225	-0,722	-1,105	-1,378	5900	-1,026	-1,196	-1,341
4250	-0,729	-1,102	-1,367	5925	-1,016	-1,192	-1,330
4275	-0,730	-1,101	-1,356	5950	-1,022	-1,193	-1,329
4300	-0,741	-1,131	-1,410	5975	-1,027	-1,196	-1,335
4325	-0,750	-1,140	-1,371	6000	-1,025	-1,201	-1,339
4350	-0,765	-1,158	-1,366	6025	-1,027	-1,202	-1,345
4375	-0,745	-1,100	-1,330	6050	-1,032	-1,202	-1,341
4400	-0,752	-1,114	-1,355	6075	-1,039	-1,205	-1,343
4425	-0,750	-1,109	-1,349	6100	-1,045	-1,210	-1,349
4450	-0,752	-1,111	-1,346	6125	-1,052	-1,219	-1,356
4475	-0,766	-1,104	-1,330	6150	-1,061	-1,226	-1,376
4500	-0,769	-1,083	-1,302	6175	-1,061	-1,218	-1,369
4525	-0,777	-1,089	-1,315	6200	-1,066	-1,211	-1,363
4550	-0,784	-1,097	-1,324	6225	-1,067	-1,218	-1,370
4575	-0,790	-1,091	-1,318	6250	-1,073	-1,228	-1,374
4600	-0,787	-1,086	-1,305	6275	-1,072	-1,227	-1,368
4625	-0,790	-1,075	-1,283	6300	-1,078	-1,230	-1,367
4650	-0,792	-1,077	-1,284	6325	-1,082	-1,230	-1,369
4675	-0,790	-1,079	-1,289	6350	-1,091	-1,229	-1,372
4700	-0,792	-1,076	-1,276	6375	-1,093	-1,234	-1,372
4725	-0,798	-1,079	-1,281	6400	-1,097	-1,237	-1,378
4750	-0,805	-1,082	-1,276	6425	-1,101	-1,243	-1,383
4775	-0,809	-1,085	-1,273	6450	-1,105	-1,246	-1,387
4800	-0,812	-1,081	-1,268	6475	-1,111	-1,249	-1,385
4825	-0,821	-1,093	-1,273	6500	-1,118	-1,253	-1,403
4850	-0,842	-1,153	-1,317	6525	-1,123	-1,251	-1,394
4875	-0,849	-1,156	-1,348	6550	-1,130	-1,273	-1,418
4900	-0,831	-1,112	-1,300	6575	-1,131	-1,285	-1,425
4925	-0,840	-1,113	-1,301	6600	-1,127	-1,244	-1,394
4950	-0,843	-1,100	-1,286	6625	-1,133	-1,238	-1,389

Таблица 2 (окончание)

Длина волны, Å	α Cyg	α Per	γ Cyg	Длина волны, Å	α Cyg	α Per	γ Cyg
6650	-1,135	-1,242	-1,386	7175	-1,241	-1,338	-1,468
6675	-1,140	-1,249	-1,397	7200	-1,246	-1,345	-1,481
6700	-1,145	-1,248	-1,390	7225	-1,243	-1,336	-1,466
6725	-1,151	-1,258	-1,403	7250	-1,252	-1,344	-1,468
6750	-1,156	-1,268	-1,401	7275	-1,261	-1,356	-1,484
6775	-1,159	-1,269	-1,405	7300	-1,271	-1,358	-1,492
6800	-1,166	-1,284	-1,408	7325	-1,274	-1,347	-1,487
6825	-1,165	-1,268	-1,405	7350	-1,279	-1,351	-1,489
6850	-1,175	-1,281	-1,417	7375	-1,282	-1,357	-1,491
6875	-1,165	-1,295	-1,410	7400	-1,282	-1,359	-1,503
6900	-1,185	-1,304	-1,417	7425	-1,291	-1,366	-1,503
6925	-1,186	-1,295	-1,420	7450	-1,298	-1,372	-1,502
6950	-1,188	-1,293	-1,424	7475	-1,304	-1,370	-1,502
6975	-1,196	-1,300	-1,431	7500	-1,293	-1,377	-1,493
7000	-1,201	-1,312	-1,441	7525	-1,300	-1,381	-1,502
7025	-1,209	-1,311	-1,442	7550	-1,300	-1,389	-1,508
7050	-1,221	-1,308	-1,443				
7075	-1,227	-1,312	-1,446	σ_1	0,004	0,005	0,006
7100	-1,229	-1,328	-1,455	σ_2	0,006	0,007	0,008
7125	-1,237	-1,345	-1,464	σ_3	0,003	0,007	0,008
7150	-1,240	-1,339	-1,458	σ_4	0,005	0,004	0,005

деленный Копыловым [15] по принадлежности звезды к ассоциации Cyg VII модуль расстояния равен $m_0 - M = 8^m,20$. Используя это значение, по приводимым в статьях [12—14] графикам определено среднее значение избытка цвета $E_{B-V} = 0^m,08$, обусловленного межзвездным поглощением. Это значение примерно соответствует поглощению в визуальной области $A_V = 0^m,25$. Коррекция за поглощение в линиях произведена по данным Милфорда [16]. При сравнении теоретического распределения энергии, основанного на сетке моделей Михаласа, с наблюдаемым использовано значение логарифма ускорения силы тяжести $\lg g = 1,54$, определенное Таффара [17]. Сравнение показало, что наилучшее согласие наблюдаемой и теоретической кривых достигается, если принять эффективную температуру звезды $T_e = 10080$ К ($\Theta = 0,50$). Результат сравнения показан в верхней части рисунка.

α Per. Наблюдаемое распределение энергии в спектре этой звезды показано на рис. 2. В верхней части рисунка, вдоль горизонтальной линии, указана средняя ошибка приводимых значений для отдельных спектральных интервалов. Хекманом и Любеком [18] проведена фотографическая фотометрия скопления, к которому принадлежит эта звезда. Эффективные длины волн применявшейся системы $\lambda_{эф} = 4200$ Å и $\lambda_{эф} = 6400$ Å. Из полученной ими оценки покраснения $E_{42-64} = 0^m,1$ по средней кривой Уитфорда поглощение в визуальной области составляет $A_V = 0^m,24$. Коэффициенты поглощения в линиях для α Per определялись Милфордом [16] и Родригесом [19]. На рисунке показаны значения $\lg E_\lambda$, исправленные за межзвездное поглощение и поглощение в линиях и полосах по данным Родригеса (кривая 2) и по данным Милфорда (кривая 3). Сопоставление этих кривых дает понятие о точности производимых редуций.

Наилучшее согласие между скорректированным наблюдаемым и теоретическим распределениями энергии дается моделью с $T_e = 6600$ К и $\lg g = 2,4$. Эти значения несколько отличаются от определенных Парсонсом $T_e = 6350$ К, $\lg g = 1,7$ [9], однако следует отметить, что значение температуры, определенное им же из излучения профилей водородных линий, составляет 6600 К, применение метода ионизационного равновесия к линиям железа также привело к более высоким значениям $\lg g$. Таким образом, полученные нами оценки T_e и $\lg g$ можно считать сравнимыми по точности с оценками, получаемыми при изучении спектров с высоким разрешением.

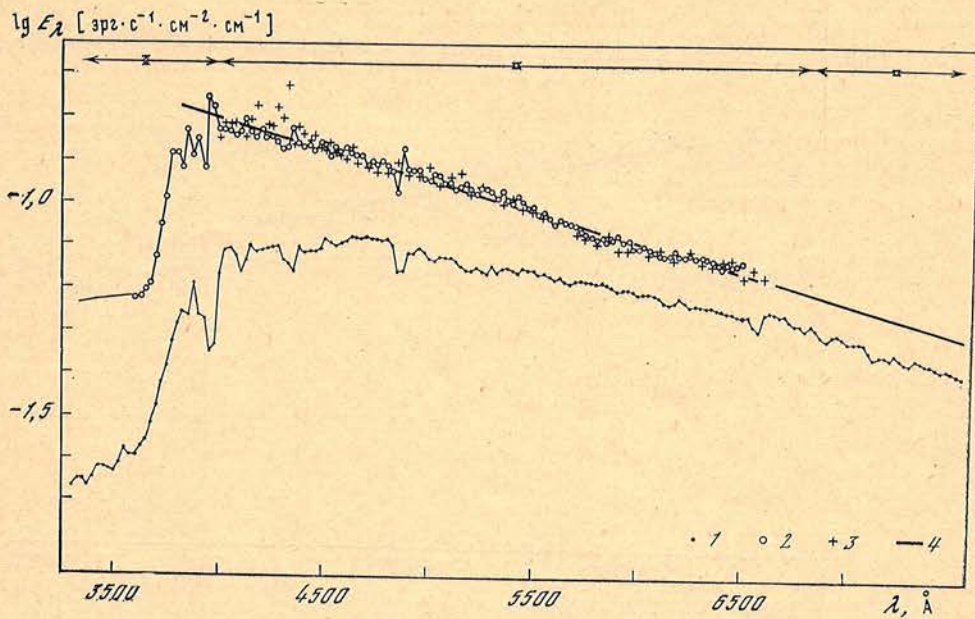


Рис. 2. Распределение энергии в спектре α Per
 1 — наблюдаемое распределение 1976 г.; 2 — с учетом межзвездного поглощения и поглощения в полосах и линиях [19], $A_V = 0^m,24$; 3 — с учетом межзвездного поглощения и поглощения в полосах и линиях [16], $A_V = 0^m,24$; 4 — модель [9], $T_e = 6600$ К, $\lg g = 2,4$

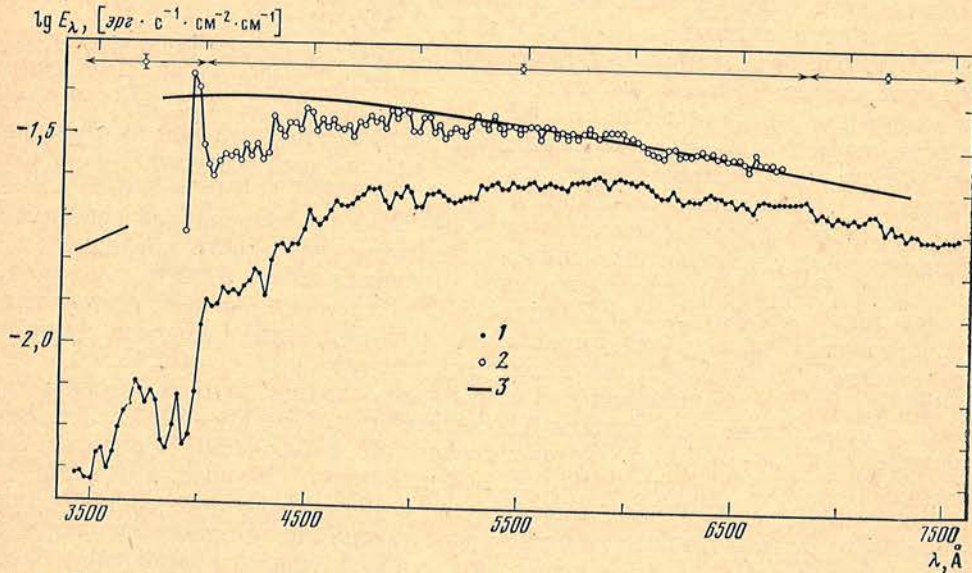


Рис. 3. Распределение энергии в спектре α Aqr
 1 — наблюдаемое распределение, июль 1974 г.; 2 — с учетом межзвездного поглощения и поглощения в полосах и линиях [19], $A_V = 0^m,15$; 3 — модель [9], $T_e = 5400$ К, $\lg g = 1,2$

α Aqr. Распределение энергии в спектре этой звезды, полученное ранее [5], показано на рис. 3. Согласно данным Фицджеральда [20], межзвездное покраснение E_{B-V} для области неба, где расположена α Aqr, до расстояния 500 пс не превышает $0^m,1$. Приводимые в обзоре Алкейно [21] значения E_{B-V} для шаровых скоплений, расположенных в этом же районе, колеблются от $0^m,0$ до $0^m,07$. Можно считать разумной оценкой для α Aqr величину межзвездного покраснения $E_{B-V} = 0^m,05$ ($A_V = 0^m,15$). Теоретическое распределение энергии в спектре для модели с $T_e = 5400$ К и $\lg g = 1,2$ показана

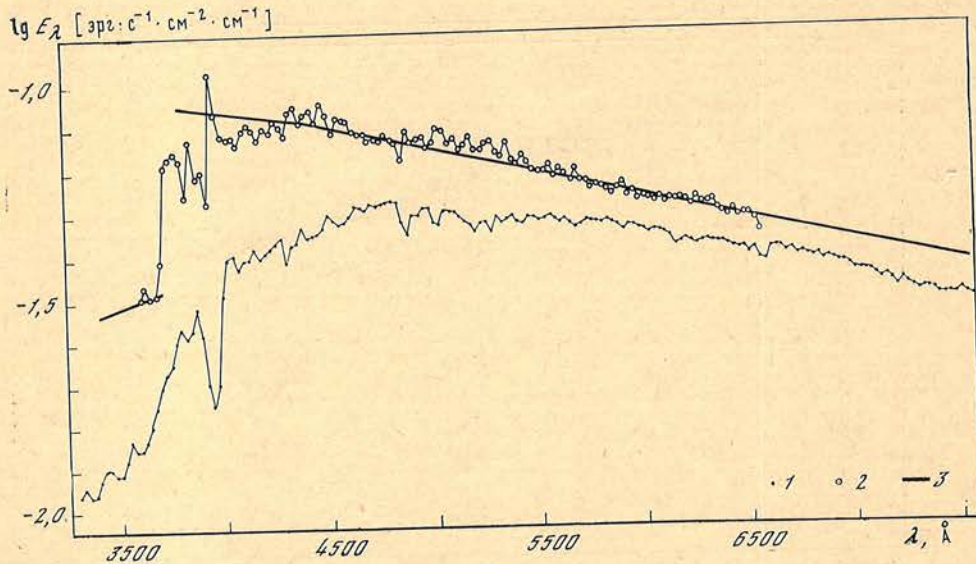


Рис. 4. Распределение энергии в спектре γ Cyg
 1 — наблюдаемое распределение, 1977 г.; 2 — с учетом межзвездного поглощения и поглощения в полосах и линиях [19], $A_V = 0^m, 15$; 3 — модель [9], $T_e = 5900$ К, $\lg g = 1,2$

но в верхней части рисунка. Если принять $A_V = 0^m$, то наблюдаемая кривая близка к теоретической для модели с $T_e = 5100$ К и $\lg g = 1, 2$.

Абсолютные спектрофотометрические данные при сопоставлении с моделями позволяют определять температуру звезды с точностью $\pm 100-200$ К и ускорение силы тяжести с точностью $\Delta \lg g = 0,3 \div 0,5$, что сравнимо с точностью, даваемой другими методами. Однако неточный учет межзвездного поглощения может значительно исказить получаемый результат: изменение $\Delta A_V = 0^m, 1$ вызывает изменение $\Delta T = 150 \div 200$ К и $\Delta \lg g = 0,2 \div 0,4$. С другой стороны, если достаточно хорошо известны температура и светимость звезды, можно для нее определить величину межзвездного поглощения.

γ Cyg. Для этой звезды приняты значения $T_e = 5900$ К, $\lg g = 1,2$, определенные Боярчуком и Боярчук [22]. Как видно из рис. 4, теоретическая кривая близка к редуцированной за поглощение в полосах и линиях по данным Родригеса [19], если принять для звезды $A_V = 0^m, 15$.

ρ Cas. На рис. 5 схематически изображена сводная кривая блеска звезды в визуальных лучах по данным Хассенштейна [23] (1904—1934 гг.) и Бердслея [24] (1943—1954 гг.). Фотоэлектрические наблюдения в системе UBV были выполнены Бродской [25] в 1964 г., Ферни, Шервуд и Дюжио [26] в 1966—1967 гг. В 1965 г. имеются две оценки Ландольта [27]. Ферни и другими отмечено, что блеск и цвет звезды изменяются циклически с периодом 300—340 дней. На рисунке стрелками указаны пределы изменения блеска и цвета в периоды наблюдений. Можно заподозрить медленное возрастание среднего блеска звезды после минимума 1946 г. В нижней части рисунка приводятся данные об изменении цвета $B - V$. Используются опубликованные Хассенштейном оценки Гутника (1910—1919 гг.), Боттлингера (1921 г.) и Беккера (1930 г.), редуцированные из системы Беккера в систему BV . Кроме этих данных, приведена оценка Стеббинса и Уитфорда (1941 г.), редуцированная в систему BV Бродской, и для более ранних наблюдений средняя разность $m_{p_z} - m_{vis}$, полученная из сравнения кривых блеска, опубликованных Хассенштейном и Пейн-Гапошкиной и Мейел [28]. Черточки показывают оценку ошибки редукиции инструментальных систем в систему BV .

Распределение энергии в спектре этой звезды в 1970 и 1974 гг. получено Джози и Ратуэла [29]. Считая, что истинный показатель цвета ρ Cas такой же, как у нормальных сверхгигантов F8, они оценили межзвездное поглоще-

ние $A_V = 1^m,44$. Однако ρ Cas обладает весьма пекулярным спектром, и эффект поглощения в линиях, особенно в фотографической области спектра, соответствующей полосе B , гораздо сильнее, чем у обычных сверхгигантов. Это может привести к завышенному значению избытка цвета E_{B-V} , а следовательно, и A_V . На рис. 6 изображено полученное нами распределение энергии в спектре ρ Cas для двух из одиннадцати дат наблюдений. Как видно из рисунка, в течение наблюдательного периода распределение энергии в спектре звезды изменялось весьма значительно. Табл. 3 содержит результаты абсолютной спектрофотометрии ρ Cas для одиннадцати моментов наблюдений. Как и в табл. 2, приводятся значения $\lg E_\lambda$, однако, кроме того, в начале таблицы приводятся значения блеска V и показателя цвета $B - V$, полученные перемножением кривых реакции системы BV по данным Ажусениса и Страйжиса [30] и наблюдаемого распределения энергии. Предположим, что в тот период, когда показатель цвета $B - V$ был наименьшим, спектр звезды соответствовал классу F8. Сравнивая его с абсолютными спектрофотометрическими данными для γ Cyg — звезды, близкой по спектральным характеристикам к ρ Cas, можно приблизительно оценить величину межзвездного поглощения для ρ Cas. При этом предполагается, что распределение энергии для обеих звезд подобно в диапазоне 5000—7000 Å, где разность в эффекте поглощения в линиях не слишком велика. Как видно из рис. 6, кривые распределения энергии γ Cyg и ρ Cas довольно близки, если в наблюдаемое рас-

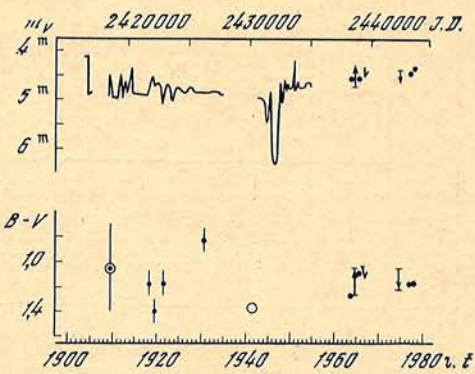


Рис. 5. Схематическая кривая блеска ρ Cas за 1904—1977 гг.

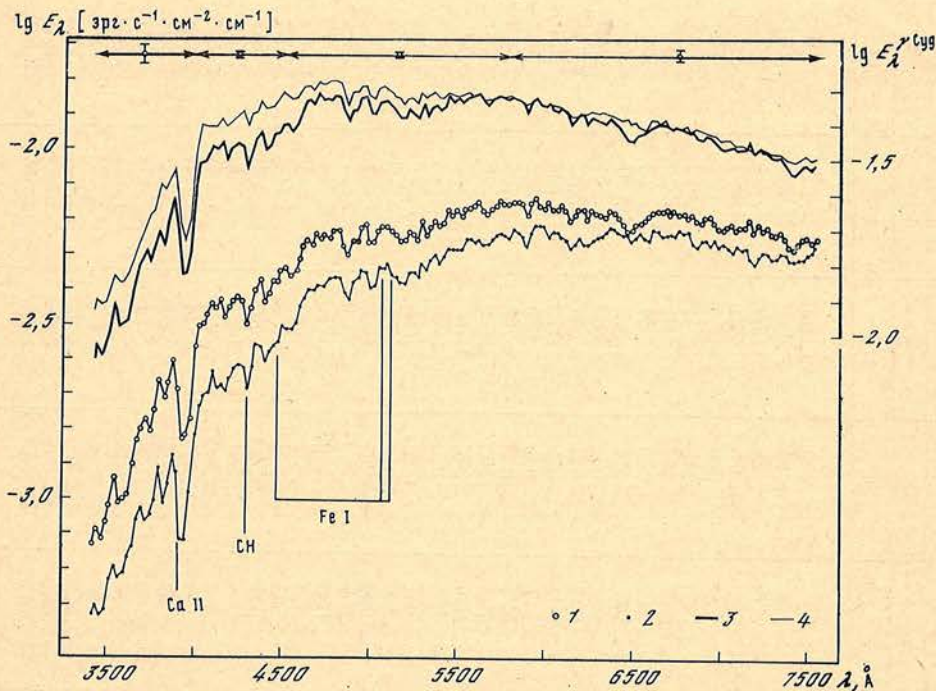


Рис. 6. Распределение энергии в спектре ρ Cas и сопоставление его с данными абсолютной спектрофотометрии для γ Cyg

1 — 19.IX 1974 г.; 2 — 17.XI 1974 г.; 3 — 19.IX 1974 г. с учетом поглощения, $A_V = 0^m,8$; 4 — для γ Cyg, 1977 г.

Таблица 3

Длина волны, Å	15. VII 74	20. VII 74	19. VII 74	23. VII 74	06 X 74	14. X 74	23. X 74	15. XI 74	17. XI 74	05. VIII 76	22. X 77
	V = 4,49	4,55	4,42	4,44	4,45	4,49	4,43	4,65	4,66	4,45	4,36
	B - V = 1,07	1,07	1,05	1,06	1,08	1,10	1,12	1,22	1,22	1,17	1,17
3450	-3,224	-3,185	-3,086	-3,433	-3,193	-3,200	-3,162	-3,358	-3,300	-3,182	-3,152
3475	-3,164	-3,194	-3,115	-3,188	-3,181	-3,246	-3,185	-3,408	-3,329	-3,483	-3,163
3500	-3,300	-3,178	-3,069	-3,106	-3,172	-3,174	-3,174	-3,375	-3,316	-3,280	-3,161
3525	-3,092	-3,078	-3,022	-3,035	-3,074	-3,055	-3,092	-3,244	-3,231	-3,136	-3,061
3550	-3,116	-3,069	-2,940	-2,995	-3,003	-2,978	-3,009	-3,225	-3,192	-3,036	-3,021
3575	-3,037	-3,112	-3,011	-3,012	-3,085	-3,095	-3,108	-3,282	-3,222	-3,074	-3,111
3600	-3,056	-3,121	-3,001	-3,020	-3,040	-3,066	-3,076	-3,230	-3,215	-3,066	-3,104
3625	-3,016	-3,065	-2,989	-2,968	-3,001	-3,017	-3,064	-3,182	-3,166	-3,104	-2,989
3650	-2,967	-2,943	-2,902	-2,901	-2,929	-2,974	-3,004	-3,141	-3,138	-3,104	-2,958
3675	-2,908	-2,936	-2,833	-2,854	-2,856	-2,912	-2,936	-3,070	-3,062	-2,942	-2,917
3700	-2,894	-2,881	-2,773	-2,782	-2,824	-2,869	-2,887	-3,025	-3,026	-2,884	-2,884
3725	-2,902	-2,869	-2,805	-2,820	-2,818	-2,865	-2,920	-3,042	-3,064	-2,919	-2,866
3750	-2,917	-2,823	-2,748	-2,736	-2,832	-2,868	-2,913	-3,004	-3,047	-2,918	-2,880
3800	-2,756	-2,762	-2,660	-2,670	-2,701	-2,794	-2,842	-2,922	-3,005	-2,861	-2,820
3825	-2,839	-2,873	-2,709	-2,733	-2,765	-2,791	-2,777	-2,978	-3,012	-2,884	-2,871
3850	-2,795	-2,818	-2,668	-2,676	-2,708	-2,770	-2,775	-2,936	-2,960	-2,872	-2,822
3875	-2,737	-2,753	-2,605	-2,635	-2,641	-2,698	-2,721	-2,885	-2,875	-2,779	-2,778
3925	-2,820	-2,812	-2,686	-2,699	-2,734	-2,749	-2,794	-2,968	-2,928	-2,839	-2,827
3950	-2,909	-2,994	-2,830	-2,874	-2,911	-2,960	-3,005	-3,140	-3,114	-3,010	-3,105
3975	-2,800	-2,900	-2,819	-2,837	-2,852	-2,955	-2,944	-3,094	-3,118	-3,001	-2,963
4000	-2,613	-2,644	-2,774	-2,764	-2,772	-2,812	-2,823	-3,029	-3,012	-2,952	-2,859
4025	-2,565	-2,551	-2,563	-2,569	-2,574	-2,628	-2,671	-2,804	-2,817	-2,708	-2,566
4050	-2,549	-2,560	-2,497	-2,499	-2,523	-2,605	-2,611	-2,704	-2,733	-2,600	-2,566
4075	-2,498	-2,531	-2,471	-2,496	-2,506	-2,563	-2,607	-2,690	-2,707	-2,594	-2,557
4100	-2,490	-2,509	-2,442	-2,445	-2,479	-2,505	-2,529	-2,638	-2,696	-2,583	-2,538
4125	-2,524	-2,519	-2,451	-2,480	-2,498	-2,520	-2,529	-2,638	-2,633	-2,530	-2,490
4150	-2,497	-2,517	-2,430	-2,452	-2,473	-2,509	-2,545	-2,646	-2,676	-2,574	-2,531
4175	-2,533	-2,538	-2,480	-2,495	-2,519	-2,517	-2,561	-2,688	-2,691	-2,569	-2,529
4200	-2,472	-2,518	-2,449	-2,444	-2,474	-2,506	-2,530	-2,671	-2,653	-2,545	-2,488
4225	-2,466	-2,500	-2,433	-2,453	-2,474	-2,496	-2,544	-2,632	-2,625	-2,526	-2,478
4250	-2,444	-2,479	-2,425	-2,432	-2,462	-2,485	-2,512	-2,611	-2,615	-2,503	-2,460
4275	-2,461	-2,504	-2,432	-2,443	-2,470	-2,495	-2,517	-2,625	-2,621	-2,513	-2,463
4300	-2,515	-2,545	-2,498	-2,515	-2,542	-2,547	-2,591	-2,682	-2,688	-2,560	-2,516

4325	-2,475	-2,495	-2,450	-2,458	-2,493	-2,518	-2,606	-2,619	-2,491	-2,456
4350	-2,441	-2,437	-2,400	-2,447	-2,427	-2,467	-2,556	-2,556	-2,445	-2,413
4375	-2,427	-2,447	-2,378	-2,427	-2,441	-2,471	-2,546	-2,562	-2,465	-2,416
4400	-2,473	-2,501	-2,433	-2,477	-2,489	-2,504	-2,616	-2,603	-2,512	-2,482
4425	-2,427	-2,456	-2,442	-2,449	-2,447	-2,470	-2,588	-2,574	-2,481	-2,434
4450	-2,406	-2,442	-2,377	-2,404	-2,431	-2,464	-2,551	-2,560	-2,450	-2,399
4475	-2,393	-2,406	-2,375	-2,379	-2,392	-2,425	-2,528	-2,551	-2,424	-2,361
4500	-2,364	-2,382	-2,345	-2,361	-2,385	-2,395	-2,484	-2,503	-2,382	-2,342
4525	-2,373	-2,406	-2,340	-2,383	-2,422	-2,420	-2,501	-2,511	-2,392	-2,375
4550	-2,377	-2,441	-2,361	-2,385	-2,443	-2,448	-2,523	-2,511	-2,398	-2,368
4575	-2,365	-2,414	-2,345	-2,371	-2,413	-2,437	-2,496	-2,498	-2,380	-2,362
4600	-2,331	-2,340	-2,311	-2,347	-2,331	-2,365	-2,440	-2,447	-2,356	-2,310
4625	-2,309	-2,342	-2,272	-2,301	-2,321	-2,350	-2,410	-2,422	-2,319	-2,299
4650	-2,308	-2,325	-2,259	-2,290	-2,323	-2,323	-2,397	-2,397	-2,304	-2,263
4675	-2,304	-2,331	-2,270	-2,290	-2,323	-2,318	-2,394	-2,422	-2,305	-2,272
4700	-2,284	-2,307	-2,239	-2,269	-2,284	-2,311	-2,374	-2,388	-2,287	-2,252
4725	-2,281	-2,292	-2,251	-2,271	-2,284	-2,306	-2,364	-2,386	-2,286	-2,256
4750	-2,273	-2,286	-2,245	-2,271	-2,284	-2,306	-2,364	-2,373	-2,277	-2,239
4775	-2,277	-2,291	-2,250	-2,270	-2,282	-2,297	-2,360	-2,363	-2,268	-2,246
4800	-2,272	-2,278	-2,231	-2,254	-2,274	-2,298	-2,351	-2,363	-2,270	-2,240
4825	-2,284	-2,284	-2,230	-2,259	-2,281	-2,302	-2,343	-2,363	-2,274	-2,230
4850	-2,324	-2,333	-2,276	-2,318	-2,333	-2,347	-2,393	-2,365	-2,274	-2,230
4875	-2,326	-2,353	-2,298	-2,318	-2,353	-2,377	-2,422	-2,411	-2,315	-2,271
4900	-2,284	-2,312	-2,261	-2,301	-2,318	-2,337	-2,386	-2,423	-2,317	-2,280
4925	-2,298	-2,295	-2,261	-2,277	-2,291	-2,303	-2,362	-2,374	-2,283	-2,240
4950	-2,249	-2,275	-2,221	-2,285	-2,285	-2,302	-2,381	-2,369	-2,281	-2,248
4975	-2,260	-2,289	-2,224	-2,239	-2,255	-2,269	-2,337	-2,342	-2,240	-2,214
5000	-2,308	-2,310	-2,263	-2,280	-2,299	-2,320	-2,386	-2,346	-2,263	-2,212
5025	-2,245	-2,258	-2,215	-2,274	-2,278	-2,298	-2,378	-2,388	-2,286	-2,243
5050	-2,262	-2,271	-2,232	-2,242	-2,249	-2,270	-2,326	-2,334	-2,273	-2,236
5075	-2,274	-2,274	-2,218	-2,240	-2,258	-2,275	-2,341	-2,333	-2,241	-2,196
5100	-2,247	-2,294	-2,218	-2,239	-2,253	-2,271	-2,329	-2,324	-2,250	-2,190
5125	-2,269	-2,294	-2,231	-2,253	-2,268	-2,306	-2,352	-2,354	-2,265	-2,207
5150	-2,294	-2,311	-2,242	-2,268	-2,291	-2,304	-2,354	-2,361	-2,273	-2,216
5175	-2,287	-2,296	-2,260	-2,278	-2,309	-2,316	-2,367	-2,376	-2,285	-2,216
5200	-2,281	-2,296	-2,257	-2,276	-2,280	-2,293	-2,370	-2,376	-2,285	-2,235
5225	-2,261	-2,284	-2,233	-2,246	-2,261	-2,271	-2,341	-2,349	-2,279	-2,242
5250	-2,268	-2,300	-2,239	-2,251	-2,274	-2,283	-2,341	-2,347	-2,251	-2,208
5275	-2,303	-2,307	-2,257	-2,271	-2,286	-2,302	-2,361	-2,361	-2,272	-2,246
5300	-2,229	-2,269	-2,203	-2,233	-2,245	-2,259	-2,361	-2,361	-2,256	-2,249
5325	-2,254	-2,279	-2,241	-2,247	-2,260	-2,282	-2,334	-2,323	-2,227	-2,192
5350	-2,233	-2,251	-2,217	-2,223	-2,231	-2,243	-2,300	-2,330	-2,241	-2,198
5375	-2,225	-2,238	-2,203	-2,204	-2,231	-2,237	-2,303	-2,310	-2,213	-2,174

Таблица 3 (продолжение)

Длина, волны, Å	15. VII 74	20. VII 74	19. VII 74	23. VII 74	06. X 74	14. X 74	23. X 74	15. XI 74	17. XI 74	05. VIII 76	22. X 77
	V = 4,49	4,55	4,42	4,44	4,45	4,49	4,43	4,45	4,46	4,45	4,36
	B - V = 1,07	1,07	1,05	1,06	1,08	1,10	1,12	1,22	1,22	1,17	1,17
5400	-2,241	-2,273	-2,245	-2,209	-2,229	-2,239	-2,261	-2,313	-2,319	-2,231	-2,192
5425	-2,232	-2,259	-2,206	-2,212	-2,221	-2,238	-2,259	-2,319	-2,304	-2,217	-2,184
5450	-2,210	-2,252	-2,171	-2,190	-2,186	-2,213	-2,213	-2,272	-2,279	-2,185	-2,149
5475	-2,212	-2,230	-2,183	-2,199	-2,194	-2,212	-2,218	-2,288	-2,280	-2,186	-2,166
5500	-2,198	-2,237	-2,172	-2,199	-2,193	-2,231	-2,232	-2,275	-2,281	-2,194	-2,161
5525	-2,230	-2,235	-2,183	-2,202	-2,202	-2,219	-2,242	-2,275	-2,252	-2,196	-2,156
5550	-2,209	-2,198	-2,167	-2,183	-2,188	-2,205	-2,209	-2,249	-2,252	-2,168	-2,145
5575	-2,185	-2,216	-2,162	-2,179	-2,175	-2,195	-2,204	-2,262	-2,251	-2,175	-2,136
5600	-2,189	-2,220	-2,158	-2,167	-2,168	-2,200	-2,206	-2,257	-2,257	-2,183	-2,131
5625	-2,200	-2,214	-2,149	-2,165	-2,172	-2,183	-2,198	-2,247	-2,254	-2,165	-2,127
5650	-2,219	-2,235	-2,170	-2,186	-2,185	-2,195	-2,216	-2,270	-2,265	-2,192	-2,148
5675	-2,215	-2,230	-2,180	-2,189	-2,189	-2,208	-2,227	-2,256	-2,265	-2,176	-2,135
5700	-2,196	-2,198	-2,165	-2,168	-2,173	-2,195	-2,206	-2,257	-2,257	-2,176	-2,147
5725	-2,188	-2,201	-2,155	-2,164	-2,164	-2,186	-2,196	-2,231	-2,242	-2,163	-2,120
5750	-2,184	-2,213	-2,143	-2,160	-2,166	-2,175	-2,199	-2,241	-2,237	-2,157	-2,133
5775	-2,200	-2,238	-2,152	-2,176	-2,172	-2,189	-2,199	-2,237	-2,240	-2,161	-2,135
5800	-2,178	-2,222	-2,146	-2,171	-2,176	-2,190	-2,199	-2,231	-2,247	-2,164	-2,127
5825	-2,169	-2,195	-2,146	-2,156	-2,160	-2,168	-2,196	-2,215	-2,233	-2,156	-2,130
5850	-2,182	-2,200	-2,146	-2,153	-2,174	-2,176	-2,192	-2,226	-2,236	-2,185	-2,143
5875	-2,200	-2,228	-2,153	-2,164	-2,174	-2,190	-2,201	-2,267	-2,271	-2,185	-2,140
5900	-2,185	-2,227	-2,150	-2,156	-2,179	-2,186	-2,198	-2,223	-2,243	-2,162	-2,128
5925	-2,182	-2,204	-2,137	-2,164	-2,170	-2,178	-2,193	-2,215	-2,211	-2,178	-2,115
5950	-2,182	-2,214	-2,157	-2,160	-2,159	-2,174	-2,187	-2,212	-2,212	-2,168	-2,110
6000	-2,190	-2,223	-2,159	-2,169	-2,167	-2,178	-2,186	-2,217	-2,244	-2,162	-2,106
6025	-2,190	-2,208	-2,146	-2,159	-2,174	-2,174	-2,196	-2,224	-2,229	-2,162	-2,143
6050	-2,188	-2,206	-2,165	-2,163	-2,167	-2,178	-2,195	-2,219	-2,230	-2,170	-2,118
6075	-2,179	-2,210	-2,164	-2,164	-2,172	-2,191	-2,206	-2,236	-2,245	-2,183	-2,149
6100	-2,193	-2,208	-2,156	-2,173	-2,189	-2,206	-2,219	-2,258	-2,253	-2,187	-2,163
6125	-2,224	-2,230	-2,170	-2,186	-2,202	-2,214	-2,227	-2,278	-2,278	-2,187	-2,140
6150	-2,228	-2,231	-2,200	-2,212	-2,179	-2,205	-2,220	-2,256	-2,244	-2,161	-2,128
6175	-2,207	-2,227	-2,183	-2,196	-2,179	-2,194	-2,212	-2,244	-2,248	-2,161	-2,136
6200	-2,206	-2,222	-2,169	-2,179	-2,185	-2,208	-2,225	-2,256	-2,265	-2,183	-2,148
6225	-2,251	-2,250	-2,166	-2,189	-2,185	-2,208	-2,225	-2,256	-2,265	-2,183	-2,148
6250	-2,249	-2,233	-2,194	-2,214	-2,198	-2,224	-2,238	-2,268	-2,286	-2,178	-2,134

6275	-2, 227	-2, 172	-2, 253	-2, 249	-2, 221	-2, 212	-2, 193	-2, 200	-2, 172	-2, 226	-2, 227	6275
6300	-2, 221	-2, 170	-2, 248	-2, 245	-2, 229	-2, 213	-2, 185	-2, 203	-2, 178	-2, 223	-2, 221	6300
6325	-2, 219	-2, 158	-2, 243	-2, 237	-2, 216	-2, 197	-2, 183	-2, 187	-2, 181	-2, 224	-2, 219	6325
6350	-2, 222	-2, 166	-2, 232	-2, 225	-2, 205	-2, 198	-2, 197	-2, 195	-2, 185	-2, 223	-2, 222	6350
6375	-2, 186	-2, 165	-2, 219	-2, 220	-2, 218	-2, 213	-2, 191	-2, 177	-2, 170	-2, 234	-2, 186	6375
6400	-2, 203	-2, 172	-2, 223	-2, 221	-2, 195	-2, 195	-2, 169	-2, 172	-2, 190	-2, 201	-2, 203	6400
6425	-2, 215	-2, 163	-2, 234	-2, 228	-2, 219	-2, 208	-2, 184	-2, 212	-2, 190	-2, 218	-2, 215	6425
6450	-2, 225	-2, 177	-2, 237	-2, 233	-2, 248	-2, 236	-2, 196	-2, 207	-2, 209	-2, 242	-2, 226	6450
6475	-2, 192	-2, 174	-2, 236	-2, 235	-2, 239	-2, 230	-2, 203	-2, 204	-2, 226	-2, 246	-2, 226	6475
6500	-2, 230	-2, 154	-2, 255	-2, 250	-2, 272	-2, 266	-2, 220	-2, 226	-2, 220	-2, 241	-2, 226	6500
6525	-2, 198	-2, 168	-2, 246	-2, 246	-2, 238	-2, 232	-2, 194	-2, 215	-2, 212	-2, 231	-2, 212	6525
6550	-2, 198	-2, 168	-2, 235	-2, 235	-2, 244	-2, 236	-2, 209	-2, 206	-2, 207	-2, 243	-2, 207	6550
6575	-2, 240	-2, 160	-2, 246	-2, 246	-2, 230	-2, 229	-2, 207	-2, 222	-2, 207	-2, 222	-2, 199	6575
6600	-2, 202	-2, 159	-2, 251	-2, 246	-2, 217	-2, 218	-2, 190	-2, 210	-2, 190	-2, 222	-2, 199	6600
6625	-2, 197	-2, 150	-2, 224	-2, 224	-2, 211	-2, 198	-2, 193	-2, 195	-2, 188	-2, 223	-2, 177	6625
6650	-2, 219	-2, 149	-2, 225	-2, 239	-2, 218	-2, 195	-2, 180	-2, 185	-2, 172	-2, 223	-2, 177	6650
6675	-2, 200	-2, 161	-2, 225	-2, 225	-2, 202	-2, 202	-2, 189	-2, 191	-2, 160	-2, 220	-2, 160	6675
6700	-2, 193	-2, 160	-2, 239	-2, 242	-2, 211	-2, 200	-2, 187	-2, 194	-2, 169	-2, 217	-2, 169	6700
6725	-2, 202	-2, 161	-2, 246	-2, 246	-2, 223	-2, 203	-2, 191	-2, 192	-2, 177	-2, 218	-2, 177	6725
6750	-2, 205	-2, 156	-2, 252	-2, 231	-2, 230	-2, 200	-2, 195	-2, 213	-2, 176	-2, 206	-2, 176	6750
6775	-2, 225	-2, 161	-2, 239	-2, 228	-2, 220	-2, 206	-2, 201	-2, 201	-2, 176	-2, 198	-2, 176	6775
6800	-2, 215	-2, 161	-2, 240	-2, 230	-2, 210	-2, 204	-2, 194	-2, 203	-2, 178	-2, 229	-2, 178	6800
6825	-2, 202	-2, 167	-2, 229	-2, 229	-2, 200	-2, 197	-2, 185	-2, 175	-2, 184	-2, 199	-2, 178	6825
6850	-2, 214	-2, 146	-2, 269	-2, 223	-2, 214	-2, 200	-2, 197	-2, 181	-2, 181	-2, 214	-2, 181	6850
6875	-2, 242	-2, 161	-2, 271	-2, 257	-2, 229	-2, 227	-2, 206	-2, 204	-2, 199	-2, 224	-2, 199	6875
6900	-2, 218	-2, 164	-2, 254	-2, 254	-2, 247	-2, 246	-2, 201	-2, 197	-2, 201	-2, 224	-2, 201	6900
6925	-2, 204	-2, 170	-2, 254	-2, 239	-2, 229	-2, 211	-2, 212	-2, 199	-2, 188	-2, 232	-2, 188	6925
6950	-2, 234	-2, 128	-2, 266	-2, 253	-2, 229	-2, 219	-2, 206	-2, 208	-2, 189	-2, 234	-2, 189	6950
6975	-2, 243	-2, 116	-2, 253	-2, 237	-2, 236	-2, 221	-2, 215	-2, 206	-2, 206	-2, 229	-2, 206	6975
7000	-2, 243	-2, 116	-2, 253	-2, 237	-2, 236	-2, 221	-2, 215	-2, 206	-2, 206	-2, 229	-2, 206	7000
7025	-2, 239	-2, 178	-2, 253	-2, 237	-2, 236	-2, 221	-2, 215	-2, 206	-2, 206	-2, 229	-2, 206	7025
7050	-2, 240	-2, 182	-2, 264	-2, 260	-2, 241	-2, 232	-2, 238	-2, 235	-2, 219	-2, 239	-2, 219	7050
7075	-2, 246	-2, 184	-2, 275	-2, 264	-2, 243	-2, 239	-2, 221	-2, 217	-2, 221	-2, 262	-2, 221	7075
7100	-2, 223	-2, 173	-2, 284	-2, 266	-2, 247	-2, 243	-2, 230	-2, 234	-2, 214	-2, 249	-2, 214	7100
7125	-2, 218	-2, 181	-2, 268	-2, 240	-2, 234	-2, 235	-2, 207	-2, 214	-2, 219	-2, 239	-2, 219	7125
7150	-2, 222	-2, 202	-2, 271	-2, 266	-2, 230	-2, 233	-2, 220	-2, 220	-2, 216	-2, 217	-2, 216	7150
7175	-2, 240	-2, 180	-2, 275	-2, 270	-2, 212	-2, 220	-2, 223	-2, 235	-2, 216	-2, 248	-2, 216	7175
7200	-2, 233	-2, 163	-2, 305	-2, 281	-2, 241	-2, 231	-2, 215	-2, 248	-2, 193	-2, 291	-2, 193	7200
7225	-2, 227	-2, 195	-2, 320	-2, 281	-2, 260	-2, 250	-2, 221	-2, 240	-2, 226	-2, 259	-2, 226	7225
7250	-2, 260	-2, 184	-2, 286	-2, 267	-2, 260	-2, 250	-2, 210	-2, 221	-2, 210	-2, 227	-2, 210	7250
7275	-2, 283	-2, 190	-2, 286	-2, 272	-2, 264	-2, 260	-2, 230	-2, 227	-2, 220	-2, 260	-2, 220	7275
7300	-2, 265	-2, 205	-2, 304	-2, 271	-2, 265	-2, 260	-2, 237	-2, 230	-2, 220	-2, 267	-2, 220	7300
7325	-2, 268	-2, 194	-2, 302	-2, 283	-2, 282	-2, 250	-2, 240	-2, 234	-2, 234	-2, 269	-2, 234	7325

Таблица 3 (окончание)

Длина волны, Å	15.VII 74	20.VII 74	19.VII 74	23.VII 74	06.X 74	14.X 74	23.X 74	15.XI 74	17.XI 74	05.VIII 76	22.X 77
	V = 4,49 B - V = 1,07	4,55 1,07	4,42 1,05	4,44 1,06	4,45 1,08	4,49 1,10	4,43 1,12	4,65 1,22	4,66 1,22	4,45 1,17	4,36 1,17
7350	-2,261	-2,254	-2,230	-2,242	-2,250	-2,254	-2,270	-2,271	-2,287	-2,190	-2,144
7375	-2,253	-2,256	-2,246	-2,280	-2,260	-2,260	-2,282	-2,280	-2,290	-2,196	-2,159
7400	-2,274	-2,273	-2,271	-2,262	-2,270	-2,252	-2,274	-2,304	-2,308	-2,244	-2,168
7425	-2,313	-2,278	-2,277	-2,269	-2,249	-2,254	-2,274	-2,306	-2,308	-2,219	-2,201
7450	-2,270	-2,275	-2,263	-2,258	-2,252	-2,262	-2,293	-2,303	-2,306	-2,220	-2,176
7475	-2,260	-2,269	-2,247	-2,255	-2,259	-2,267	-2,294	-2,286	-2,306	-2,226	-2,162
7500	-2,295	-2,270	-2,244	-2,246	-2,250	-2,264	-2,273	-2,298	-2,291	-2,195	-2,143
7525	-2,271	-2,260	-2,253	-2,251	-2,233	-2,259	-2,280	-2,297	-2,286	-2,209	-2,148
7550	-2,248	-2,249	-2,243	-2,232	-2,234	-2,279	-2,278	-2,267	-2,269	-2,194	-2,162
σ_1	0,020	0,025	0,025	0,026	0,030	0,030	0,030	0,035	0,035	0,028	0,030
σ_2	0,009	0,010	0,020	0,017	0,015	0,021	0,020	0,022	0,026	0,020	0,018
σ_3	0,008	0,008	0,007	0,009	0,007	0,007	0,007	0,007	0,008	0,008	0,007
σ_4	0,016	0,016	0,015	0,014	0,012	0,011	0,012	0,010	0,011	0,020	0,015

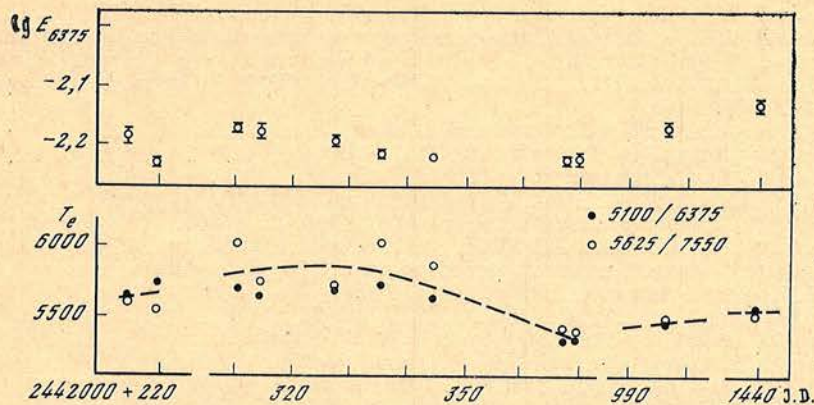


Рис. 7. Кривая блеска и изменение температуры ρ Cas в течение наблюдательного периода 1974—1977 гг.

ределение энергии внести поправку за межзвездное поглощение, соответствующее $A_V = 0^m,8$. Таким образом, учитывая полученную выше оценку $A_V = 0^m,15$ для γ Cyg, находим для ρ Cas: $A_V = 0^m,95$. Это значение не противоречит оценке Шмидт-Калера [31], предположившего принадлежность звезды к скоплению NGC 7789, для которого $E_{B-V} = 0^m,28$ ($A_V = 0^m,84$).

Спектрофотометрические данные для ρ Cas и сверхгигантов постоянного блеска позволяют оценить пределы изменения температуры звезды в течение наблюдательного периода. На рис. 7 в верхней части приведена кривая блеска ρ Cas в красных лучах ($\lambda 6375 \text{ \AA}$), в нижней части рисунка указаны значения T_e , полученные из сравнения показателей цвета $lg \frac{E_{5100}}{E_{6375}}$ и $lg \frac{E_{5625}}{E_{7550}}$, исправленных за межзвездное поглощение, для ρ Cas и постоянных сверхгигантов. Видно, что температура звезды изменилась примерно на 400 K и к настоящему времени, по-видимому, несколько возрастает. Поскольку ρ Cas имеет более высокую светимость, чем звезды, с которыми проводится сопоставление, нуль-пункт шкалы температур на рис. 7 должен быть несколько смещен вверх, однако кривая изменения температуры останется приблизительно такой же.

Используя данные рис. 7, можно оценить изменение «фотометрического» радиуса. В 1974 г., с сентября по ноябрь, радиус звезды увеличился на 8%. В 1977 г. по сравнению с сентябрем 1974 г. увеличение радиуса составило 20%, что соответствует $\Delta lg g = 0,16$.

Таким образом, абсолютные спектрофотометрические наблюдения сверхгигантов позволяют при возможно более тщательном учете межзвездного поглощения получить сведения об эффективных температурах и светимостях звезд, для пекулярного сверхгиганта ρ Cas получены оценка величины межзвездного поглощения, пределы изменения температуры и радиуса в 1974—1977 гг.

Автор глубоко благодарен А. А. Боярчуку, В. Б. Никонову, П. П. Добронравину и Л. С. Любимкову за полезные советы и ценные замечания, Б. А. Бурнашевой, Г. Е. Лактионовой и Н. Н. Петровой за помощь в наблюдениях и обработке данных.

Декабрь 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. Каминко Л. А., Корепанов В. С., Новопашенный В. Б. и др. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, с. 162.
2. Кульчицкий А. В. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, с. 170.
3. Бурнашев В. И., Петров П. П. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, с. 176.
4. Никонов В. Б. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 54, с. 3.

5. *Бурнашев В. И.*— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, с. 57.
6. *Тереженко В. М., Харитоноов А. В.*— Труды астрофиз. ин-та АН КазССР, 1972, 21, с. 3.
7. *Catalogue of Bright Stars / Ed. D. Hoffleit.* 3-d Ed. New Haven. Connecticut, 1964.
8. *Johnson H. L., Mitchell R. J., Jriarte B., Wisniewski W. Z.*— Comm. Lunar and Planet. Lab., 1966, N 63.
9. *Parsons J. B.*— Astrophys. J. Suppl., 1969, 18, N 159.
10. *Michalas D.*— Astrophys. J. Suppl., 1965, 9, N 92.
11. *Страйжис В.* Бюл. Вильнюс. obs., 1964, № 11, с. 11.
12. *Bigay J. H., Garnier R.*— Astron. Astrophys. Suppl., 1970, 1, N 1, p. 15.
13. *Метик Л. П.*— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, с. 386.
14. *Колесник Л. Н.*— Изв. ГАО АН УССР, 1961, 4, вып. 1, с. 55.
15. *Копылов И. М.*— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 23, с. 148.
16. *Milford N.*— Ann. Astrophys., 1950, 13, p. 243.
17. *Taffara S.*— Mem. Soc. Astron. Ital., 1966, 37, N 2, p. 401.
18. *Heckman O., Lübeck K.*— Zs. Astrophys., 1958, 45, S. 243.
19. *Родригес М. Г.*— Астрофизика, 1969, 5, вып. 2, с. 269.
20. *Fitzgerald M. P.*— Astron. J., 1968, 73, N 10, p. 983.
21. *Alcaino G.*— Publ. Astron. Soc. Pacif., 1977, 89, N 530, p. 491.
22. *Боярчук А. А., Боярчук М. Е.* Частное сообщение.
23. *Hassenstein W.*— Astron. Nachr., 1934, 253, S. 457.
24. *Beardsley W. R.*— Astrophys. J. Suppl., 1961, 5, N 50, p. 381.
25. *Бродская Э. С.*— Астрон. ж., 1966, 43, с. 232.
26. *Fernie J. D., Sherwood V., DuPuy D. L.*— Astrophys. J., 1972, 172, N 2, p. 383.
27. *Landolt A. U.*— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1968, 80, N 474, p. 318.
28. *Рауне-Гапошкин С., Мауэлл М. В.*— Bull. Harv. Colledge obs., 1946, N 918, p. 11.
29. *Joshi S. C., Ratuela B. S.*— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1978, 183, p. 55.
30. *Ажусенис А., Страйжис В.*— Астрон. ж., 1969, 46, № 2, с. 402.
31. *Schmidt-Kaler T.*— Zs. Astrophys., 1961, 53, S. 1.

УДК 524.33+524.352

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ R СЕВЕРНОЙ КОРОНЫ
ВО ВРЕМЯ ЕЕ МИНИМУМА В 1977 г.

Ю. С. Ефимов

Проведены поляризационные и фотометрические наблюдения R CrB во время ее минимума 1977 г. в пяти участках спектра. Обнаружена сильная (до 14%) и меняющаяся в ходе минимума линейная поляризация излучения звезды при практически постоянной ориентации плоскости поляризации. Изучено изменение зависимости степени поляризации от длины волны в ходе минимума. Показано, что с ростом поляризации ее зависимость от длины волны все более отклоняется от линейной, а максимум степени поляризации смещается в более длинноволновую сторону по сравнению с его положением при увеличении яркости звезды. Найдена четкая корреляция между изменениями блеска звезды и степени поляризации: при повышении блеска степень поляризации падает, цвет звезды становится более красным, и наоборот. При поярчании звезды преобладает рассеяние света на частицах с размером около 0,07 мкм, при ослаблении света — на частицах более крупного размера ($\sim 0,10$ мкм).

POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF R CORONAE BOREALIS DURING ITS MINIMUM IN 1977, by Yu. S. Efimov.— The photometry and polarimetry of R CrB in five spectral bands during its light minimum in 1977 was made. An extremely large (up to 14%) and variable linear polarization with a practically constant position angle was found. The variations of the wavelength dependence of polarization was studied. It is shown that the wavelength dependence of polarization becomes steeper when the degree of polarization is risen. The polarization maximum shifts to the longer wavelength in comparison to its position during increasing star light time interval. Strong correlation between light and polarization variations was found: the polarization is declined when the star becomes brighter and visa versa. A light scattering by small particles (~ 0.07 mcm) dominates when the star brightness increases and the particles become larger (~ 0.10 mcm) when the brightness decreases.

Поляризационные наблюдения R CrB во время ее предыдущих минимумов позволили существенно уточнить картину явлений, ответственных за «феномен R CrB» [1]. В то же время стало ясно, что, несмотря на многие сходные черты, каждый минимум имеет свои индивидуальные особенности, выражающиеся в различии формы, глубины, продолжительности, поведения показателей цвета, параметров поляризации и их взаимосвязи и т. п. Особенно ценны наблюдения, сделанные во время наиболее глубоких минимумов, когда звезда доступна для наблюдений только на больших телескопах. Поведение звезды на «дне» этих минимумов из-за недостаточного числа наблюдений изучено плохо. Поэтому, когда в 1977 г. начался очередной минимум, в Крымской астрофизической обсерватории были начаты регулярные поляризационные наблюдения R CrB, продолжавшиеся до выхода ее из минимума в конце 1977 — начале 1978 г. Этот минимум оказался одним из наиболее глубоких (амплитуда изменения блеска более 7^m) и продолжительных (более года). Ниже приводятся результаты наблюдений линейной поляризации излучения R CrB в оптической области спектра, выполненные в Крымской астрофизической обсерватории с 12. III 1977 г. по 10. III 1978 г.

Дата, J. D.	Фильтр	n_x , имп/с	p , %	σ_{0p}	θ , град	$\sigma_{0\theta}$	Примечание
12.III 1977 г., (10 ^m , 6:)							
2443215, 587	U	2530	1,68	0,13	35,1	2,2	Ясно
, 596	B	11049	2,10	0,09	37,1	1,2	
, 602	V	19281	1,65	0,06	33,7	1,1	
, 609	O	11392	1,46	0,08	36,6	1,7	
, 618	R	4135	1,18	0,10	33,6	2,4	
13.III 1977 г., (10 ^m , 6:)							
2443216, 560	U	2761	1,85	0,12	32,3	1,9	Ясно
, 568	B	10758	2,52	0,07	33,5	0,8	
, 575	V	17133	2,15	0,07	33,6	0,9	
, 583	R	3654	1,47	0,11	35,7	2,1	
21.III 1977 г., (11 ^m , 4:)							
2443224, 514	B	897:	3,82	0,16	30,3	1,2	Облака
, 533	V	1881:	3,36	0,14	30,8	1,2	
, 548	O	1335:	2,76	0,16	29,9	1,7	
25.III 1977 г., (11 ^m , 6:)							
2443228, 558	U	896	3,46	0,18	28,3	1,5	Ясно
, 571	B	3761	4,79	0,10	30,2	0,6	
, 579	V	6610	3,70	0,11	30,1	0,9	
, 587	R	1614	2,33	0,16	35,2	2,0	
26.III 1977 г., (11 ^m , 7:)							
2443229, 540	U	1052	3,67	0,17	25,5	1,3	Ясно
, 574	B	4177	5,19	0,10	29,3	0,6	
, 582	V	7323	4,16	0,11	31,2	0,7	
, 565	O	4738	3,05	0,11	29,1	1,0	
, 554	R	1806	2,55	0,13	32,7	1,4	
27.III 1977 г., (11 ^m , 7:)							
2443230, 525	U	1048	4,02	0,18	29,2	1,3	Ясно
, 537	B	4139	5,37	0,10	29,1	0,5	
, 546	V	7183	4,31	0,11	29,1	0,7	
, 568	O	4620	3,22	0,10	32,5	0,8	
, 556	R	1765	2,42	0,13	31,2	1,5	
15.IV 1977 г.							
2443249, 527	U	449:	6,44	0,22	29,4	1,0	Ясно Рассвет
, 559	B	2023:	9,00	0,15	29,2	0,5	
, 570	V	4133:	6,63	0,12	29,9	0,5	
, 545	R	1198:	4,15	0,15	29,1	1,0	
14.V 1977 г.							
2443278, 466	U	347	7,55	0,30	35,6	1,2	Ясно
, 496	B	1312	11,66	0,18	33,9	0,4	
, 517	V	1476	13,35	0,19	34,4	0,4	
, 506	O	898	12,79	0,24	33,4	0,5	
, 482	R	331	11,89	0,31	34,1	0,8	
15.V 1977 г.							
2443279, 383	U	326	7,94	0,35	33,7	1,3	Ясно
, 354	B	1253	12,11	0,20	34,7	0,5	
, 344	V	1744	13,12	0,17	33,9	0,4	
, 367	R	327	11,28	0,32	32,5	0,8	

Т а б л и ц а (продолжение)

Дата, J. D.	Фильтр	n_* , имп/с	p , %	σ_{0p}	θ , град	σ_{θ}	Примечание
16. V 1977 г.							
2443280, 413	<i>B</i>	942:	12,12	0,19	35,0	0,4	Облака
, 385	<i>V</i>	342:	14,06	0,60	35,9	1,2	
, 433	<i>O</i>	519:	12,61	0,28	33,6	0,6	
18. V 1977 г.							
2443282, 455	<i>U</i>	204	8,30	0,41	35,9	1,4	Ясно
, 482	<i>B</i>	987	12,33	0,23	34,2	0,5	
, 471	<i>V</i>	1513	13,66	0,19	34,2	0,4	
, 497	<i>R</i>	200	10,77	0,43	33,2	1,2	
19. V 1977 г.							
2443283, 367	<i>U</i>	247	7,96	0,38	35,3	1,4	Ясно
, 353	<i>B</i>	1044	12,47	0,21	33,6	0,5	
, 308	<i>V</i>	1497	13,98	0,18	33,2	0,4	
, 297	<i>O</i>	832	12,55	0,20	32,2	0,4	
, 383	<i>R</i>	283	10,85	0,37	31,6	1,0	
6. VI 1977 г.							
2443301, 367	<i>B</i>	500:	9,68	0,32	31,2	0,9	Облака
, 356	<i>V</i>	439:	9,23	0,42	30,5	1,3	
7. VI 1977 г.							
2443302, 360	<i>U</i>	144	6,67	0,51	27,8	2,2	Ясно
, 376	<i>B</i>	690	9,27	0,26	30,5	0,8	
, 389	<i>V</i>	1398	8,92	0,18	31,4	0,6	
, 344	<i>O</i>	910	7,41	0,22	32,1	0,9	
, 290	<i>R</i>	365	5,87	0,35	32,8	1,7	
8. VI 1977 г.							
2443303, 352	<i>U</i>	159	5,79	0,47	25,4	2,3	Ясно
, 377	<i>B</i>	778	8,96	0,26	33,4	0,8	
, 388	<i>V</i>	1507	9,20	0,19	30,2	0,6	
, 367	<i>O</i>	968	8,03	0,23	29,4	0,8	
, 337	<i>R</i>	380	6,19	0,35	30,7	1,6	
21. VI 1977 г.							
2443316, 345	<i>U</i>	245	6,66	0,38	34,2	1,7	Ясно
, 360	<i>B</i>	1529	7,60	0,16	35,2	0,6	
, 369	<i>V</i>	3471	5,59	0,13	37,2	0,7	
, 379	<i>O</i>	2325	4,11	0,14	38,2	1,0	
, 394	<i>R</i>	845	3,43	0,23	30,2	1,9	
14. VII 1977 г.							
2443339, 335	<i>U</i>	267	6,63	0,37	29,9	1,6	Ясно
, 358	<i>B</i>	1625	7,17	0,20	33,0	0,8	
, 365	<i>V</i>	3582	4,82	0,16	38,4	0,9	
, 373	<i>O</i>	2380	3,92	0,16	39,5	1,2	
, 349	<i>R</i>	932	2,90	0,24	34,8	2,4	
16. VII 1977 г.							
2443341, 331	<i>U</i>	243	7,39	0,38	32,0	1,5	Ясно
, 343	<i>B</i>	1482	7,04	0,19	33,6	0,8	
, 351	<i>V</i>	3156	5,39	0,16	37,8	0,8	
, 318	<i>R</i>	778	2,86	0,25	45,8	2,5	

Таблица (окончание)

Дата J. D.	Фильтр	n_* , имп/с	p , %	σ_{0p}	θ , град	$\sigma_{\theta\theta}$	Примечание
17.VII 1977 г.							
2443342, 325	U	226	7,15	0,41	31,5	1,6	Ясно
, 336	B	1263	7,60	0,22	32,8	0,8	
, 350	V	2570	5,68	0,18	37,4	0,9	
, 312	R	656	3,41	0,27	43,8	2,3	
22.VIII 1977 г.							
2443378, 312	U	126	4,88	0,62	25,6	3,7	Ясно
, 339	B	556	8,48	0,35	29,9	1,2	Низко
23.VIII 1977 г.							
2443379, 309	U	159	7,42	0,64	26,6	2,4	Ясно
, 331	B	765	8,75	0,37	23,4	1,2	Низко
, 345	V	1165	9,33	0,34	32,5	1,0	
, 281	R	219	8,06	0,46	31,1	1,6	
18.IX 1977 г.							
2443405, 254	U	124	5,59	0,46	21,5	2,3	Ясно
, 296	B	659	7,56	0,26	24,9	1,0	Низко
, 310	V	1170	6,95	0,23	29,5	1,0	
, 278	R	347	4,43	0,34	31,8	2,2	
18.XII 1977 г.							
2443496, 621	U	6303	0,18	0,08	100,2	13,0	Ясно
, 629	B	75264	0,27	0,05	110,8	4,9	Низко
, 632	V	178716	0,23	0,04	95,4	5,5	
, 638	O	119247	0,20	0,04	88,7	5,1	
, 642	R	42554	0,23	0,04	66,8	4,5	
10.III 1978 г.							
2443578, 562	U	24592	0,10	0,04	136,3	11,6	Ясно
, 588	B	167251	0,14	0,03	90,4	6,6	
, 575	V	348380	0,12	0,04	102,7	9,1	
, 581	O	202033	0,17	0,04	110,8	7,0	
, 569	R	94986	0,13	0,03	105,6	7,3	

Наблюдения

Все наши наблюдения R CrV проводились на поляриметре Крымской астрофизической обсерватории [2, 3], установленном в кассегреневском фокусе 2,6-м телескопа ЗТШ. Измерения проводились в пяти участках спектра, выделяемых стеклянными фильтрами *U*, *B*, *V*, *O*, *R* с эффективными длинами волн $\lambda_{эф}$ 0,363; 0,433; 0,545; 0,620; 0,745 мкм. Кривые реакции даны в [2, 4]. Для ослабления блеска иногда применялись нейтральные светофильтры. Обычно использовалась диафрагма 10". Результаты наблюдений собраны в таблице, в столбцах которой указаны: календарная и юлианская дата наблюдения, обозначение фильтра, яркость звезды m_V по различным данным, средняя скорость счета при наблюдении звезды n_* , исправленная за поглощение нейтральными фильтрами, степень поляризации p и ее среднеквадратичная ошибка σ_{0p} , определенная по статистике счета импульсов [3], позиционный угол плоскости поляризации θ в экваториальной системе отсчета и его среднеквадратичная ошибка $\sigma_{\theta\theta} = 28^\circ,6 \frac{\sigma_{0p}}{p}$ [4]. В последнем столбце таблицы содержится информация об условиях наблюдений звезды в каждую ночь. Оценки блеска звезды в фильтре *V*, взятые из разных источников, даны в скобках после даты. Двоеточием отмечены неуверенные значения ско-

ростей счета, полученные в ночи с неустойчивой прозрачностью. Так как степень поляризации излучения звезды в большинстве случаев намного превышала малую величину межзвездной поляризации, определенную в [5], то исправление за межзвездную поляризацию не производилось.

Анализ наблюдений

Фотометрия. Опубликованные к настоящему времени немногочисленные оценки блеска и цвета звезды не охватывают середины минимума. Поэтому для анализа фотометрического поведения звезды во время минимального блеска мы вынуждены использовать оценки ее яркости в разных фильтрах, полученные во время поляризационных наблюдений. Так как в нашу задачу не входило получение точных фотометрических оценок блеска и цвета, то наблюдения проводились без использования звезды сравнения. Тем не менее данные о скоростях счета из таблицы позволяют проследить изменения блеска и цветов звезды в ходе минимума (рис. 1). При построении рис. 1 использовались только результаты наблюдений, полученных в ночи с хорошей и устойчивой прозрачностью, без приведения к одной воздушной массе. Приближенный переход от нашей инструментальной системы ubv к стандартной UBV может быть осуществлен по соотношениям

$$V = 21,19 - 2,5 \lg n_{*v},$$

$$U - B = -1,63 + 0,805 (u - b),$$

$$B - V = 0,2 + (b - v),$$

полученным по наблюдениям звезд с известными яркостями и цветами.

Наши наблюдения вместе с любезно предоставленными в наше распоряжение наблюдениями А. Э. Розенбуша и В. И. Шенаврина позволили достаточно подробно проследить изменения блеска, цветов и поляризации света звезды во время ее минимума 1977 г. (рис. 1). Как видно из рисунка, цвета звезды во время минимума менялись довольно сложно. Общее поведение цветов подобно известному по предыдущим минимумам. Особенностью данного минимума является поярчение звезды примерно на 1^m вблизи середины минимума, которое сопровождалось покраснением звезды и снижением степени поляризации ее излучения (рис. 1, 2). Подобное поярчение отмечалось ранее у R CrB во время минимума 1972 г. и в 1967 г. у RY Sgr — звезды, относящейся к типу R CrB [1]. Из рис. 2 видно, что между изменениями блеска и поляризации во всех фильтрах имеется четкая антикорреляция.

Согласно современным представлениям падение блеска звезды и появление линейной поляризации ее излучения связано с образованием в атмосфере звезды пылевых облаков из графитовых частиц типа хлопьев [1]. При расщеплении этой пыли блеск звезды возвращается к своему нормальному значению $5^m,9$, а степень поляризации падает практически до нуля. В состоянии максимального блеска поляризация излучения звезды имеет в основном межзвездное происхождение. Естественно считать, что уменьшение поляризации вблизи середины минимума (J. D. 2443316—2443340) и одновременное увеличение яркости звезды во всех фильтрах (см. рис. 2) связано с кратковременным просветлением запыленной атмосферы звезды. К сожалению, отсутствие спектральных данных не позволяет подробнее исследовать эту часть минимума.

Поляриметрия. Отличительными особенностями минимума 1977 г., кроме отмеченной выше антикорреляции изменений блеска и поляризации, являются: 1) необычно высокая, не наблюдавшаяся ранее степень поляризации излучения R CrB во всех фильтрах, достигающая 14% в фильтре V , и 2) сохранение одинаковой во всех фильтрах ориентации плоскости поляризации независимо от изменений величины степени поляризации со временем (рис. 3) до выхода звезды из минимума. При поярчении звезды вблизи середины минимума произошел небольшой «сбой» плоскости поляризации, после чего она вновь вернулась к прежнему (или близкому к нему) положению. Обра-

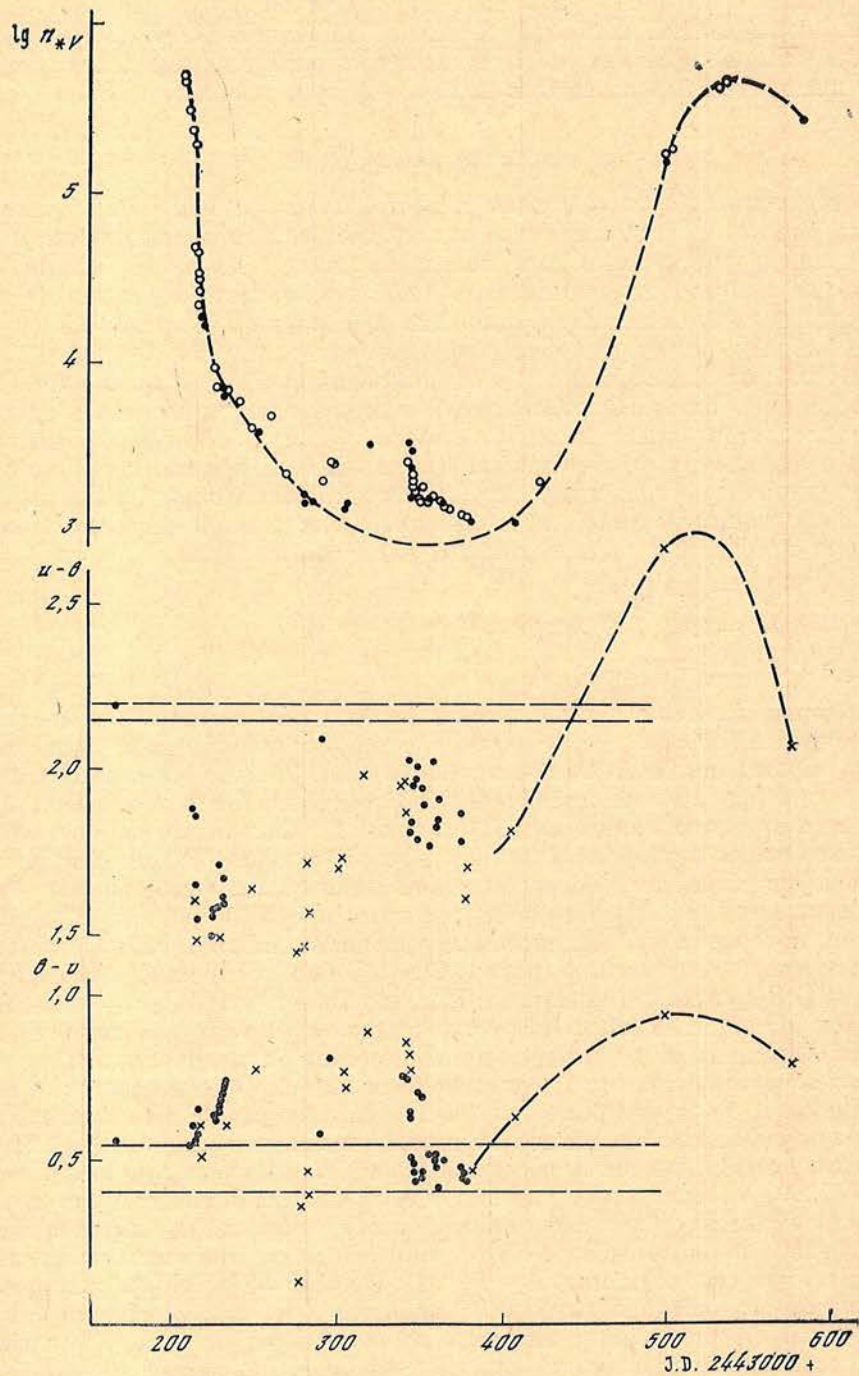


Рис. 1. Изменение яркости и цветов R CrB во время минимума 1977 г.

В верхней части рисунка показано изменение логарифма скорости счета импульсов $\lg n_{*V}$ при наблюдении звезды в фильтре V : темные кружки — по нашим наблюдениям, светлые — по данным А. Э. Розенбуша, В. И. Шенаврина и из различных циркуляров МАС. В средней и нижней частях рисунка показано изменение цветов $u-b$, $b-v$ в инструментальной системе: крестики — по нашим наблюдениям, точки — по наблюдениям А. Э. Розенбуша и В. И. Шенаврина, переведенным в нашу инструментальную систему по формулам, приведенным в тексте статьи. Горизонтальными черточками отмечены области, в пределах которых находятся цвета звезды во время ее максимального блеска

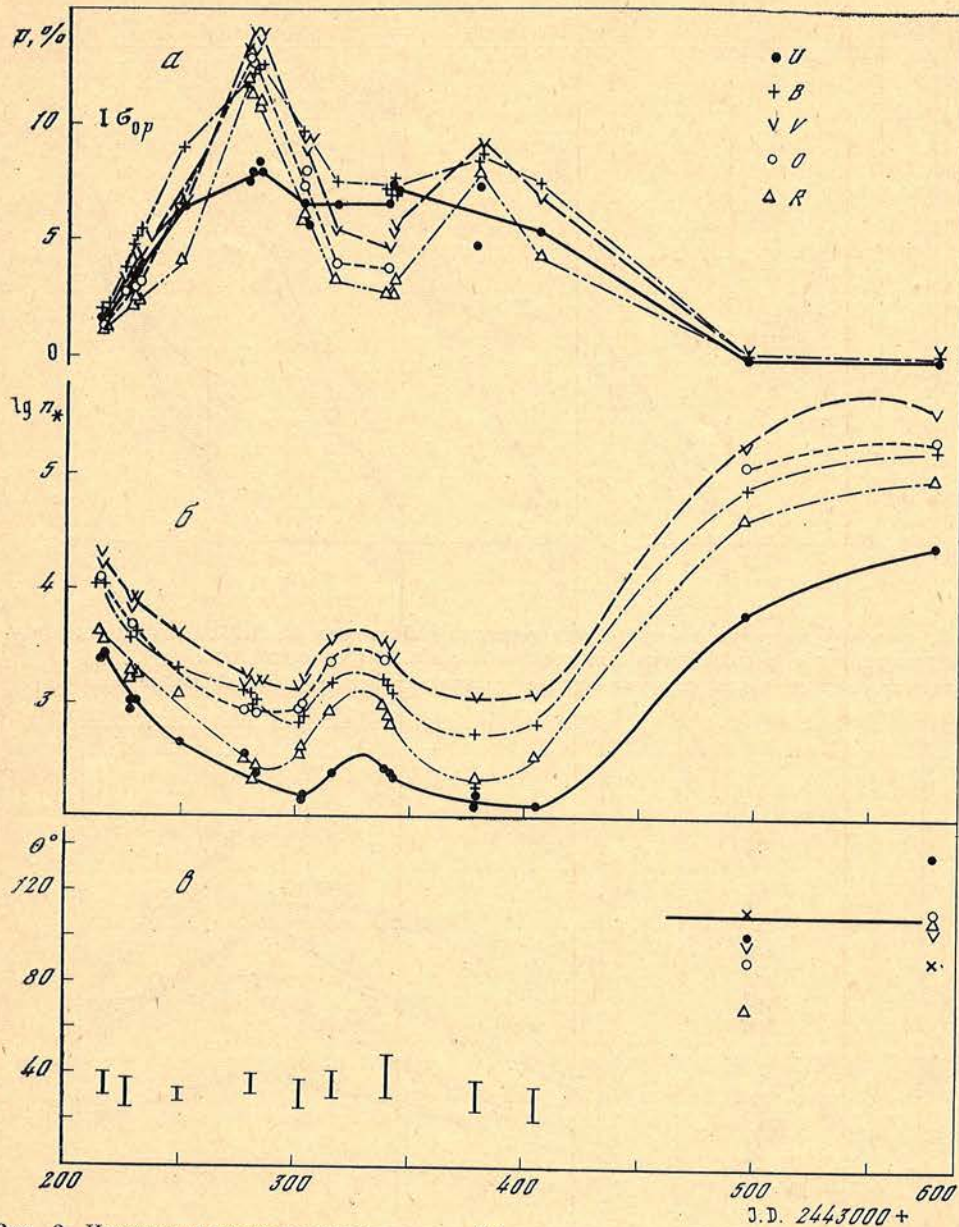


Рис. 2. Изменение степени поляризации p (а), яркости звезды $\lg n_*$ в фильтрах U, B, V, O, R — логарифмы скорости счета (б) и позиционного угла плоскости поляризации θ в тех же фильтрах со временем (в)

Вертикальной черточкой на рис. 2, а показана типичная величина среднеквадратичной ошибки. Горизонтальной черточкой на рис. 2, в показано положение плоскости межзвездной поляризации в окрестности $R\ CrB$.

пает на себя внимание отсутствие связи между изменениями величины степени поляризации и положением плоскости поляризации в ходе минимума (рис. 4).

Из сравнения ориентаций плоскости поляризации во время предыдущих минимумов (см. рис. 4) следует, что в 1977 г. в атмосфере звезды существовало устойчивое, чем-то выделенное направление, определяющее ориентацию плоскости поляризации во время минимума блеска.

Дополнительную информацию о поляризующих свет частицах дает изучение вида зависимости степени поляризации от длины волны p_λ и его из-

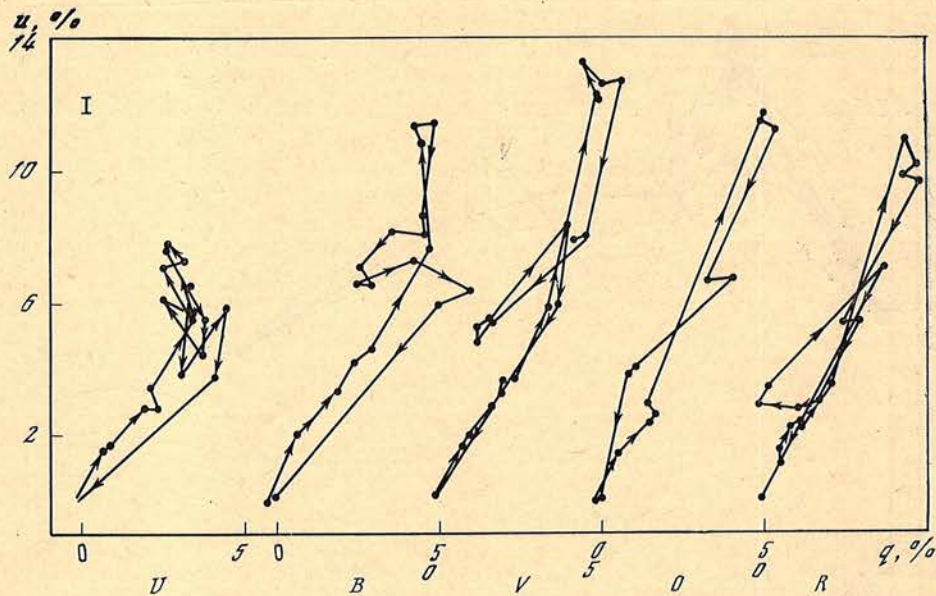


Рис. 3. Фазовые диаграммы вектора поляризации в фильтрах U, B, V, O, R на плоскости параметров $q = p \cos 2\theta$ (ось абсцисс), $u = p \sin 2\theta$ (ось ординат). В верхнем левом углу рисунка показана типичная величина среднеквадратичной ошибки σ_{op} .

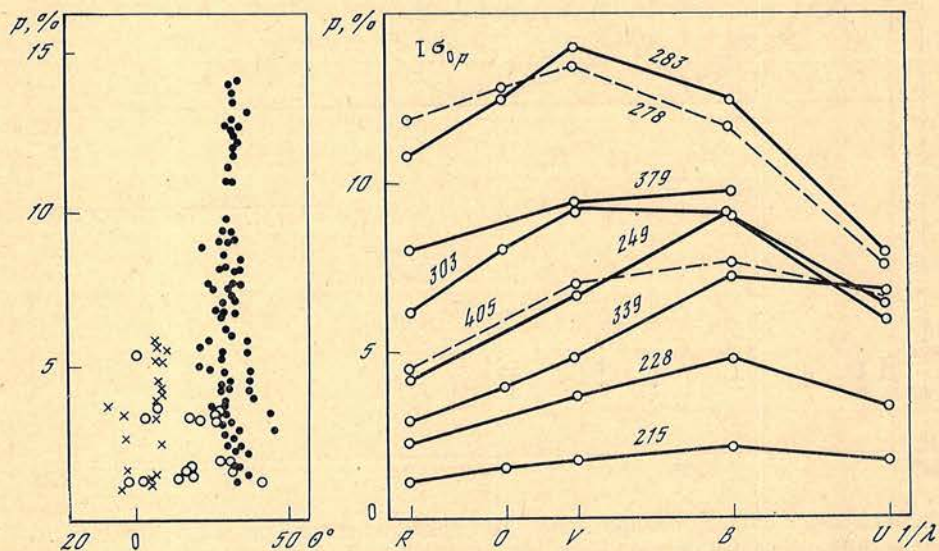


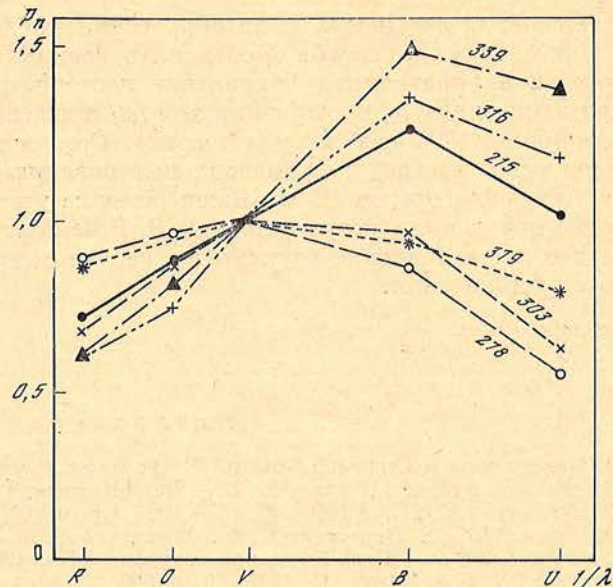
Рис. 4. Связь степени поляризации p и позиционного угла плоскости поляризации θ излучения R CгВ во время минимумов 1972 (светлые кружки), 1974 (крестики) и 1977 гг. (темные кружки) при $p > 1\%$.

Рис. 5. Зависимость степени поляризации p от обратной длины волны λ^{-1} для различных дат. Возле кривых указаны юлианские даты наблюдений минус 2443000. В верхней части рисунка показана величина типичной среднеквадратичной ошибки σ_{op} .

менений со временем. Вид зависимостей p_λ определяется в основном геометрией, размерами и химическим составом пылевых частиц. С уменьшением размеров частиц увеличивается крутизна роста p_λ с уменьшением длины волны. Примеры зависимостей p_λ для графитовых частиц разных размеров даны в [6]. Как и во время минимума звезды в 1972 г., по мере увеличения степени поляризации ее зависимость от длины волны становилась все более

Рис. 6. Зависимости степени поляризации от обратной длины волны λ^{-1} для разных дат наблюдений, нормированные к степени поляризации p_V в желтом фильтре V

Возле кривых указаны юлианские даты наблюдений минус 2443000



сложной, кривизна зависимости увеличивалась, а максимум поляризации смещался в более длинноволновую область спектра (рис. 5).

Для удобства сравнения все наблюдаемые зависимости степени поляризации от длины волны были нормированы к степени поляризации в желтом фильтре p_V . На рис. 6 выборочно показана часть этих зависимостей p_n для моментов минимума R CгB, относящихся к падению блеска (J. D. 2443215, 2443278, 2443303), повышению яркости вблизи середины минимума (J. D. 2443316, 2443339) и вблизи конца минимума (J. D. 2443379). Как видно из рисунка, наиболее крутой рост с уменьшением длины волны имеют зависимости, относящиеся к области спада блеска звезды на нисходящей ветви (J. D. 2443215) и к моментам повышения яркости вблизи середины минимума (J. D. 2443316, 2443339), когда степень поляризации излучения звезды была пониженной. Более пологие зависимости p_n получены для тех моментов минимума блеска, когда степень поляризации излучения звезды достигала максимума (J. D. 2443278, 2443303, 2443379). Сравнение полученных зависимостей p_n с аналогичными зависимостями для графитовых частиц из [6] показывает, что во время максимумов поляризации в атмосфере звезды преобладали частицы несколько более крупного размера (0,1 мкм), чем в остальное время.

Таким образом, наблюдения указывают на изменение размеров частиц в ходе минимума. Аналогичный вывод был сделан Койном и Шоулом [7] при анализе поляризационных наблюдений R CгB во время ее минимума 1972 г. Однако изменение размеров частиц со временем трудно связать с сохранением ориентации плоскости поляризации на протяжении всего минимума.

Выводы

Поляризационные и фотометрические наблюдения R CгB во время ее минимума 1977 г. позволили детально проследить изменения блеска, цветов и поляризации излучения звезды в ходе минимума. Наблюдения привели к обнаружению необычно высокой (до 14% в фильтре V) и меняющейся в ходе минимума линейной поляризации излучения R CгB. Ориентация плоскости поляризации была практически одинаковой во всем оптическом диапазоне спектра и сохранялась неизменной на всем протяжении минимума, не обнаруживая связи с изменениями степени поляризации. Найдена четкая антикорреляция между изменениями блеска и поляризации излучения звезды. Имеются указания на изменение размеров пылевых частиц в ходе минимума.

Основная трудность в интерпретации наблюдавшихся явлений состоит в выборе модели, способной объяснить возникновение высокой (более 10%) степени поляризации и сохранение постоянства ее плоскости ориентации при изменениях p_λ в излучении звезды, прошедшем через сильно поглощающую (более 1000 раз) пылевую среду. Остается неясным вопрос о природе и динамике частиц, вызывающих поляризацию света звезды.

Автор благодарен Н. М. Шаховскому за участие в наблюдениях и обсуждение полученных результатов, А. Э. Розенбушу и В. И. Шенаврину за любезное предоставление результатов их фотометрических наблюдений звезды до опубликования.

Декабрь 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. Звезды типа R Северной Короны. Киев: Наук. думка, 1978.
2. Шаховской Н. М., Ефимов Ю. С. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 45, с. 90.
3. Шаховской Н. М., Ефимов Ю. С. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 54, с. 99.
4. Ефимов Ю. С., Нарижная Н. В., Шаховской Н. М. — Астрон. ж., 1977, 54, с. 494.
5. Ефимов Ю. С. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1980, 61, с. 110.
6. Shawl S. J. — Astron. J., 1975, 80, p. 595.
7. Coyne G. V., Shawl S. J. — Astrophys. J., 1973, 186, p. 961.

УДК 523.8

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ ФОНА НЕБА ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА «ГАЛАКТИКА»

А. М. Зверева

Обсуждается метод выделения полезного сигнала (от фона неба) по данным внеатмосферного эксперимента «Галактика» на ИСЗ «Прогноз-6» в спектральной области $1100 < \lambda < 1900 \text{ \AA}$. Высокоапогейная орбита этого ИСЗ позволяет получить спектры с различным вкладом инструментального рассеянного света, источником которого является сильное диффузное излучение L_{α} геокороны и межзвездного водорода. Анализ данных, полученных на разных расстояниях от Земли (для одних и тех же областей неба), показывает линейную зависимость между отсчетами прибора в области L_{α} и других λ (см. рис. 4). Экстраполяция этой зависимости на нулевой поток L_{α} дает значение истинного фона неба.

THE METHOD OF SKY BACKGROUND BRIGHTNESS DEFINITION ON THE EXPERIMENT «GALACTIKA» DATA, by A. M. Zvereva.— The method of useful signal isolation (from the sky background) based on the space experiment «Galactika» on the sputnik «Prognoz-6» data in the spectral region $1100 < \lambda < 1900 \text{ \AA}$ has been discussed. Highly elongated orbit of this sputnik allows to receive the spectral scans with different instrumental scattered light contribution, which is the result of intensive diffuse L_{α} -emission of geocorona and interstellar hydrogen. Records analysis at different distances from the Earth are giving straight dependence between L_{α} -records and other wavelengths. The extrapolation of this dependence to zero L_{α} -emission gives value of the true background radiation.

Определение яркости фона неба в далекой ультрафиолетовой области спектра встречается с определенными трудностями. Во-первых, яркость фона трудно измерять вблизи Земли из-за свечения земной атмосферы: по различным внеатмосферным измерениям яркость фона неба находится в пределах $10^{-7} - 10^{-9} \text{ эрг/см} \cdot \text{с} \cdot \text{\AA} \cdot \text{ср}$ [1—4]. Во-вторых, яркое диффузное излучение L_{α} ($\lambda 1216 \text{ \AA}$) межзвездного водорода и геокороны искажает измерения инструментальным рассеянным светом, см. [5, 6]. Измерения, выполненные на больших расстояниях от Земли, дают самые низкие светимости фона $\sim 10^{-9} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{\AA} \cdot \text{ср}$ [6, 7].

В новом советско-французском эксперименте «Галактика», выполненном на станции «Прогноз-6» на больших расстояниях от Земли, продолжалось изучение фона Галактики в ультрафиолетовой области спектра. Краткое описание эксперимента и предварительные результаты измерений приведены в [8].

Ниже подробно описан метод выделения полезного сигнала (от фона неба) из суммарного, где наряду с полезным сигналом содержится сигнал от инструментального рассеянного света.

Наблюдения

Прибор «Галактика» представляет собой широкоугольный сканирующий фотометр с полосой пропускания $\sim 200 \text{ \AA}$ и шагом сканирования $\sim 60 \text{ \AA}$ в спектральной области $\lambda 1100 - 1900 \text{ \AA}$. Измерения велись со станции «Прогноз-6» (с апогеем около 200 тыс. км) в течение четырех месяцев. Схема орби-

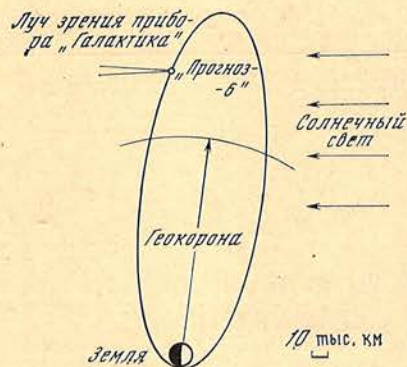


Рис. 1. Схема орбиты станции «Прогноз-6»

последовательно сканируют спектр неба. Фактически смещение входной щели влечет за собой сдвиг поля зрения, причем для крайних положений входной щели ось спектрометра отклоняется на $\pm 1^\circ$ от своего центрального положения, что приводит к увеличению угловой апертуры. Другим источником увеличения поля зрения прибора является точность ориентации станции, а следовательно и прибора, равная $\pm 2^\circ$ (в среднем в течение четырех дней).

Прибор работал в разных режимах в зависимости от времени накопления сигнала. В статье рассматриваются результаты, полученные в режиме максимального времени накопления, равного 20,48 с для каждого положения входной щели. В этом случае на регистрацию одного спектра уходит ~ 5 мин. Максимальная длительность непрерывных измерений составляла 12 ч, так что каждая серия измерений состоит не более чем из 130 спектральных сканов. При этом вся совокупность данных в течение одной серии измерений характеризует среднюю яркость в области неба площадью ~ 80 кв. градусов с мгновенным полем зрения прибора ~ 36 кв. градусов. Из-за попадания звезд в поле зрения прибора появляются флуктуации сигнала от спектра к спектру при одном и том же положении входной щели спектрометра. Это связано с тем, что проявляется неравномерная эффективность дифракционной решетки при вращении прибора вместе со станцией. Усреднение данных при длительных сеансах наблюдений позволяет избавиться от этих неоднородностей.

Результаты измерений

Особый интерес для изучения фона неба представляют данные, полученные на апогейном участке орбиты вне геокороны, которая простирается до расстояний приблизительно 150 тыс. км от Земли [8—10]. Наклонение большой оси орбиты станции «Прогноз-6» к плоскости экватора составляет $\sim 65^\circ$, поэтому в апогее наши измерения полностью свободны от L_α -эмиссии геокороны.

Для трех темных областей неба (Pisces (107 спектров), Aries (95), Gemini (134)) обработаны длинные ряды измерений в апогее, приблизительно по 100 спектров каждый. Результаты приведены в табл. 1, где \bar{N} (имп/с) — средние наблюдаемые отсчеты для 14 фотометрических положений входной щели спектрометра, σ — средние квадратичные ошибки средних \bar{N} . При обработке из каждых 14 отсчетов фотометра вычитался соответствующий им темновой ток (шестое положение входной щели). В табл. 1 приведен средний темновой ток для каждой серии наблюдений.

Все три темных области неба имеют почти одинаковый спектр (рис. 2). Незначительные различия отсчетов \bar{N}_2 (L_α) соответствуют реальным различиям L_α -эмиссии в разных направлениях на небе. В участках спектра $\lambda > 1400 \text{ \AA}$, где линия L_α не попадает в нашу спектральную полосу (при по-

ты станции показана на рис. 1. Ось прибора параллельна оси вращения спутника и составляет 180° с направлением на Солнце, так что прибор просматривает области неба вдоль эклиптики.

За время наблюдений получено около 4 тыс. спектров на различных расстояниях станции от Земли для областей неба в антисолнечном направлении в созвездиях Pisces — Aries — Taurus — Gemini. Особенностью прибора «Галактика» является сканирование спектра за счет дискретного перемещения входной щели. Всего имеем 16 положений входной щели: из них шестое положение обеспечивает регистрацию темнового тока, одиннадцатое — привязку по длинам волн, остальные 14 положений

Таблица 1

Номер входной цели	Область неба, дата наблюдения					
	Pisces 5-6. X 77		Aries 1. XI 77		Gemini 23. I 78	
	\bar{N} , имп/с σ		\bar{N} , имп/с σ		\bar{N} , имп/с σ	
1	81,30	1,36	65,83	1,50	74,65	3,42
2	102,50	1,90	83,42	1,97	94,18	4,27
3	79,36	1,56	64,64	1,53	72,82	3,40
4	52,24	1,16	42,85	1,15	47,94	2,25
5	25,66	0,76	21,28	0,86	23,97	1,09
6	Темновой ток					
7	2,17	0,25	2,23	0,43	2,56	0,28
8	1,91	0,25	2,02	0,47	2,43	0,29
9	2,01	0,24	2,11	0,47	2,50	0,26
10	2,06	0,24	2,12	0,43	2,51	0,26
11	Репер					
12	2,03	0,23	2,07	0,36	2,41	0,25
13	1,91	0,22	1,88	0,31	2,24	0,23
14	1,80	0,21	1,68	0,27	1,98	0,21
15	1,66	0,19	1,53	0,22	1,76	0,20
16	1,59	0,18	1,41	0,22	1,62	0,17
Средний темновой ток	1,118	0,014	1,107	0,013	1,083	0,010

ложениях 7—16 входной цели спектрометра) измеренный сигнал находится в пределах 1,5—2,5 имп/с. Необходимо отметить, что для двух областей (Pisces и Gemini) вклад звезд незначителен и как следствие этого — фон неба почти однороден (σ составляет $\sim 10\%$ от \bar{N}). В области Aries присутствие звезд заметно по увеличению неоднородности фона ($\sigma \approx 20\%$ от \bar{N}).

Как следует из табл. 1, средние отсчеты во втором положении входной цели ($\lambda_0 = 1216 \text{ \AA}$) превосходят показания на длинах волн $\lambda > 1400 \text{ \AA}$ почти на порядок. В силу этого сигнал от фона неба в данной спектральной области отягощен вкладом излучения от крыльев инструментального контура L_α и паразитным рассеянным светом. Перейдем к оценке этого ложного сигнала.

При лабораторных исследованиях прибора «Галактика» в ЛАС (Лаборатория космической астрономии в Марселе) был получен инструментальный контур L_α для спектрометра ¹. В принципе использование этой лабораторной кривой дает возможность довольно просто избавиться от инструментального рассеянного света L_α . Однако при детальном рассмотрении выяснилось, что лабораторную кривую нельзя использовать по двум причинам. Во-первых, указанная кривая в области спектра 1400—1600 \AA содержит не только рассеянный свет L_α , но и слабые полосы излучения водородной лампы, которая применялась в качестве источника излучения во время измерений в лаборатории. Во-вторых, лабораторный контур получен с точечным источником, при этом заполнялась лишь 1/20 часть дифракционной решетки «Галактики». Во время наблюдений в космосе поверхность решетки полностью заполнялась диффузным L_α -излучением.

Таким образом, мы считаем, что на основании лабораторных измерений процедура исключения инструментального рассеянного света в нашем случае является неправомерной. Генри и др. [6] при определении яркости фона неба в спектральной области 1275—1625 \AA для учета инструментального рассеянного света L_α также не использовали инструментальный контур L_α , полученный в лаборатории. Им удалось исключить вклад рассеянного света на основании сравнения результатов измерений для двух темных областей

¹ Лабораторные данные были получены и любезно предоставлены д-ром С. Т. Хуа.

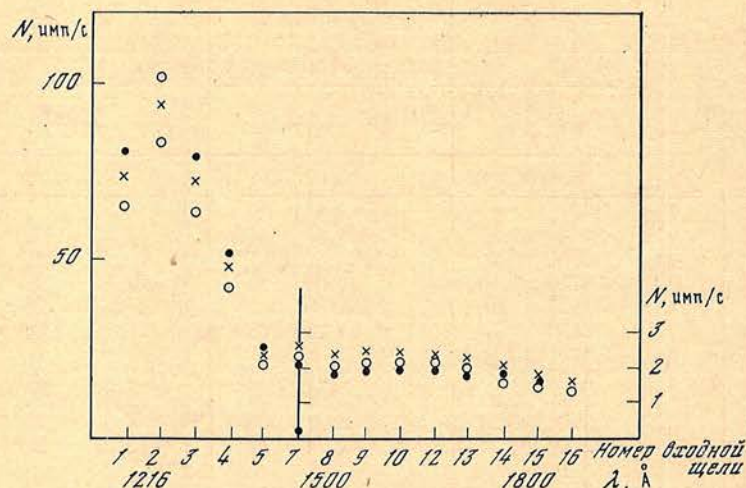


Рис. 2. Средний спектр, измеренный в апогее, для трех темных областей неба
Темные кружки — Pisces, светлые — Aries, крестики — Gemini (для положений входной щели 7—16 шкала справа на графике)

неба на больших галактических широтах. При этом предполагалось, что фон неба вне L_{α} одинаков для этих областей.

В нашем случае особенности орбиты станции «Прогноз-6» также позволяют решить эту задачу только по данным измерений, полученным в космосе. Использовался тот факт, что станция в течение нескольких дней сохраняла свою ориентацию. За это время прибором «Галактика» велись измерения одной и той же области неба, и за счет движения станции по орбите вклад эмиссии L_{α} геокороны был различным. Высокоапогейная орбита станции давала возможность регистрировать серии спектров с различным излучением L_{α} и, следовательно, с различной добавкой (к искомому полезному сигналу) от инструментального рассеянного света в области $\lambda > 1400 \text{ \AA}$. На рис. 3 приведена измеренная эмиссия L_{α} в зависимости от расстояния станции «Прогноз-6» от Земли: N_2 — скорость счета во втором положении входной щели ($\lambda_0 = 1216 \text{ \AA}$).

Для определения яркости фона неба были отобраны только темные области неба: Pisces, Aries, Gemini. Анализ данных измерений в указанных областях показал, что существует линейная зависимость между отсчетами N_2 и всеми остальными отсчетами N_{λ} (вне L_{α}). На рис. 4 в качестве примера дана интересующая нас зависимость для девятого положения входной щели ($\lambda_0 = 1530 \text{ \AA}$) для области Pisces. Такие же зависимости были построены для других λ .

Таким образом, отсчеты вне L_{α} можно представить в виде $N_{\lambda} = k_{\lambda}N_2 + b_{\lambda}$, где k_{λ} — коэффициент, определяющий вклад излучения L_{α} (N_2) в измеренные отсчеты N_{λ} ; b_{λ} — истинный сигнал от фона неба вне L_{α} . Для каждой области неба на основании совокупности данных измерений методом наименьших квадратов можно найти неизвестные параметры линейной регрессии k_{λ} и b_{λ} . Как видно из рис. 4, k_{λ} — наклон прямой $N_{\lambda} = k_{\lambda}N_2 + b_{\lambda}$, а пересечение прямой с осью ординат дает истинный фон неба, свободный от влияния рассеянного света L_{α} , т. е. при $N_2 = 0$.

При вычислениях k_{λ} и b_{λ} были использованы ряды измерений, которые давали достаточный интервал измерений N_2 , но при этом исключались из рассмотрения спектры с $N_2 > 250$ имп/с. Другими словами, рассматривались данные, полученные на расстояниях от Земли не менее 70 тыс. км (см. шкалу расстояний на рис. 4). Это ограничение связано с тем, что на меньших расстояниях от Земли за время регистрации одного спектра (около 5 мин) яркость геокороны быстро меняется вследствие движения станции «Прогноз» по орбите (рис. 3) и каждому отсчету N_{λ} будут соответствовать разные значения яркости геокороны.

Рис. 3. L_{α} -эмиссия, измеренная прибором «Галактика», в зависимости от расстояния r станции «Прогноз-6» от Земли

Точки — измерения на восходящей ветви орбиты, кружки — на нисходящей

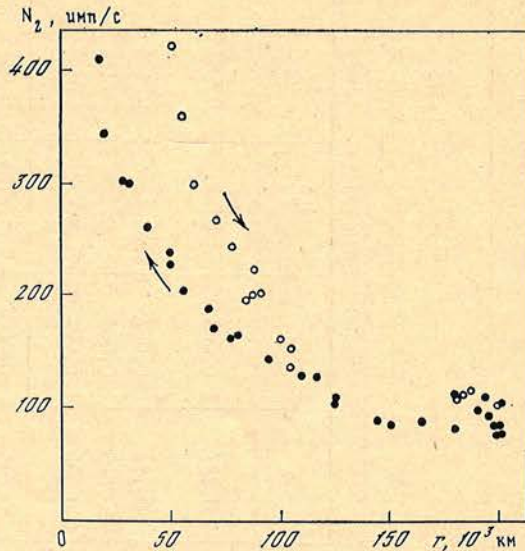
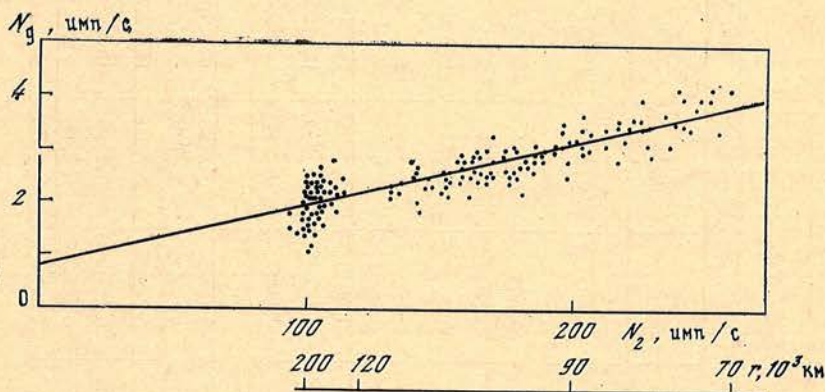


Рис. 4. Зависимость отсчетов N_2 и N_9 для темной области неба Pisces. Измерения выполнены на расстояниях > 70 тыс. км от Земли



Результаты вычислений k_{λ} и b_{λ} для разных положений входной щели (разных длин волн) приведены в табл. 2, там же указаны области неба и число спектров, использованных при вычислениях. Необходимо заметить, что полученные значения b_{λ} в участке спектра короче $\lambda 1400 \text{ \AA}$ (положения входной щели 1—5) не имеют физического смысла, так как при нашей спектральной полосе $\Delta\lambda = 200 \text{ \AA}$ в отсчет N_2 кроме эмиссии L_{α} входит еще излучение от фона неба в спектральном интервале $\lambda 1216 \pm 100 \text{ \AA}$. Это обстоятельство несущественно для участка спектра $\lambda > 1400 \text{ \AA}$ (вследствие малости соответствующих коэффициентов k_{λ}).

На рис. 5 показан спектральный ход величины b_{λ} — истинного сигнала от фона неба¹, свободного от влияния рассеянного света для трех темных областей неба. В отличие от b_{λ} множитель k_{λ} (рис. 6) имеет смысл для всех значений λ : в случае $\lambda > 1400 \text{ \AA}$ k_{λ} определяет инструментальный рассеянный свет, в случае $\lambda < 1400 \text{ \AA}$ — инструментальный контур L_{α} . Там же, на рис. 6, для сравнения приведен инструментальный контур L_{α} по лабораторным измерениям. В области $\lambda < 1400 \text{ \AA}$ мы видим хорошее согласие между лабораторными определениями и значениями k_{λ} , вычисленными на основе данных измерений, полученных в космосе. В области $\lambda > 1400 \text{ \AA}$ (положения входной щели 7—16) спектральный ход инструментального рассеянного света существенно отличается от лабораторной кривой (R_{λ}).

Таким образом, изложенный метод позволяет на основании статистической обработки данных эксперимента, полученных для одних и тех же об-

¹ Звездная составляющая также входит в этот сигнал.

Таблица 2

Номер входной щели	Pisces 235 спектров				Aries 278 спектров				Gemini 382 спектра			
	k_{λ}	σ_k	b_{λ} , мм/с	σ_b	k_{λ}	σ_k	b_{λ} , мм/с	σ_b	k_{λ}	σ_k	b_{λ} , мм/с	σ_b
	1	0,785	0,006	1,037	0,076	0,794	0,004	-0,241	0,037	0,787	0,003	0,518
2	1,0	—	—	—	1,0	—	—	—	—	—	—	—
3	0,771	0,006	0,516	0,038	0,769	0,004	0,421	0,038	0,774	0,003	-0,155	0,033
4	0,505	0,007	0,614	0,078	0,502	0,004	0,795	0,041	0,505	0,004	0,451	0,042
5	0,243	0,007	0,602	0,085	0,242	0,002	1,072	0,022	0,245	0,002	0,953	0,021
6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
7	0,0128	0,0005	0,8174	0,0055	0,0140	0,0009	1,0164	0,0094	0,0147	0,0007	1,2784	0,0074
8	0,0100	0,0004	0,8598	0,0046	0,0111	0,0010	1,1181	0,0103	0,0124	0,0007	1,3785	0,0074
9	0,0117	0,0004	0,7751	0,0049	0,0115	0,0010	1,1849	0,0103	0,0130	0,0007	1,4120	0,0076
10	0,0135	0,0004	0,6284	0,0045	0,0145	0,0009	0,9097	0,0088	0,0134	0,0008	1,3970	0,0076
11	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
12	0,0144	0,0004	0,5204	0,0047	0,0144	0,0008	0,8710	0,0078	0,0155	0,0007	1,4011	0,0069
13	0,0151	0,0004	0,3430	0,0047	0,0146	0,0006	0,6610	0,0066	0,0153	0,0006	0,9154	0,0061
14	0,0145	0,0004	0,3048	0,0042	0,0141	0,0006	0,5104	0,0062	0,0163	0,0006	0,5569	0,0063
15	0,0151	0,0004	0,1093	0,0044	0,0141	0,0005	0,3428	0,0050	0,0168	0,0005	0,2326	0,0049
16	0,0153	0,0004	0,0042	0,0048	0,0140	0,0004	0,2300	0,0045	0,0167	0,0004	0,0771	0,0044

Рис. 5. Спектральный ход отсчетов b_λ — истинного фона в темных областях неба (обозначения, как на рис. 2)

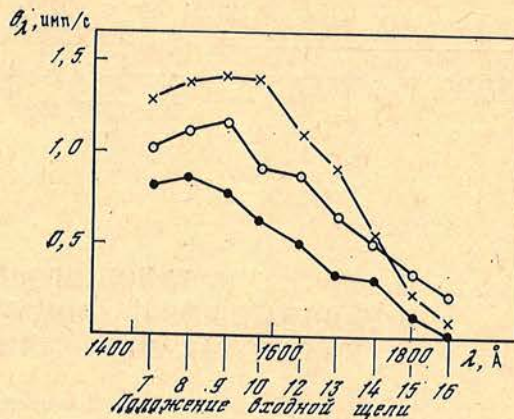
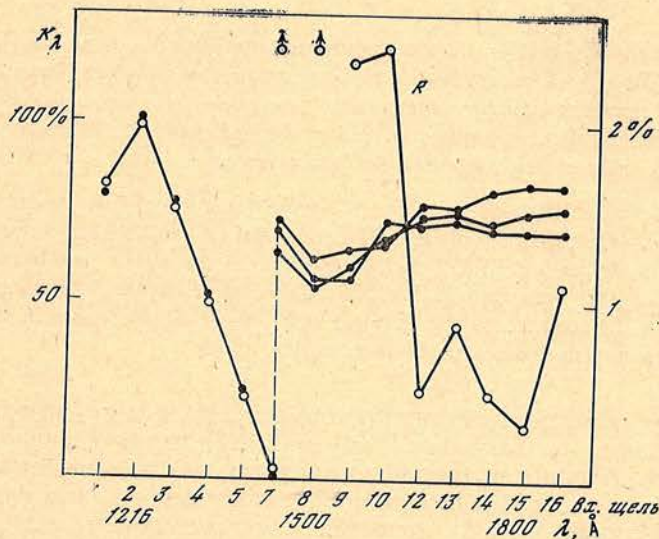


Рис. 6. Ход инструментального рассеянного света L_α с длиной волны

Точки — по данным измерений в космосе. Кружки — лабораторная кривая инструментального контура и рассеянного света R_λ (для положений входной щели 7 — 16 шкала справа на графике)



ластей неба на разных расстояниях станции «Прогноз-6» от Земли, исключить влияние рассеянного света в приборе и тем самым выделить слабый сигнал, принадлежащий фону неба. В принципе этот метод может быть использован и для ярких областей неба вблизи Млечного Пути после учета влияния ярких звезд.

В заключение автор выражает глубокую благодарность А. Б. Северному за советы в работе и обсуждение результатов, а также Б. А. Бурнашевой за обработку данных на ЭВМ.

Ноябрь 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. Hayakawa S., Yamashima K.— *Astrophys. Space Sci.*, 1969, 5, p. 493.
2. Lillie C. F. The Scientific Results from the OAO-2 / Ed. Code, NASA SP-310, 1972, p. 583.
3. Henry R. C.— *Astrophys. J.*, 1973, 179, p. 97.
4. Maucherat-Joubert M., Cruvellier P., Deharveng J. M.— *Astron. Astrophys.*, 1978, 70, p. 467.
5. Morgan D. H., Nandy K., Thompson G. I.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1976, 177, p. 531.
6. Henry R. C., Feldman P. D., Fastie W. G., Weinstein A.— *Astrophys. J.*, 1978, 223, p. 437.
7. Курт В. Г., Сюняев Р. А.— *Астрон. ж.*, 1967, 44, с. 1157.
8. Hua C. T., Cruvellier P., Courtes G., Zvereva A. M., Granitsky L. V., Severny A. B.— *Advances in Space Exploration*. V. 3, 1979.
9. Kurt V. G., Sunyaev R. A.— *IAU Symp. N 36*, 69, Ultraviolet stellar spectra and related ground-based observations/Ed. L. Houziaux and H. E. Butler. Dordrecht — Holland, 1970, p. 341.
10. Carruthers G. P., Page T.— *Apollo 16 preliminary Science report NASA SP-315*, 1972, 13—1.

КАТАЛОГ ПРОФИЛЕЙ
И ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН ЛИНИИ К Ca II
В СПЕКТРАХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЗВЕЗДВ. М. Добричев¹

По спектрограммам с $D = 15 \text{ \AA/mm}$ измерены профили К-линии Ca II для 87 ярких металлических (Am), A и F-звезд. Результаты представлены в виде таблицы, где приведены: полуширина $\Delta\lambda$ профиля для фиксированного значения глубины линии R_λ ; центральная глубина R_c и эквивалентная ширина. В отличие от пекулярных звезд профили К-линии в металлических звездах пекулярности не показывают.

Profiles and equivalent widths of the K-line of ionized calcium in metallic-line stars, V. M. Dobritchev.— The K-line profiles of 87 bright Am, A- and F-stars have been measured from spectra with dispersion 15 \AA/mm . The halfwidths $\Delta\lambda$ of the profiles for fixed values of the line depth R_λ are presented in the Table. The central depths R_c and equivalent widths W are also given. In contrast to the peculiar stars, the K-line profiles in the metallic-line stars do not show any noticeable peculiar structure.

Выделение металлических звезд (Am) в отдельную группу и их дальнейшее исследование основываются на аномальной интенсивности К-линии ионизованного кальция и линий других металлов по сравнению с нормальными звездами классов A и F. С точки зрения наблюдений и количественных измерений К-линия ($\lambda 3933$) является самым сильным индикатором этой аномалии. Поэтому она очень важна при исследовании различий как между металлическими и нормальными A — F-звездами, так и между отдельными звездами внутри группы Am.

При исследовании Am-звезд роль наблюдений явно недооценивалась в течение многих лет. Об этом говорит, например, тот факт, что со времени их открытия [1], и особенно после классического анализа атмосферы τ UMa [2, 3], они считались F-звездами примерно до 1960 г. [4]. По тем же причинам недооценивалась и роль скорости вращения A-звезд, и даже в 60-х годах [15] — см. дискуссию) еще не было установлено, что нет нормальных A-звезд с низкой скоростью вращения (даже наблюдаемых под малым углом к оси вращения, как, по-видимому, в случае π Dra).

В этой статье мы приводим результаты измерения профилей и эквивалентных ширин К-линии для 87 Am и A- и F-звезд.

1. Наблюдательный материал

В 1967—1968 гг. в Крымской астрофизической обсерватории были получены спектры почти всех ярких металлических звезд, наблюдаемых с ее широты. Чтобы проследить изменение характеристик звезд у высокотемпературной и низкотемпературной границ группы Am, в программу было включено несколько нормальных A — F-звезд разных светимостей. Из аналогичных соображений наблюдались некоторые сходные с ними пекулярные Ap-звезды и звезды типа δ Sct, а также «антиметаллические» звезды σ Boo и θ UMa. Бы-

¹ Секция астрономии Болгарской Академии наук.

ли получены спектры больше ста звезд. Отметим, однако, что нам так и не удалось найти [6] ярких «нормальных» А5 — А7-звезд главной последовательности с низкой скоростью вращения.

Спектры получены на дифракционном спектрографе 1,22-метрового рефлектора обсерватории с дисперсией 15 Å/мм. Для каждой звезды было получено не менее четырех спектров, из которых два в диапазоне $\lambda 3600-4350$ Å и два в диапазоне $\lambda 4250-4900$ Å. Спектрограммы были прокалиброваны при помощи ступенчатого ослабителя лабораторного спектрографа ИСП-11.

Для более уверенного установления уровня континуума и контуров линий было использовано несколько куде-спектрограмм ранних и поздних металлических (Am) и А- и F-звезд, полученных на 2,6-метровом телескопе обсерватории, а также предоставленных нам Ван'т Веером из обсерватории Верхнего Прованса и Аслановым из Шемахинской обсерватории.

2. Обработка спектров

Спектры были записаны в почернениях на микрофотометре «Лирефо-2» (Цейс) с увеличением в 75 раз. Микрофотометр дает хорошую повторяемость записей и позволяет контролировать возможные дефекты фотоэмульсии.

Как хорошо известно, при спектрофотометрии звезд самые большие ошибки вызваны установлением уровня континуума и контуров линий, которые почти всегда искажены как «паразитными» линиями, так и эффектами вращения звезд. Эти ошибки особенно сильно сказываются на К-линии в звездах поздних спектральных классов, чем и объясняются большие различия результатов измерений разных авторов. Чтобы свести к минимуму эти ошибки, мы использовали куде-спектрограммы высокой дисперсии, а также и метод Минарта [7] для уточнения уровня континуума и крыльев К-линии.

Сначала был проведен континуум и выбраны неблендированные линии, они имели симметричные контуры. Если же линия блендировалась в одном крыле, то ее контур достраивался симметрично неискаженной половине на записях нескольких характерных звезд разных подклассов А и F, которые потом использовались как образцы при обработке записей остальных звезд. Таким образом, для всех звезд мы старались соблюдать один и тот же критерий проведения континуума и проведения контуров линии.

Перевод почернений в интенсивности (в долях интенсивности континуума) сделан способом, описанным нами в [8]. Так как центральная глубина К-линии в исследуемых нами звездах меняется мало, а ширина ее крыльев меняется в широких пределах, чтобы представить точнее более узкие профили ранних звезд, измерялась ширина контура при девяти фиксированных значениях глубины R_λ . Влияние инструментального профиля пренебрежимо мало для сильных линий, и ошибки от установления уровня континуума доминируют (по-видимому, мы вообще не наблюдаем истинного континуума в области К-линии), поэтому оно не учитывалось.

3. Результаты

Результаты измерений для 87 звезд приводятся в таблице. В первом столбце дается название звезды, во втором — номер звезды по каталогу HD. В следующих девяти столбцах приведены полуширины $\Delta\lambda$ профилей К-линии при глубинах $R_\lambda = 0,05; 0,15; 0,25; 0,35; 0,45; 0,55; 0,65; 0,75; 0,85$. В предпоследнем столбце дается центральная глубина R_c , а в последнем — эквивалентная ширина линии W . Ошибка последней оценивается $\sim 10\%$.

В результате исследований разных авторов установлено, что подавляющее большинство Am-звезд являются спектрально-двойными. Однако из представленного в данной статье списка Am-звезд лишь у 47 And, κ Arg, 88 Tau, 32 Vir и ν Ori ранее наблюдались две системы спектральных линий, принадлежащих двум компонентам.

Полуширина $\Delta\lambda$ профиля линии К Са II при фиксированных значениях глубины R_λ

Звезда	HD	R_λ										$R_c, \%$	W, Å
		0,05	0,15	0,25	0,35	0,45	0,55	0,65	0,75	0,85			
β Cas	432	13,80	8,00	5,85	4,60	3,70	3,05	2,45	1,95	1,25	90	9,21	
28 And	2628	8,50	5,00	3,60	2,80	2,28	1,85	1,50	1,10	0,70	95	5,64	
HR 178	3883	7,00	3,85	2,75	2,20	1,75	1,48	1,15	0,85	0,45	91	4,44	
μ And	5448	6,20	3,40	2,45	1,95	1,55	1,30	1,02	0,75	0,25	87	3,90	
47 And	8374	4,00	2,30	1,60	1,20	0,93	0,72	0,53	0,37	0,08	86	2,43	
β Ari	11636	5,00	2,60	1,90	1,50	1,22	1,00	0,75	0,50		83	3,00	
κ Ari	12869	3,25	1,87	1,30	1,00	0,83	0,68	0,51	0,31		83	2,02	
5 Tri	13372	2,40	1,35	0,95	0,75	0,55	0,40	0,15			69	1,36	
HR 839	17581	1,90	1,02	0,70	0,57	0,45	0,40	0,30			75	1,11	
49 Ari	18769	3,70	1,95	1,40	1,05	0,85	0,68	0,50	0,25		80	2,15	
HR 906	18778	8,50	4,65	3,50	2,70	2,18	1,75	1,35	0,95	0,45	91	5,38	
Φ Eri	20320	4,80	2,75	1,93	1,45	1,17	0,93	0,68	0,23		78	2,88	
α Per	20902	22,00	12,70	9,20	7,30	6,00	4,90	4,00	3,20	2,20	95	14,90	
HR 1068	21769	5,70	3,20	2,30	1,75	1,35	1,05	0,75	0,35		79	3,40	
HR 1078	21912	4,80	2,60	1,90	1,50	1,15	0,85	0,60	0,20		78	2,82	
HR 1139	23281	6,30	3,55	2,60	2,00	1,60	1,30	1,00	0,70	0,15	86	3,97	
HR 1192	24141	6,80	3,60	2,70	2,15	1,75	1,35	1,00	0,65	0,15	86	4,17	
ω Tau	27045	6,20	3,30	2,35	1,88	1,50	1,20	0,85	0,50		83	3,68	
60 Tau	27628	6,10	3,35	2,45	1,93	1,55	1,20	0,90	0,55		85	3,73	
63 Tau	27749	4,00	2,20	1,50	1,10	0,85	0,64	0,50	0,37		85	2,31	
68 Tau	27962	2,60	1,42	1,05	0,85	0,70	0,57	0,42	0,28		83	1,63	
79 Tau	28355	6,70	3,65	2,65	2,05	1,65	1,30	1,00	0,65		83	4,07	
88 Tau	29140	5,40	3,05	2,25	1,75	1,40	1,10	0,85	0,55	0,10	86	3,40	
σ^1 Tau	29479	4,40	2,45	1,75	1,40	1,15	0,90	0,70	0,45		84	2,73	
HR 1483	29573	3,30	1,87	1,30	0,98	0,75	0,55	0,37	0,15		78	1,92	
4 Cam	30121	5,10	2,95	2,15	1,65	1,30	1,00	0,72	0,30		80	3,14	
HR 1670	33204	7,20	4,15	3,02	2,40	1,95	1,55	1,25	0,95	0,50	90	4,74	
16h Ori	33254	3,70	2,00	1,45	1,15	0,90	0,75	0,55	0,38		85	2,25	
μ Aur	33641	5,70	3,15	2,30	1,72	1,30	0,95	0,65	0,15		77	3,30	
μ Ori	40932	4,20	2,28	1,65	1,30	1,05	0,85	0,65	0,40	0,05	86	2,57	
RR Lyn	44691	5,60	3,05	2,25	1,75	1,40	1,15	0,92	0,70	0,30	87	3,54	
γ Gem	47105	2,10	1,18	0,85	0,70	0,60	0,47	0,37	0,25		82	1,35	
ξ Gem	48737	15,00	8,60	6,50	5,25	4,25	3,40	2,60	1,60		85	9,74	
α CMa	48915	1,10	0,60	0,45	0,35	0,30	0,20	0,10			70	0,64	
ρ Gem	58946	10,50	5,70	4,10	3,15	2,45	1,85	1,35	0,70		79	6,20	
α CMi	61421	14,50	8,25	6,00	4,75	3,85	3,10	2,45	1,70	0,60	87	9,33	
HR 3040	63589	3,80	2,10	1,52	1,20	0,95	0,78	0,57	0,32		82	2,32	
2 UMa	72037	3,00	1,65	1,20	0,92	0,70	0,60	0,48	0,30		85	1,83	
α Cnc	76756	5,20	2,95	2,15	1,65	1,30	1,05	0,85	0,55		83	3,25	
15 f UMa	78209	5,00	2,90	2,05	1,50	1,15	0,88	0,70	0,45		85	3,03	
τ UMa	78362	6,70	3,70	2,70	2,05	1,65	1,30	1,00	0,70	0,40	91	4,20	
θ UMa	82328	17,50	9,70	7,10	5,50	4,45	3,60	2,90	2,05	1,00	92	11,10	
λ UMa	89021	3,00	1,60	1,20	0,95	0,80	0,60	0,45	0,15		77	1,81	
30 LMi	90277	11,70	6,60	4,75	3,82	3,05	2,45	2,00	1,55	0,90	91	7,60	
49 UMa	95310	13,70	7,85	5,65	4,45	3,58	2,85	2,25	1,70	0,95	92	8,87	
60 Leo	95608	1,80	0,95	0,70	0,55	0,42	0,32	0,20			72	1,02	
63x Leo	96097	14,40	8,05	5,95	4,75	3,85	3,15	2,55	1,75	0,75	88	9,33	
θ Leo	97633	2,10	1,17	0,85	0,70	0,60	0,50	0,40	0,27		81	1,36	
HR 4429	99945	3,90	2,15	1,55	1,15	0,95	0,73	0,53	0,25		79	2,32	
HR 4535	102660	5,30	2,95	2,10	1,60	1,20	0,95	0,70	0,40		83	3,15	
β Vir	102870	20,00	10,80	8,10	6,40	5,10	4,00	3,00	2,10	1,00	90	13,00	
HR 4545	102942	7,50	4,00	2,92	2,30	1,90	1,50	1,18	0,80	0,30	87	4,63	
2 Com	104827	13,00	7,55	5,45	4,30	3,45	2,75	2,15	1,62	0,85	90	8,48	

Таблица (окончание)

Звезда	HD	R_{λ}										$R_c, \%$	$W, \text{Å}$
		0,05	0,15	0,25	0,35	0,45	0,55	0,65	0,75	0,85			
11 Vir	105702	13,80	7,70	5,65	4,45	3,60	2,90	2,35	1,80		0,95	90	8,92
HR 4646	106112	6,20	3,50	2,50	1,95	1,55	1,20	0,90	0,55			85	3,80
12 Vir	106251	4,60	2,70	2,00	1,55	1,20	0,95	0,75	0,55	0,10		86	2,87
8 Cam	107168	8,30	4,45	3,25	2,55	2,05	1,62	1,30	0,95	0,55		95	5,17
74 UMa	108844	7,50	4,20	3,10	2,45	2,00	1,60	1,25	0,85			84	4,74
32 α^2 Vir	110951	7,20	4,05	3,00	2,30	1,80	1,40	1,05	0,65			84	4,43
11 CVn	111421	8,00	4,25	3,10	2,45	2,00	1,62	1,28	0,95	0,55		94	5,00
20 CVn	115604	16,00	9,15	6,70	5,28	4,30	3,48	2,75	2,10	1,25		94	10,52
Φ^2 UMa	116657	3,30	1,80	1,35	1,03	0,83	0,70	0,55	0,35			84	2,05
σ Boo	128167	11,00	6,20	4,50	3,50	2,80	2,30	1,75	1,07			85	6,85
α^2 Lib	130841	4,40	2,50	1,85	1,35	1,00	0,50					62	2,40
22 τ^* Ser	140232	3,60	1,95	1,43	1,10	0,88	0,70	0,55	0,45	0,15		87	2,23
HR 5887	141675	5,60	3,05	2,25	1,75	1,35	1,05	0,82	0,63	0,20		87	3,45
ε Ser	141795	3,10	1,70	1,23	0,95	0,80	0,65	0,50	0,35			85	1,92
γ Ser	142860	16,60	9,10	6,70	5,25	4,20	3,45	2,75	1,85	0,75		88	10,50
ψ Sco	145570	4,40	2,45	1,80	1,40	1,10	0,90	0,68	0,45			85	2,72
ν Oph	148367	4,70	2,55	1,85	1,45	1,20	0,95	0,73	0,50	0,30		91	2,94
ν^1 Dra	159541	5,60	3,00	2,20	1,75	1,40	1,15	0,90	0,60	0,15		86	3,46
ν^2 Dra	159560	5,20	2,85	2,10	1,65	1,30	1,03	0,80	0,58	0,20		87	3,25
ν Her	164136	12,50	6,85	5,00	4,00	3,20	2,55	1,95	1,30	0,65		90	7,85
HR 6784	166095	7,10	4,05	2,95	2,30	1,80	1,40	1,10	0,70			85	4,42
α Lyr	172167	1,30	0,70	0,52	0,40	0,32	0,23	0,10				67	0,74
Φ Lyr A	173648	6,00	3,35	2,40	1,90	1,50	1,25	1,00	0,70	0,40		92	3,82
5 Aql	173654	3,20	1,70	1,25	0,95	0,80	0,65	0,45	0,20			80	1,90
111 Her	173880	4,70	2,55	1,88	1,45	1,20	0,95	0,75	0,45			83	2,88
π Dra	182564	3,20	1,80	1,30	1,00	0,85	0,70	0,55	0,40			85	2,02
15 Vul	189849	6,80	3,85	2,75	2,18	1,70	1,40	1,20	0,95	0,65		95	4,43
HR 7833	195217	5,00	2,85	2,10	1,65	1,30	0,95	0,55	0,10			76	3,00
HR 7839	195479	3,20	1,65	1,20	0,95	0,75	0,60	0,48	0,30			85	1,90
θ Cer	195725	7,70	4,30	3,15	2,50	2,00	1,60	1,30	0,98	0,55		92	4,97
δ Del	197461	8,40	4,65	3,45	2,68	2,15	1,78	1,40	0,95	0,50		91	5,36
$\delta \mu$ Aql	198743	6,30	3,45	2,52	1,95	1,50	1,20	0,90	0,60	0,15		86	3,84
δ Cap	207098	7,20	4,00	2,95	2,25	1,78	1,40	1,00	0,65			84	4,40
32 Aqr	209625	5,80	3,25	2,35	1,85	1,48	1,20	0,95	0,65	0,20		87	3,66
ξ^2 Cep A	209790	6,10	3,40	2,45	1,90	1,55	1,20	0,85	0,50			85	3,71
14 Pse	221675	6,00	3,35	2,40	1,85	1,50	1,15	0,85	0,53			85	3,65
79 Peg	223461	4,90	2,85	2,05	1,55	1,20	0,95	0,75	0,50	0,15		86	3,08
+72° 1135	224890	2,40	1,35	0,95	0,78	0,65	0,53	0,40	0,30			85	1,52

Полученные нами спектры перечисленных пяти звезд показывают, что у 47 And контуры выглядят разделенными на двух из 17 спектрограмм, у четырех остальных звезд мы наблюдаем неразделенные линии. Мы полагаем, возможно, это вызвано тем, что исследуемые спектрограммы получены в фазы периода, близкие к соединению. По-видимому, такое же предположение можно высказать относительно других перечисленных в таблице звезд.

Для звезды 47 And сравнительно большое количество спектрограмм было получено с целью уточнения ее периода. Оказалось, что наблюдаемые разделенные контуры линий двух компонент почти одинаковой интенсивности и их относительное смещение соответствует периоду, найденному Флетчером [9]. В таблице дан профиль K Ca II 47 And, измеренный по спектрам, где линии не разделены.

В заключение можно отметить, что контуры К-линии у металлических звезд в отличие от пекулярных звезд не показывают какой-нибудь особенной структуры.

Нам приятно выразить глубокую благодарность директору Крымской астрофизической обсерватории академику А. Б. Северному за предоставленную возможность получить наблюдательный материал, а также заместителю директора А. А. Боярчуку и сотрудникам обсерватории Т. М. Рачковской и Э. А. Витриченко за их всестороннюю помощь. Мы благодарим также доктора Ван'т Веер и доктора И. А. Асланова за предоставленные нам кудеспектрограммы.

Апрель 1979 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Titus J., Morgan W. W.* — *Astrophys. J.*, 1940, **92**, p. 256.
2. *Greenstein J. L.* — *Astrophys. J.*, 1948, **107**, p. 151.
3. *Greenstein J. L.* — *Astrophys. J.*, 1949, **109**, p. 121.
4. *Vitense E. Böhm.* — *Zs. Astrophys.*, 1960, **49**, S. 243.
5. *Abt H. A.* *The Magnetic and Related Stars*/Ed. R. C. Cameron, MonoBook Corp., Baltimore, USA, 1967, p. 173.
6. *Боярчук А. А., Копылов И. М.* — Изв. Крымская астрофиз. обс., 1964, **31**, с. 44.
7. *Minnaert M.* — *Zs. Astrophys.*, 1935, **10**, S. 40.
8. *Добричев В. М.* — Изв. Секции астрон. Болгарской Академии наук, 1970, **4**, с. 47.
9. *Fletcher J. M.* — *J. Roy. Astron. Soc. Canada*, 1967, **61**, p. 56.

УДК 523.855

**МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ЯРКИХ ОБРАЗОВАНИЙ
В ГАЛАКТИКЕ NGC 4303**

Н. Б. Григорьева

Для выявления комплексов H II-областей в центральной части галактики NGC 4303 (M 61) была проведена фотографическая фотометрия снимков галактики, полученных в семи областях спектра с узкополосными фильтрами ($\lambda_{\text{эф}}$ 3600, 3730, 4680, 5280, 6090, 6600 и 7400 Å) и электронно-оптическим преобразователем в прямом фокусе 2,6-м телескопа им. Г. А. Шайна. Для абсолютных калибровок использованы внефокальные изображения звезды 623 Яслей, полученные с той же аппаратурой.

Выявлено 40 ярких образований, из них 29 — комплексы H II-областей, находящихся на расстояниях от 4,4 до 26 кпс от центра галактики. Оценена интенсивность излучения в линии H_{α} ($1,8 \cdot 10^{-17} \leq I_{H_{\alpha}} \leq 3,0 \cdot 10^{-16}$ эрг·см⁻²·с⁻¹·Å⁻¹·(кв. сек. дуги)⁻¹, масса водорода ($1,9 \cdot 10^5 \leq M/M_{\odot} \leq 240 \cdot 10^5$). Получено распределение энергии в спектре звездных группировок этих образований. Все результаты приведены в таблице.

MULTICOLOUR PHOTOMETRY OF NGC 4303 GALAXY BRIGHT PATCHES, by N. B. Grigorieva. — To detect the regions of the H II complexes in the central part of the NGC 4303 (M 61) galaxy the photometric study of its plates has been carried out. The plates were obtained in seven narrow filters (λ_{ef} 3600, 3730, 4680, 5280, 6090, 6600 and 7400 Å) by the prime focus image tube on 2.6 m Shajn Telescope. For the absolute calibration the extra-focal images of 623 Prasepae obtained with the same instrument were used.

40 bright patches and among them 29 complexes of H II regions have been detected on 4.4–26 kps from the galaxy centre. The radiation intensity of H_{α} line ($1.8 \times 10^{-17} < I_{H_{\alpha}} < 3.0 \times 10^{-16}$ erg cm⁻²s⁻¹·Å⁻¹·(sq. sec of arc)⁻¹ and the Hydrogen mass ($1.9 \times 10^5 \leq M/M_{\odot} \leq 240 \times 10^5$) were evaluated. Spectral energy distributions for the patches investigated have been obtained. All the data are given in the Table.

Галактика NGC 4303 (M 61) типа Sc интересна по своим физическим особенностям. Это голубая галактика с ядром, имеющим эмиссионный спектр, содержащий линии H_{α} , H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , He I, [O III]. Кроме того, у нее наблюдается излучение в области 10 мкм ($0,24 \pm 0,06$)·10⁻²⁶ Вт·м⁻²·Гц⁻¹ [1]. Ходж обнаружил в этой галактике 131 H II-область [2], но не привел никаких фотометрических данных. Многоцветная фотометрическая и фотографическая фотометрия ядра NGC 4303 в области λ 3340–7400 была проведена Л. С. Назаровой и А. Г. Щербаковым [3]. Полученное ими распределение энергии показывает большой бальмеровский скачок: $F_{\lambda 4000}/F_{\lambda 3600} = 4,4 \pm 0,65$. Авторы [3] считают, что этот скачок можно объяснить наличием в области ядра большого количества звезд спектральных классов A, F и пыли. По радионаблюдениям [4] оценена масса нейтрального водорода в галактике $M_{\text{HI}} = (7,7 \pm 0,8) \cdot 10^9 M_{\odot}$, составляющая 0,14 всей ее массы. Расстояние до NGC 4303 составляет 20 Мпс, если принять постоянную Хаббла $H = 75$ км/с Мпс и лучевую скорость $v = 1483$ км/с (1" соответствует 100 пс). Звездная величина ее равна $B = 10^m, 21$; цвет $B - V = +0^m, 48$.

Фотометрия галактики проводилась по снимкам, полученным И. И. Проник и К. К. Чуваевым в прямом фокусе 2,6-м телескопа им. Г. А. Шайна и любезно предоставленным автору. Снимки сделаны с узкополосными филь-

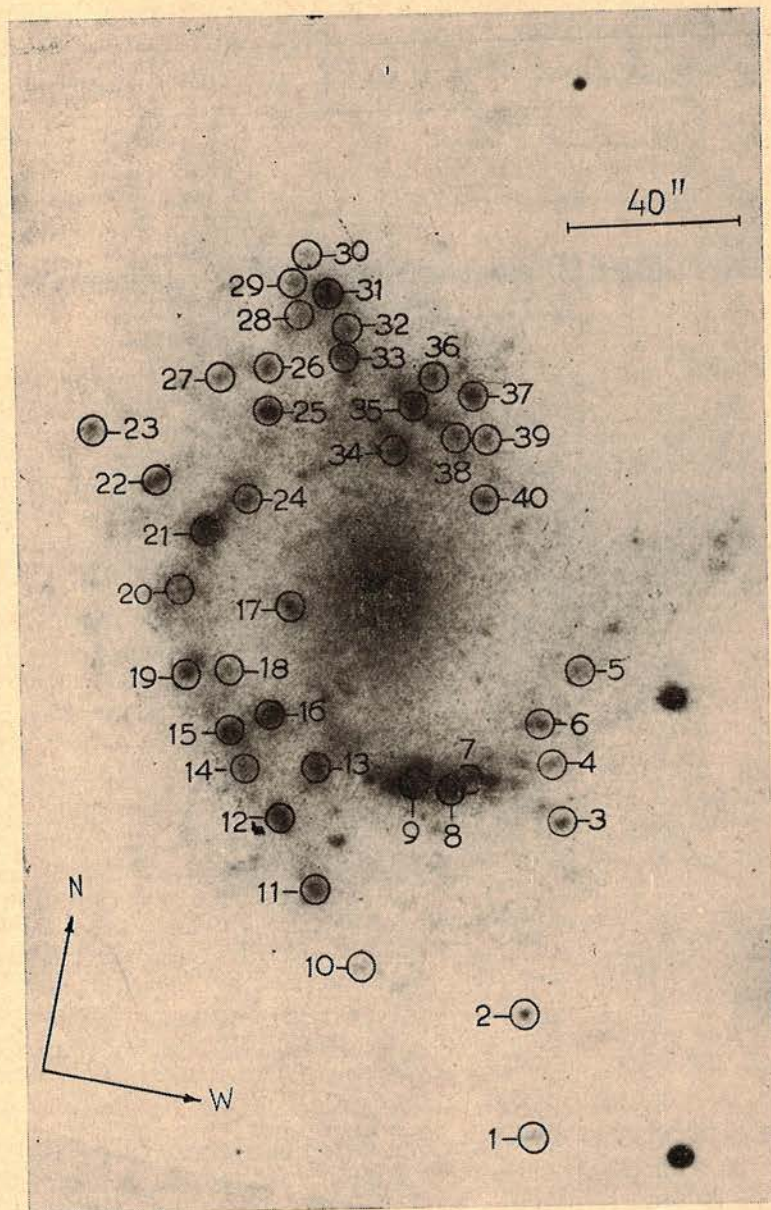


Рис. 1. Расположение деталей NGC 4303 (получено по снимку в фильтре $\lambda 6600 \text{ \AA}$)

рами и электронно-оптическим преобразователем. Эффективные длины волн использованной установки соответствуют 3600, 3730, 4680, 5280, 6090, 6600 и 7400 \AA . Фильтры для $\lambda_{\text{эф}}$ 3730 и 6600 \AA центрированы на эмиссионные линии. Для абсолютной калибровки с теми же фильтрами и аппаратурой были получены внефокальные снимки звезды 623 Яслей ($V = 9^m,71$; $(B - V) = +0^m,551$; $(U - B) = +0^m,064$).

Фотографии NGC 4303 получены с экспозициями от 0,27 до 7,0 мин. 24—25.II 1968 г. и 14—15.IV 1969 г. Снимки, полученные в первую дату, значительно лучше полученных в 1969 г., и при выводе среднего им придавался двойной вес.

Весь материал (снимки галактики, шкалки и внефокальные изображения звезды) измерялся на микрофотометре МФ-2 с диафрагмой, площадь которой соответствует 4 кв. сек. дуги. При сравнении яркостей деталей галактики

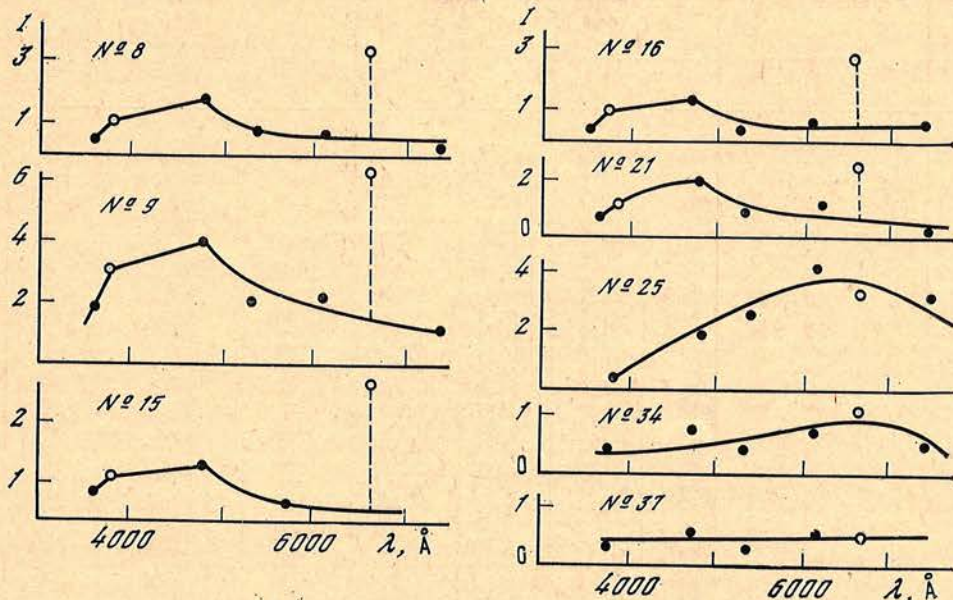


Рис. 2. Распределение энергии в спектре некоторых типичных деталей в относительных единицах (у графиков указаны номера деталей)

Светлые кружки — интенсивности в тех фильтрах, где возможно излучение водорода или кислорода

с внефокальным изображением звезды учитывалась разность зенитных расстояний. Средний коэффициент прозрачности для КАО взят из [5]. Методика измерений и обработки применялась та же, что у И. И. Проник и К. К. Чуваева [6]. Для измерения были выбраны детали, четко выделяющиеся на снимке, сделанном в фильтре $\lambda_{\text{эф}} = 6600 \text{ \AA}$. Карта галактики с измеренными деталями представлена на рис. 1. Величины кружков на карте не соответствуют размерам деталей. Самые яркие детали (№ 9, 21, 22 и 31) совпадают со сверхассоциациями, отмеченными Р. К. Шахбазян [7], которая оценила их абсолютные величины M_V от $-14^m,1$ до $-14^m,6$.

Было измерено 40 ярких образований, находящихся на расстоянии от 4,4 до 26 кпс от центра. В результате обработки измерений были получены относительные интенсивности деталей в разных фильтрах I_λ (распределение энергии) и их звездные величины m_{4680} . Распределение энергии в спектре изученных областей получено в основном по трем снимкам. Графики распределения энергии для некоторых деталей даны на рис. 2 в относительных единицах. Среднеквадратичная ошибка определения среднего значения интенсивности ε следующая:

$\lambda_{\text{эф}}, \text{ \AA}$	3730	4680	5280	6600
$\varepsilon, \%$	22	23	20	20

Ошибки для $\lambda_{\text{эф}} 3600, 6100$ и 7400 не оценивались из-за недостатка материала. Интенсивности для этих областей спектра представляют собой лишь оценку величин I_λ .

Из 40 измеренных областей заметное излучение в линии H_α показали лишь 29. Для характеристики распределения энергии в спектре областей были вычислены отношения I_{3730}/I_{4680} и I_{4680}/I_{6090} . По характеру распределения энергии все детали можно отнести к трем группам.

Первая, самая многочисленная группа (21 область) имеет максимум в коротковолновой части около 4000 \AA . Во вторую группу входят восемь областей, которые имеют распределение энергии излучения, не зависящее от λ (прямая, параллельная оси абсцисс).

Третья группа состоит из восьми самых красных группировок. Максимум излучения приходится на длинноволновую область спектра.

Номер детали	Площадь, кв. сек. дуги	r, сек. дуги	m_{4680}	M_{4680}	I_{3727}/I_{4680}	I_{4680}/I_{6090}	$I_{H\alpha} \times 10^{17}$ *	$\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_{\odot} \times 10^{-5}$
1	2,0×2,0	260	19 ^m ,5	-12 ^m ,0	—	—	3,3	5,1
2	1,5×1,5	200	20,2	11,3	1,48	—	6,0	3,5
3	2,0×2,5	130	—	—	—	—	4,8	8,7
4	1,5×1,5	110	19,9	11,6	1,10	—	1,8	1,9
5	1,5×2,0	90	19,5	12,0	—	0,81	—	—
6	3,0×2,0	90	19,7	11,8	0,46	1,17	3,0	9,7
7	1,5×1,5	96	18,2	13,3	0,61	2,38	6,5	3,6
8	2,0×2,0	94	17,4	14,1	0,61	2,45	18,0	12,0
9	6,0×6,0	90	14,1	17,4	0,78	1,82	30,0	240,0
10	1,5×1,5	170	20,4	11,1	0,87	0,49	—	—
11	3,0×3,0	148	17,6	13,9	0,77	2,76	6,4	20,0
12	5,0×3,0	112	17,8	13,7	0,79	—	11,0	52,0
13	4,0×2,0	84	17,6	13,9	0,62	1,45	6,5	24,0
14	1,5×1,5	102	19,2	12,3	0,62	1,00	—	—
15	2,5×2,5	92	18,0	13,5	0,71	—	12,0	30,0
16	4,0×2,5	76	16,7	14,8	0,73	2,50	13,0	36,0
17	2,0×2,0	44	19,2	12,3	0,43	0,88	2,4	4,3
18	2,0×5,0	76	17,6	13,9	0,54	3,27	—	—
19	2,0×2,0	90	18,9	12,6	0,46	—	6,0	7,0
20	3,0×8,0	94	16,6	14,9	0,82	—	—	—
21	6,0×4,0	80	15,3	16,2	0,52	2,08	12,0	93,0
22	2,0×4,0	90	17,7	13,8	0,78	—	12,0	22,0
23	2,0×2,0	146	18,7	12,8	0,40	—	5,0	6,3
24	2,0×2,0	72	18,0	13,5	0,73	2,58	6,0	7,0
25	2,5×2,5	90	16,9	14,6	0,24	0,45	—	—
26	2,0×2,0	110	18,2	13,3	0,29	—	5,0	6,3
27	1,5×2,0	116	18,8	12,7	0,16	—	4,8	4,4
28	2,0×3,0	130	17,1	14,4	0,44	—	—	—
29	1,5×1,5	140	19,3	12,2	0,32	—	—	—
30	2,0×1,5	150	—	—	—	—	2,4	3,0
31	3,0×3,0	130	16,4	15,2	0,65	1,40	7,9	22,0
32	1,5×1,5	112	18,6	12,9	0,54	1,77	4,9	3,5
33	2,5×2,5	100	—	—	0,46	0,92	6,5	10,0
34	2,5×2,5	60	18,0	13,5	0,46	0,92	—	—
35	2,0×3,0	80	17,6	13,9	0,58	1,77	7,9	12,0
36	2,0×2,0	96	18,5	13,0	—	—	2,1	4,3
37	1,5×2,0	116	19,2	12,3	0,74	0,93	—	—
38	2,0×2,0	70	17,8	13,7	0,16	—	—	—
39	1,5×2,0	80	19,6	11,9	1,00	0,84	3,1	3,9
40	2,0×1,5	60	19,2	-12,3	0,43	—	5,5	5,2

* В эрг/см²·с·А·кв-сек-дуги.

Как видно, у большинства деталей повышается яркость в коротковолновую часть спектра, что соответствует «голубой» галактике. На рис. 2 дано распределение энергии для областей с наибольшим излучением в H_{α} , а также для деталей с характерными спектрами первой, второй и третьей групп.

Для большинства областей яркость меняется примерно в 3 раза, лишь небольшое число деталей имеет яркость в 6 раз больше минимальной. По звездным величинам m_{4680} были вычислены абсолютные величины M_{4680} деталей. Наибольшая яркость оказалась у детали № 9, имеющей размер 6×6 сек. дуги, $M_{4680} = -17^m,4$.

Масса водорода в деталях вычислялась по формуле, полученной из формул (1.5), (1.8) и (2.19) книги С. А. Каплана и С. Б. Пикельнера [8]. В результате простых преобразований формул получается: $\mathfrak{M}/\mathfrak{M}_{\odot} = 80l^{2,5} \cdot I_{H\alpha}^{0,5}$, где \mathfrak{M} и \mathfrak{M}_{\odot} — масса водорода в детали и масса Солнца, l — размер детали в парсеках, $I_{H\alpha}$ — интенсивность детали в H_{α} в эрг/см²·ср. Отношение $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ принято равным трем. Полученные значения масс можно считать лишь оценками, так как неизвестно, какую часть детали занимают области интенсивного свечения водорода. Полученные электронные плотности, считая $N_p = N_e$, изменяются от 0,1 до 2,0 см⁻³.

Все полученные сведения даны в таблице, где приведены: номер детали по рис. 1, площадь, расстояние от центра галактики r , видимая звездная величина в $\lambda 4680 \text{ \AA}$ m_{4680} , абсолютная величина M_{4680} , I_{3727}/I_{4680} , I_{4680}/I_{6090} , $I_{H\alpha}$ и масса водорода в зоне H II детали.

Среди измеренных областей следует особо отметить деталь № 9, резко отличающуюся от остальных по яркости, размерам и массе водорода ($240 \cdot 10^5 M_{\odot}$), и № 21, имеющую центральное более плотное ядро и по размерам лишь немного уступающую детали № 9. Средняя яркость в $H\alpha$ детали № 21 в 2,5 раза меньше, чем № 9, ее масса H II равна $93 \cdot 10^5 M_{\odot}$. Масса H II для всех ярких образований, по нашим оценкам, составляет $6,6 \cdot 10^7 M_{\odot}$. По радионаблюдениям $M_{HI} = 7,7 \cdot 10^9 M_{\odot}$. Следовательно, максимальное количество ионизованного водорода составляет не больше, а скорее меньше 10^{-2} от массы нейтрального водорода.

Автор очень благодарен сотрудникам КАО И. И. Проник и К. К. Чуваеву за предоставленный материал и ценную консультацию во время работы.

Апрель 1979 г.

Л и т е р а т у р а

1. Rieke G. H., Low F. J. — *Astrophys. J.*, 1972, 176, L 95.
2. Hodge P. W. — *Astrophys. J. Suppl.* 239, 1974, 27, p. 113.
3. Назарова Л. С., Щербаков А. Г. — *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1973, 48, с. 37.
4. McCutcheon W. H., Davies R. D. — *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1970, 150, p. 337.
5. Костякова Е. Б. — *Сообщ. ГАИШ*, 1970, № 166, с. 62.
6. Проник И. И., Чуваев К. К. — *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1967, 38, с. 219.
7. Шахбазян Р. К. — *Астрофизика*, 1970, № 6, с. 367.
8. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. *Межзвездная среда*. М.: Физматгиз, 1963.

УДК 523.8

ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ АТМОСФЕР
ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ЗВЕЗД КЛАССОВ В — G

Л. С. Любимков

Описан вариант метода моделей атмосфер, предназначенный для исследования звезд спектральных классов В—G и реализованный на ЭВМ ЕС-1020 Крымской астрофизической обсерватории. Рассмотрено вычисление непрерывного спектра, профилей линий водорода, а также эквивалентных ширин и глубин образования линий металлов. Приведены таблицы профилей бальмеровских линий H_α — H_δ , рассчитанных для моделей атмосфер Парсонса [2] на основе обобщенной теории уширения Видала, Купера и Смита [7]. Обсуждаются критерии, применяемые для определения эффективной температуры и ускорения силы тяжести. Изложен способ анализа зависимости параметра микротурбулентности от глубины в атмосфере.

USING OF MODEL ATMOSPHERES FOR INVESTIGATIONS OF B—G STARS, by *L. S. Lyubimkov*.— The version of the model atmosphere analysis is described which is intended for investigations of B—G stars and realized on ES-1020 computer of the Crimean astrophysical observatory. The calculations of continuum, profiles of the hydrogen lines, and equivalent widths and depths of formation of metal lines are considered. Tables of the H_α — H_δ profiles calculated for the model atmospheres of Parsons [2] on the base of the unified theory of Vidal, Cooper, and Smith [7] are given. Criteria which are used for determination of the effective temperature and the surface gravity are discussed. A method of investigation of depth dependence of the microturbulence parameter in the atmosphere is described.

Как известно, если при исследовании атмосферы какой-либо звезды используются спектры с достаточно высокой дисперсией (порядка нескольких ангстрем на миллиметр), то применение кривых роста можно рассматривать лишь как первое приближение. Более точные данные о физических условиях и о содержании химических элементов в атмосфере могут быть получены методом моделей атмосфер.

Указанный метод связан с весьма громоздкими расчетами, поэтому для его реализации требуются достаточно мощные электронно-вычислительные машины. В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР для ЭВМ ЕС-1020 на языке Фортран-IV разработана программа, позволяющая применять метод моделей атмосфер к звездам спектральных классов В — G. Более горячие звезды (класс O) не рассматриваются из-за существенных отклонений от локального термодинамического равновесия, а более холодные (классы K, M) — из-за присутствия в их атмосферах многочисленных молекул. Оба эти эффекта сильно усложняют расчеты.

С помощью разработанной программы выполнен анализ спектров сверхгиганта γ Cyg (F8 Ib); предварительные результаты анализа изложены в [1]. При этом использовались модели атмосфер Парсонса [2], вычисленные для желтых сверхгигантов при учете покровного эффекта, конвекции и турбулентного давления.

Применяя те или иные модели атмосфер, предварительно необходимо убедиться, что принятый в них химический состав приблизительно соответ-

вует химическому составу атмосферы исследуемой звезды. Поэтому на первом этапе исследований должен быть использован метод кривых роста. Например, модели [2] были применены к сверхгиганту γ Суг только после того, как на основе кривых роста было показано, что содержание элементов в атмосфере γ Суг близко к солнечному (см. [3]).

Нет необходимости излагать всю последовательность вычислений в методе моделей атмосфер, так как она уже описана в литературе. Поэтому ниже рассмотрены лишь наиболее существенные детали нашей методики, а также некоторые полученные с ее помощью результаты. Последние касаются главным образом сверхгигантов класса F, на которых в первую очередь была опробована разработанная методика. Отметим, что все расчеты выполнены при предположении о локальном термодинамическом равновесии (ЛТР). Последнее обстоятельство заставляет отказаться от рассмотрения центральных частей сильных линий, так как они формируются в высоких слоях атмосферы, где можно ожидать значительных отклонений от ЛТР.

1. Непрерывный спектр

Для звезд спектральных классов A—G учитываются следующие источники непрозрачности в непрерывном спектре: H I, H⁻, H₂⁺, элементы (Si I и Mg I), рассеяние на свободных электронах и рэлеевское рассеяние на водородных атомах. При этом используются подпрограммы, опубликованные Кэрбоном и Джинджеричем [4]. Для звезд класса B необходимо добавить поглощение гелием He I и He II (в некоторых моделях учтен также отрицательный ион He⁻).

Если πF_λ — поток излучения в непрерывном спектре, тогда

$$F_\lambda = 2 \int_0^\infty S(\tau_\lambda) E_2(\tau_\lambda) d\tau_\lambda.$$

Здесь τ_λ — оптическая глубина, $E_2(\tau_\lambda)$ — вторая интегральная показательная функция, $S(\tau_\lambda)$ — функция источников. Последняя в силу ЛТР заменяется на функцию Планка $B(\tau_\lambda)$. Обычно для вычисления F_λ применяются какую-нибудь квадратурную формулу. Мы воспользовались шеститочечной квадратурной формулой

$$F_\lambda = 2 \sum_{i=1}^6 b_i B(\tau_i), \quad (1)$$

в которой весовые множители b_i и узлы τ_i были найдены Л. И. Снежко [5]. Ранее отмечалось (см. [6]), что указанное в [5] значение τ_4 содержит опечатку. Поэтому мы применили исправленную квадратурную формулу, приведенную в [6] (формула (42)).

Отметим, что поток излучения в линии также находился с помощью соотношения (1), где под τ_i в этом случае нужно понимать полную оптическую глубину в рассматриваемом участке контура.

2. Профили бальмеровских линий

Как известно, основным механизмом уширения линий водорода в звездных атмосферах является эффект Штарка. Обусловленный им коэффициент поглощения в линиях не описывается функцией Фойгта, и возникает сложная проблема построения достаточно точной теории уширения. До 1973 г. в расчетах бальмеровских линий применялись две теории штарковского уширения: ударная теория Грима и квазистатическая полуэмпирическая ESW-теория, которые рассматривались как два предельных случая и давали несколько различающиеся профили (литературу см. в [7]). Предполагалось, что более точная теория должна приводить к профилям, занимающим промежуточное положение между этими двумя крайними случаями. В 1973 г. были опубликованы таблицы «обобщенной теории» Видала, Купера и Сми-

та [7], которая явилась обобщением двух предшествующих теорий. В настоящее время эта теория штарковского уширения водородных линий, по видимому, может считаться наиболее точной; она и была использована в наших вычислениях.

Кроме эффекта Штарка нами учитывались и другие механизмы уширения: тепловое уширение, затухание вследствие излучения и затухание вследствие столкновений с атомами водорода (или уширение собственным давлением). Последний механизм в случае водородных линий обычно называют резонансным уширением. Этот механизм для линии H_α в условиях солнечной атмосферы даже преобладает над штарковским уширением. Впервые это было установлено А. Б. Северным [8] для однородной модели атмосферы Солнца и позже подтверждено Кэйрелем и Травингом [9] для неоднородной модели. Однако в атмосферах сверхгигантов классов F — G, как показали наши расчеты для моделей атмосфер [2], из-за малой плотности вещества резонансное уширение практически не влияет на контуры бальмеровских линий.

Для всех 15 моделей Парсонса [2] были вычислены профили линий H_α , H_β , H_γ и H_δ . Они приведены в табл. 1—4 в зависимости от эффективной температуры $T_{\text{эф}}$ и логарифма ускорения силы тяжести $\lg g$. Здесь дано отношение потока излучения в линии к потоку излучения в непрерывном спектре как функция расстояния от центра линии $\Delta\lambda$.

В табл. 1—4 не представлены центральные части бальмеровских линий, соответствующие расстояниям $\Delta\lambda < 0,5 \text{ \AA}$. Для этого имелись следующие причины: 1) эти части профиля, как правило, образуются настолько высоко в атмосфере, что моделей Парсонса просто «не хватает» по высоте; 2) на тех высотах в звездных атмосферах, где образуются ядра бальмеровских линий, можно ожидать больших отклонений от ЛТР; 3) теоретические контуры бальмеровских линий и контуры, наблюдаемые в лабораторном эксперименте, не совпадают при $\Delta\lambda = 0$ (см., например, [10]). Последнее обстоятельство означает, что даже при учете отклонений от ЛТР мы не можем уверенно рассчитать центральные интенсивности линий из-за некоторого несовершенства существующей теории уширения.

Кроме моделей Парсонса [2] программа расчета контуров водородных линий была опробована и на моделях других авторов. В частности, было интересно сравнить наши профили H_γ с профилями той же линии, полученными Кэрбоном и Джинджеричем [4] для собственных моделей как на основе теории Грима, так и на основе ESW-теории. Такое сравнение для модели атмосферы, соответствующей эффективной температуре $T_{\text{эф}} = 6000 \text{ K}$ и ускорению силы тяжести $\lg g = 2$, приведено в табл. 5. Как и следовало ожидать, обобщенная теория приводит к результатам, лежащим между данными ESW-теории и теории Грима.

При рассмотрении табл. 5 возникает вопрос, насколько важны различия, к которым приводят разные теории уширения, для анализа реально наблюдаемых профилей бальмеровских линий. Так как контуры бальмеровских линий используются для подбора модели атмосферы исследуемой звезды (см. ниже), может оказаться, что от выбора той или иной теории уширения в какой-то мере зависит определение значений $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$. Как видно из вычислений Кэрбона и Джинджерича [4], расхождения в контурах H_γ , которые дают ESW-теория и теория Грима, достигают для ряда моделей атмосфер 4—6%. С помощью [4] нетрудно убедиться, что такие расхождения в случае звезд класса F, где бальмеровские линии являются хорошим индикатором $T_{\text{эф}}$, приводят к изменению $T_{\text{эф}}$ почти на 100° . В случае звезд класса B, где бальмеровские линии чувствительны к выбору $\lg g$, применение разных теорий уширения при вычислении профиля H_γ приводит к изменению $\lg g$ на 0,2. Последняя оценка подтверждается также результатами исследования определенной B-звезды $\alpha \text{ Scl}$ [11]. К сожалению, расчеты [4] выполнены только для линии H_γ , поэтому ничего нельзя сказать о тех изменениях в значениях $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$, которые даст в аналогичных ситуациях, например, рассмотрение линии H_α .

3. Линии металлов

Для каждой линии рассчитываются контур и эквивалентная ширина, причем такие расчеты выполняются для трех значений содержания рассматриваемого химического элемента, чтобы затем с помощью интерполяции можно было найти содержание, соответствующее наблюдаемой эквивалентной ширине. Коэффициент поглощения в линии считается фойгтовским, а для вычисления функции Фойгта используется программа, опубликованная в [12]. Как показало сравнение с таблицами Хаммера [13], указанная программа обеспечивает по крайней мере пять верных знаков.

Полная постоянная затухания γ складывается из постоянной затухания вследствие излучения γ_{rad} , постоянной штарковского уширения γ_{st} и постоянной уширения Ван-дер-Ваальса γ_{vdw} . Для величины γ_{rad} принимается классическое значение (см., например, [14]). Для γ_{st} и γ_{vdw} используются приближенные формулы Унзольда, причем в том виде, в котором они приведены в книге Грэя [15]. Сведения о константе C_4 , необходимой для вычисления γ_{st} , можно найти, например, в статье Ишикавы [16].

Основным механизмом уширения линий металлов в атмосфере Солнца являются столкновения с нейтральными частицами (преимущественно с атомами водорода), т. е. уширение Ван-дер-Ваальса. В последние годы выяснилось, что формула Унзольда дает заниженные значения γ_{vdw} . Эмпирическим путем было установлено, что постоянная затухания γ_{vdw} должна быть увеличена в среднем в 2—3 раза. Конкретные значения поправочного множителя для некоторых спектральных линий, представляющих астрофизический интерес, можно найти в [17]. Наши расчеты показали, что в случае сверхгиганта γ Cug из-за низкой плотности вещества в атмосфере уширение ван-дер-Ваальса оказывается малосущественным, так как для большинства линий сумма $\gamma_{\text{rad}} + \gamma_{\text{st}}$ на порядок и более превышает γ_{vdw} . Исключение составляют линии Na I, для которых в области $\tau_{\lambda} \lesssim 1$ величина γ_{vdw} становится сравнимой с постоянными затухания γ_{rad} и γ_{st} . В данном случае, чтобы уточнить значения γ_{vdw} , необходимо воспользоваться поправочными множителями из [17, 18].

Суммы по состояниям вычисляются по формуле Болтона [19]. Коэффициенты в этой формуле Болтон определил только для десяти химических элементов. Для редкоземельных элементов коэффициенты приведены в статье Аллер и Эверетт [20]. Для остальных элементов из нашего списка мы нашли коэффициенты в формуле Болтона с помощью таблиц [21—23].

Здесь не рассматривается проблема сил осцилляторов линий. Однако необходимо подчеркнуть, что она имеет первостепенное значение в расчетах такого рода. Отметим что в Крымской астрофизической обсерватории проведена большая работа по построению достаточно надежной системы сил осцилляторов линий, наблюдаемых в спектрах F-звезд (см. [3]).

4. Глубина образования линий

Чтобы исследовать возможные изменения микротурбулентности с глубиной в атмосфере, мы вычисляли для каждой линии не только профиль и эквивалентную ширину, но и среднюю глубину образования линии τ_W (точнее, среднюю глубину образования, отнесенную к эквивалентной ширине), а также соответствующую ей геометрическую высоту H . Для τ_W использовалось определение, приведенное в [24], т. е.

$$\tau_W = \frac{2}{W} \int_0^{\infty} \tau_{\lambda}(\tau_{F_{\nu}})(1 - r_{\nu}) d(\Delta\lambda), \quad (2)$$

где W — эквивалентная ширина, $\tau_{F_{\nu}}$ — монохроматическая глубина образования потока в заданной частоте в линии, $\tau_{\lambda}(\tau_{F_{\nu}})$ — соответствующая $\tau_{F_{\nu}}$ глубина в непрерывном спектре, r_{ν} — отношение потока в линии F_{ν} к потоку в непрерывном спектре F_{λ} , $\Delta\lambda$ — расстояние от центра линии. Отметим,

что

$$W = 2 \int_0^{\infty} (1 - r_{\nu}) d(\Delta\lambda).$$

Величина $\tau_{F_{\nu}}$ в выражении (2) находилась следующим образом. Считалось, что излучение заданной частоты формируется в достаточно узкой области монохроматических глубин τ_{ν} , где функцию Планка можно представить линейным законом $B(\tau_{\nu}) = c_0 + c_1\tau_{\nu}$. Тогда можно показать, что с хорошей точностью выполняется приближенное соотношение

$$\tau_{F_{\nu}} = \frac{0,462 \frac{c_0}{c_1} + 0,805}{\frac{c_0}{c_1} + \frac{2}{3}}. \quad (3)$$

Коэффициенты c_0 и c_1 для каждого участка профиля линии определялись методом наименьших квадратов по точным значениям $B(\tau_{\nu})$ в области глубин $0,01 \leq \tau_{\nu} \leq 2,00$.

Следует отметить, что выражение для $\tau_{F_{\nu}}$ зависит от того, какое определение принято для глубины образования интенсивности излучения $\tau_{L_{\nu}}(\mu)$. В частности, соотношение (3) получено для «медианного» определения указанной величины, использованного автором ранее (см. [24—26]). Часто применяется также следующее определение:

$$\tau_{L_{\nu}}(\mu) = \int_0^{\infty} \tau_{\nu} e^{-\frac{\tau_{\nu}}{\mu}} S_{\nu}(\tau_{\nu}) d\tau_{\nu} / \int_0^{\infty} e^{-\frac{\tau_{\nu}}{\mu}} S_{\nu}(\tau_{\nu}) d\tau_{\nu}, \quad (4)$$

где μ — косинус угла между направлением излучения и внешней нормалью к атмосферным слоям, $S_{\nu}(\tau_{\nu})$ — функция источников в линии. Нетрудно показать, что в этом случае при введенных предположениях (ЛТР, линейность функции Планка) выражение для $\tau_{F_{\nu}}$ имеет вид

$$\tau_{F_{\nu}} = \frac{\frac{2}{3} \frac{c_0}{c_1} + 1}{\frac{c_0}{c_1} + \frac{2}{3}}. \quad (5)$$

Оно приводит к несколько более высоким значениям $\tau_{F_{\nu}}$, чем соотношение (3), однако различие несущественно по сравнению с той погрешностью, которая возникает при переходе от $\tau_{F_{\nu}}$ к τ_{λ} ($\tau_{F_{\nu}}$) и далее к τ_W , например, из-за ошибок в силах осцилляторов линий.

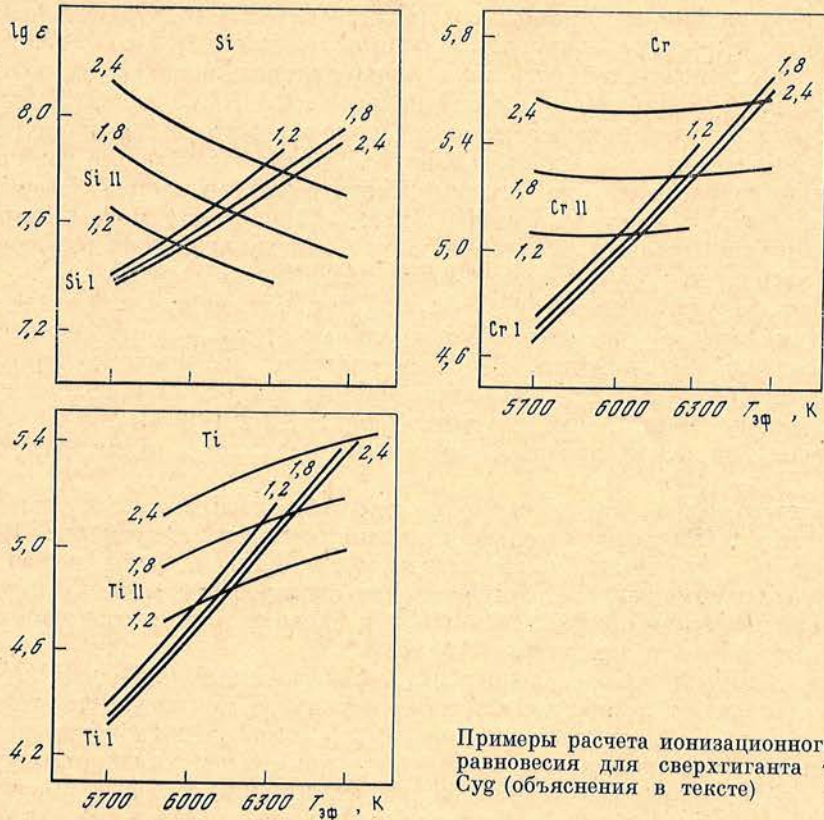
Как и эквивалентная ширина W , глубина образования τ_W рассчитывалась для трех значений содержания соответствующего элемента. Затем с помощью параболической интерполяции находились содержание и глубина, соответствующие наблюдаемой эквивалентной ширине линии.

5. Выбор модели атмосферы

К настоящему времени опубликовано множество работ, посвященных вычислениям моделей атмосфер звезд различных спектральных классов и различных классов светимости (см., например, обзор [27]). Поэтому при исследовании какой-либо конкретной звезды почти всегда можно подобрать подходящую сетку моделей. Затем на ее основе необходимо найти такие значения $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$, которые наилучшим образом отвечают наблюдаемому спектру звезды. Для этого обычно используют следующие критерии:

1) сравнение теоретического и наблюдаемого распределения энергии в непрерывном спектре;

2) сравнение теоретических и наблюдаемых профилей бальмеровских линий;



Примеры расчета ионизационного равновесия для сверхгиганта γ Cyg (объяснения в тексте)

3) ионизационное равновесие для одного или нескольких химических элементов.

Иногда пытаются оценивать $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ на основе одного или двух критериев. Однако в наших вычислениях для повышения надежности результатов применяются все три критерия. Отметим, что каждому из них (например, каждой балмеровской линии) отвечает целый набор пар чисел $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$, которому на диаграмме $T_{\text{эф}} - \lg g$ соответствует некоторая кривая. В идеальном случае все такие кривые должны были бы пересечься в одной точке, однако на практике этого не происходит, так как и наблюдательный материал, и исходные данные в расчетах (например, силы осцилляторов) содержат какие-то ошибки. Поэтому приходится брать «среднюю» точку пересечения, которая и дает искомые значения $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$.

Рассмотрим несколько подробнее третий критерий (ионизационное равновесие). Однако предварительно отметим, что при использовании первого критерия теоретическое распределение энергии должно быть исправлено за покровный эффект, а наблюдаемое — за межзвездное поглощение.

В спектрах многих звезд некоторые элементы можно наблюдать в двух стадиях ионизации. Для таких элементов должно выполняться ионизационное равновесие, т. е. модель атмосферы следует подобрать так, чтобы линии одного иона давали такое же содержание элемента, как и линии другого иона. Например, при применении описываемой методики к сверхгиганту γ Cyg (см. [1]) рассматривалось ионизационное равновесие для шести элементов: Si, Ti, V, Cr, Fe, Ni.

Примеры расчета ионизационного равновесия для γ Cyg представлены на рисунке. Отметим, что в этих расчетах параметр микротурбулентности был равен 7,5 км/с. По оси ординат отложен логарифм содержания элемента (для водорода, как обычно, принято $\lg \epsilon_{\text{H}} = 12,0$), по оси абсцисс — эффективная температура. Рядом с каждой кривой указано соответствующее значение $\lg g$.

Из рисунка видно, что нейтральные атомы и ионизованные атомы дают

качественно разные зависимости содержания ϵ от $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$. Для нейтральных атомов величина ϵ оказывается чувствительной к $T_{\text{эф}}$, но слабо зависит от $\lg g$. Для ионов, наоборот, характерна сильная зависимость ϵ от $\lg g$. В случае сверхгигантов класса F нейтральные атомы всех шести перечисленных выше элементов показывают увеличение ϵ с ростом $T_{\text{эф}}$. С другой стороны, у ионизованных атомов нет такого единства в поведении величины ϵ ; как видно из рисунка, она может убывать с увеличением $T_{\text{эф}}$ (кремний), может оставаться почти постоянной (хром, никель) или может возрастать (титан, ванадий, железо). Подчеркнем, что для звезд других классов ионы тех же элементов могут показать иную зависимость ϵ от $T_{\text{эф}}$.

Для каждого из значений $\lg g = 1, 2; 1,8$ и $2,4$ подбиралась такая эффективная температура, при которой нейтральные атомы и ионы давали одно и то же содержание элемента. Другими словами, на рисунке находились абсциссы точек пересечения, например, кривых Si I и Si II, соответствующих одному и тому же $\lg g$. Для каждого элемента таким путем получались три пары чисел $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$, которые затем использовались при построении диаграммы $T_{\text{эф}} - \lg g$.

Следует отметить, что зависимости, подобные изображенным на рисунке, оказываются полезными не только при выборе модели атмосферы. Параметры $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ для исследуемой звезды могут быть найдены недостаточно верно, и указанные зависимости позволяют судить о том, к каким погрешностям в определяемом содержании того или иного элемента приводит, например, завышение или занижение $T_{\text{эф}}$ на 100 К.

Расчет ионизационного равновесия, а отсюда и выбор $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$, вообще говоря, зависит от принятого значения параметра микротурбулентности ξ_t . Так как сначала приходится пользоваться приближенным значением ξ_t , полученным по кривым роста, лучше всего при построении ионизационного равновесия основываться только на слабых линиях, которые практически нечувствительны к выбору ξ_t . Однако это не всегда удается сделать (например, могут быть неизвестны силы осцилляторов слабых линий). Тогда расчет ионизационного равновесия и соответственно определение параметров $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ приходится выполнять дважды: первый раз для приближенного значения ξ_t , найденного по кривым роста, и второй раз для уточненного значения ξ_t , найденного с помощью моделей атмосфер.

Определение параметра микротурбулентности ξ_t — это одна из основных задач метода моделей атмосфер. Обычно поступают следующим образом: для линий разной интенсивности, принадлежащих одному иону, вычисляют содержание соответствующего элемента ϵ при нескольких значениях ξ_t и затем подбирают такое ξ_t , для которого не наблюдается систематических изменений ϵ при увеличении эквивалентной ширины W . Необходимо подчеркнуть, что такой способ дает постоянное для всей атмосферы значение ξ_t . В то же время известно, что в атмосферах некоторых звезд (и в особенности сверхгигантов) параметр ξ_t может меняться с глубиной. Чтобы учесть возможное изменение ξ_t с глубиной в нашей методике вместо отдельных линий предлагается рассматривать группы линий разной интенсивности. Например, в спектрах F-сверхгигантов много линий Fe I. Можно выделить среди них сначала группу относительно слабых линий с эквивалентными ширинами $W \approx 50$ мÅ, которая дает содержание железа ϵ_{Fe} , практически не зависящее от выбора ξ_t . Далее можно рассмотреть последовательно группы линий, например, с ширинами $W \approx 150, 200, 250, 300$ мÅ и т. д.; для каждой из них находится то значение ξ_t , которое соответствует содержанию ϵ_{Fe} , определенному по слабым линиям. Главным моментом здесь является то, что линии одной группы, имея близкие эквивалентные ширины, должны образовываться примерно на одинаковой геометрической высоте H . Таким образом, зная средние для данной группы линий значения ξ_t и H , можно довольно точно построить зависимость параметра ξ_t от высоты в атмосфере, причем намного точнее, чем по отдельным линиям.

Отметим, что для такого анализа не подходят сильные линии, т. е. существует ограничение на рост W . Оно связано с теми особенностями пове-

Таблица 1

Профиль линии Н_α

Тэф, К	lg g	Расстояние от центра линии, А												
		0,5	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10,0	15,0	20,0	30,0
5400	1,2	0,532	0,790	0,848	0,886	0,928	0,950	0,964	0,972	0,983	0,988	0,994	0,997	0,999
	1,8	0,638	0,809	0,867	0,899	0,936	0,955	0,967	0,975	0,984	0,989	0,995	0,997	0,999
	2,4	0,608	0,822	0,873	0,904	0,939	0,957	0,969	0,976	0,985	0,990	0,995	0,997	0,999
5700	1,2	0,468	0,724	0,801	0,847	0,898	0,926	0,944	0,957	0,972	0,981	0,991	0,995	0,998
	1,8	0,500	0,752	0,821	0,861	0,907	0,933	0,950	0,961	0,974	0,982	0,991	0,995	0,998
	2,4	0,537	0,773	0,838	0,874	0,914	0,938	0,952	0,962	0,975	0,983	0,992	0,995	0,998
6000	1,2	0,438	0,672	0,745	0,797	0,861	0,898	0,922	0,938	0,959	0,971	0,986	0,992	0,997
	1,8	0,457	0,694	0,767	0,815	0,871	0,904	0,926	0,941	0,960	0,971	0,986	0,992	0,997
	2,4	0,482	0,715	0,786	0,830	0,882	0,912	0,931	0,945	0,962	0,973	0,986	0,992	0,997
6300	1,2	0,427	0,625	0,701	0,752	0,824	0,867	0,896	0,917	0,944	0,960	0,979	0,988	0,995
	1,8	0,442	0,646	0,720	0,769	0,832	0,872	0,899	0,918	0,944	0,960	0,979	0,988	0,995
	2,4	0,463	0,668	0,739	0,785	0,845	0,880	0,904	0,922	0,945	0,959	0,978	0,987	0,995
6600	1,2	0,425	0,590	0,662	0,714	0,788	0,838	0,870	0,894	0,928	0,949	0,975	0,986	0,994
	1,8	0,439	0,609	0,682	0,730	0,798	0,844	0,873	0,895	0,926	0,946	0,972	0,984	0,993
	2,4	0,458	0,626	0,697	0,742	0,804	0,845	0,874	0,895	0,924	0,943	0,969	0,981	0,992

Таблица 2

Профиль линии Н_β

Тэф	lg g	Расстояние от центра линии, А												
		0,5	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10,0	15,0	20,0	30,0
5400	1,2	0,627	0,780	0,832	0,865	0,906	0,929	0,945	0,957	0,972	0,981	0,991	0,995	0,998
	1,8	0,638	0,789	0,840	0,872	0,914	0,934	0,950	0,961	0,975	0,983	0,992	0,996	0,998
	2,4	0,647	0,795	0,846	0,879	0,917	0,939	0,954	0,963	0,976	0,984	0,992	0,996	0,998
5700	1,2	0,547	0,712	0,767	0,806	0,858	0,891	0,913	0,929	0,951	0,965	0,983	0,991	0,996
	1,8	0,566	0,724	0,779	0,818	0,868	0,898	0,919	0,934	0,954	0,967	0,983	0,991	0,996
	2,4	0,575	0,734	0,788	0,825	0,875	0,904	0,924	0,938	0,957	0,969	0,984	0,991	0,996
6000	1,2	0,479	0,643	0,703	0,744	0,804	0,844	0,873	0,894	0,924	0,944	0,971	0,983	0,993
	1,8	0,494	0,657	0,717	0,757	0,816	0,854	0,881	0,901	0,930	0,948	0,971	0,983	0,992
	2,4	0,505	0,671	0,731	0,771	0,826	0,862	0,888	0,906	0,932	0,949	0,973	0,984	0,993
6300	1,2	0,420	0,580	0,641	0,684	0,748	0,795	0,829	0,857	0,896	0,922	0,957	0,975	0,990
	1,8	0,433	0,588	0,649	0,693	0,756	0,800	0,834	0,860	0,897	0,921	0,955	0,973	0,988
	2,4	0,443	0,606	0,667	0,710	0,770	0,812	0,843	0,868	0,902	0,926	0,959	0,975	0,990
6600	1,2	0,375	0,524	0,584	0,630	0,696	0,748	0,789	0,821	0,868	0,901	0,948	0,971	0,988
	1,8	0,387	0,531	0,589	0,635	0,698	0,746	0,784	0,815	0,860	0,901	0,948	0,971	0,988
	2,4	0,398	0,546	0,605	0,649	0,712	0,758	0,794	0,823	0,866	0,906	0,940	0,965	0,985

Таблица 3

Профиль линии Н_γ

Tэф	lg g	Расстояние от центра линии, Å												
		0,5	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10,0	15,0	20,0	30,0
5400	1,2	0,613	0,753	0,811	0,848	0,892	0,920	0,939	0,953	0,970	0,980	0,991	0,996	0,998
	1,8	0,626	0,766	0,822	0,858	0,902	0,929	0,946	0,958	0,974	0,982	0,992	0,996	0,998
	2,4	0,638	0,773	0,831	0,867	0,909	0,934	0,950	0,961	0,976	0,984	0,993	0,996	0,999
5700	1,2	0,539	0,674	0,737	0,782	0,840	0,877	0,902	0,924	0,947	0,963	0,983	0,991	0,997
	1,8	0,555	0,689	0,752	0,795	0,851	0,884	0,908	0,925	0,949	0,964	0,983	0,991	0,997
	2,4	0,574	0,702	0,765	0,808	0,863	0,895	0,917	0,933	0,955	0,968	0,985	0,992	0,997
6000	1,2	0,463	0,599	0,662	0,710	0,778	0,825	0,858	0,883	0,918	0,941	0,971	0,985	0,994
	1,8	0,478	0,618	0,681	0,728	0,794	0,837	0,869	0,892	0,922	0,941	0,971	0,985	0,995
	2,4	0,501	0,639	0,702	0,748	0,811	0,852	0,881	0,903	0,932	0,951	0,976	0,987	0,995
6300	1,2	0,399	0,529	0,592	0,640	0,715	0,768	0,810	0,841	0,886	0,917	0,959	0,977	0,991
	1,8	0,414	0,546	0,611	0,659	0,731	0,783	0,821	0,850	0,891	0,919	0,958	0,977	0,991
	2,4	0,438	0,570	0,635	0,683	0,752	0,801	0,837	0,865	0,905	0,930	0,964	0,980	0,992
6600	1,2	0,347	0,465	0,529	0,577	0,656	0,715	0,761	0,799	0,856	0,895	0,947	0,972	0,989
	1,8	0,357	0,478	0,542	0,588	0,661	0,718	0,761	0,797	0,850	0,888	0,939	0,963	0,984
	2,4	0,379	0,503	0,567	0,614	0,685	0,739	0,780	0,813	0,863	0,897	0,945	0,968	0,987

52

Таблица 4

Профиль линии Н_δ

Tэф	lg g	Расстояние от центра линии, Å												
		0,5	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	8,0	10,0	15,0	20,0	30,0
5400	1,2	0,583	0,719	0,781	0,821	0,871	0,902	0,925	0,941	0,963	0,975	0,989	0,994	0,998
	1,8	0,598	0,732	0,794	0,834	0,884	0,914	0,933	0,947	0,966	0,977	0,990	0,995	0,998
	2,4	0,608	0,742	0,805	0,845	0,892	0,920	0,939	0,952	0,970	0,980	0,991	0,995	0,998
5700	1,2	0,508	0,634	0,701	0,750	0,813	0,854	0,883	0,904	0,935	0,954	0,978	0,989	0,996
	1,8	0,524	0,650	0,717	0,764	0,824	0,862	0,889	0,909	0,937	0,954	0,978	0,988	0,996
	2,4	0,542	0,665	0,732	0,780	0,840	0,876	0,902	0,920	0,945	0,962	0,982	0,990	0,996
6000	1,2	0,430	0,555	0,621	0,671	0,745	0,796	0,833	0,862	0,902	0,929	0,964	0,981	0,992
	1,8	0,450	0,579	0,645	0,695	0,766	0,815	0,851	0,877	0,911	0,935	0,971	0,985	0,994
	2,4	0,471	0,601	0,667	0,716	0,784	0,830	0,863	0,888	0,921	0,943	0,971	0,984	0,993
6300	1,2	0,365	0,482	0,544	0,594	0,672	0,730	0,775	0,811	0,862	0,898	0,948	0,974	0,988
	1,8	0,385	0,504	0,570	0,621	0,696	0,752	0,794	0,827	0,874	0,906	0,953	0,974	0,989
	2,4	0,408	0,531	0,598	0,648	0,721	0,775	0,816	0,847	0,892	0,921	0,959	0,977	0,990
6600	1,2	0,312	0,417	0,479	0,527	0,609	0,670	0,720	0,762	0,828	0,872	0,936	0,966	0,987
	1,8	0,323	0,430	0,493	0,539	0,615	0,674	0,721	0,759	0,818	0,861	0,920	0,952	0,979
	2,4	0,349	0,461	0,525	0,573	0,648	0,705	0,749	0,786	0,842	0,881	0,936	0,963	0,984

Таблица 5
Профиль H_{γ} при $T_{эф} = 6000$ К, $\lg g = 2,0$

$\Delta\lambda$, Å	Теория грима [4]	ESW-теория [4]	Обобщенная теория	$\Delta\lambda$, Å	Теория грима [4]	ESW-теория [4]	Обобщенная теория
1,0	0,612	0,635	0,616	6,0	0,886	0,899	0,894
2,0	0,725	0,745	0,729	8,0	0,921	0,931	0,926
3,0	0,788	0,807	0,796	10,0	0,943	0,950	0,947
4,0	0,831	0,847	0,841	20,0	0,985	0,987	0,985
5,0	0,862	0,877	0,872	30,0	0,994	0,995	0,994

дения глубин образования сильных линий, которые были найдены в [24]. Центральные части таких линий с увеличением W образуются все в более высоких слоях атмосферы, однако из-за влияния протяженных крыльев глубина образования τ_w , соответствующая эквивалентной ширине, при этом не только не уменьшается, но сначала даже увеличивается, а затем остается постоянной. Разные участки контура линий с большой эквивалентной шириной формируются на совершенно разных уровнях атмосферы, которым могут соответствовать большие различия в значениях ξ_t . Поэтому средняя глубина образования линии в целом, т. е. величина τ_w , в этом случае дает плохое представление о той весьма протяженной области, в которой формируется профиль, и зависимость ξ_t от τ_w , найденная по сильным линиям, может оказаться не соответствующей действительности. Из сказанного следует, что линии с большими значениями W пригодны для исследования зависимости ξ_t от H лишь при том условии, что вместо глубины образования линии в целом τ_w рассматриваются глубины образования отдельных участков профиля, причем для каждого участка определяется соответствующее значение ξ_t . Анализ профилей линий намного сложнее анализа их эквивалентных ширин.

В заключение выражаю благодарность А. А. Боярчуку за многократные полезные обсуждения и Н. Е. Пискуновой за помощь в отладке программы расчета коэффициента непрозрачности в непрерывном спектре.

Ноябрь 1978 г.

Литература

1. Boyarchuk A. A., Boyarchuk M. E., Lyubimkov L. S.— In: Elements and isotopes in the Universe/Colloq. internat. d'astrophys. N 22, Liège, 1979.
2. Parsons S. B.— Astrophys. J. Suppl., 1969, 18, p. 127.
3. Боярчук А. А., Боярчук М. Е. Частное сообщение.
4. Carbon D., Gingerich O.— In: Theory and observation of normal stellar atmospheres. Cambridge and London, MIT Press, 1969, p. 377.
5. Снежко Л. И.— Сообщ. Спец. астрофиз. obs., 1971, вып. 3, с. 3.
6. Любимков Л. С.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, с. 148.
7. Vidal C. R., Cooper J., Smith E. W.— Astrophys. J. Suppl., 1973, 25, p. 37.
8. Северный А. Б.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1956, 16, с. 57.
9. Cayrel R., Traving G.— Zs. Astrophys., 1960, 50, S. 241.
10. Луцица В. С.— УФН, 1977, 122, с. 449.
11. Vilhu O.— Ann. Acad. Sci. Fennicae, Ser. A. VI. Physica, 1972, N 394.
12. Avrett E. H., Loeser R.— Smiths. Astrophys. Obs. Spec. Report, 1969, N 303.
13. Hummer D. G.— Mem. Roy. Astron. Soc., 1965, 70, p. 1.
14. Аллен К. У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977, с. 94.
15. Gray D. F. The observation and analysis of stellar photospheres. N. Y., 1976.
16. Ishikawa M.— Publ. Astron. Soc. Japan, 1975, 27, p. 1.
17. Fullerton W., Cowley C. R.— Astrophys. J., 1971, 165, p. 643.
18. Roueff E.— Astron. Astrophys., 1975, 38, p. 41.
19. Bolton C. T.— Astrophys. J., 1970, 161, p. 1187.
20. Aller M. F., Everett C. H. M.— Astrophys. J., 1972, 172, p. 447.
21. Sparks W. M., Fischel D. Partition functions and equations of state in plasmas. NASA SP-3066. Washington, 1971.
22. Drawin H. W., Felenbok P. Data for plasmas in local thermodynamic equilibrium. Paris: Gauthier — Villars, 1965.
23. Cayrel R., Jugaku J.— Ann. Astrophys., 1963, 26, p. 495.
24. Любимков Л. С.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, с. 87.
25. Любимков Л. С.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 54, с. 248.
26. Любимков Л. С.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, с. 164.
27. Любимков Л. С.— Астрофизика, 1975, 11, с. 703.

О ПРОИСХОЖДЕНИИ АНОМАЛЬНЫХ
БАЛЬМЕРОВСКИХ ДЕКРЕМЕНТОВ
В СПЕКТРАХ ЭРУПТИВНЫХ ЗВЕЗД

В. П. Гринин

В спектрах ряда эруптивных звезд наблюдаются бальмеровские декременты (б. д.), характерной особенностью которых является аномально высокое инверсное отношение $I_{H\gamma}/I_{H\beta}$. Показано, что появление подобных б. д. может рассматриваться как свидетельство существования в области образования эмиссии значительных градиентов физических условий в сочетании с радиационным взаимодействием между зонами с высокой и низкой плотностью газа.

ON THE ORIGIN OF THE ANOMALOUS BALMER DECREMENT IN THE SPECTRA OF THE ERUPTIVE STARS, by V. P. Grinin.— The Balmer decrements which are characterized by the anomalous high inverse relation $I_{H\gamma}/I_{H\beta}$ has being observed in the spectra of some eruptive stars. It is shown, that the appearance of such Balmer decrements may be considered as the evidence of the existence of the large gradient of the physical conditions in the emission region in combination with the radiative coupling in the spectral lines between regions with high and low density of the gas.

Теория бальмеровского декремента (б. д.) является, как известно, одним из наиболее распространенных методов диагностики состояния газа, ответственного за образование эмиссионных спектров эруптивных звезд и ряда других объектов с эмиссионными линиями. Согласно многочисленным расчетам [1—9] б. д. довольно сложным образом зависит от параметров излучающего газа. Диапазон изменения его при этом весьма значителен: от очень пологого и даже инверсного ($I_{H\alpha} < I_{H\beta} < I_{H\gamma} < \dots$) при высокой плотности вещества или излучения до очень крутого ($I_{H\alpha} \gg I_{H\beta} \gg I_{H\gamma} \dots$) при низкой плотности вещества и излучения, что позволяет в большинстве случаев надлежащим подбором параметров согласовать теорию и наблюдения.

В последние годы, однако, отмечен ряд случаев когда в спектрах эруптивных звезд наблюдались совершенно необычные б. д., которые не только не согласуются ни с одним из рассчитанных в [1—9] вариантов, но и не могут быть получены из них путем линейной комбинации. Вопрос о происхождении подобных бальмеровских декрементов и является предметом обсуждения настоящей заметки.

1. Аномальные бальмеровские декременты.
Результаты наблюдений

При наблюдении вспыхивающей звезды UV Ceti в спектрах двух вспышек обнаружены аномальные б. д. [10] (см. таблицу), относящиеся к типу инверсных. Отношение $I_{H\gamma}/I_{H\beta}$ оказалось при этом настолько большим (особенно в спектре вспышки отмеченной на рис. 2 цифрой 1), что авторы работы [10] поставили под сомнение предложенную ранее в [11] и [12] интерпретацию линейчатых спектров вспышек звезд типа UV Ceti на основе излучения опти-

чески толстого в линиях газа с электронной температурой $T_e = 10^4 \div 2 \cdot 10^4$ K) и концентрацией $n_e = 10^{12} \div 10^{14}$ см⁻³.

Необычный бальмеровский декремент найден также в спектре вспыхивающей звезды Wolf 359 в спокойном состоянии [13]. В отличие от предыдущей работы в [13] наблюдения проводились в более широком участке спектра, включающем линию H α . Из таблицы, где приведены эти данные, видно, что отношение $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ не представляет проблемы для интерпретации (см., например, результаты расчетов [8]), в то время как отношение $I_{H\gamma}/I_{H\beta}$, как и во вспышках UV Cet [10], является аномально инверсным.

Наконец, недавно аномальные бальмеровские декременты аналогичные полученным в [10] в двух вспышках UV Cet, обнаружены в спектре новоподобной SS Cyg в минимуме блеска [14].

Звезда	Sp	Бальмеровский декремент					Источ-ник	Примечания
		H α	H β	H γ	H δ	H ϵ		
UV Cet	M8	—	1,00	2,17	1,27	—	[10]	Вспышка 1 Вспышка 2, конец нисходящей части кривой блеска
»	»	—	1,00	1,52	1,35	0,56	[10]	
Wolf 359	M4	7,2	1,00	1,50	—	—	[13]	Спокойное состояние Состояние минимального блеска
SS Cyg	G5	—	1,00	2,05	1,45	0,75	[14]	

Как видно из представленных выше данных, ситуации, в которых наблюдаются аномальные б. д., весьма различны. В случае вспышек звезд типа UV Cet, например, мы имеем дело с резко нестационарным явлением, сопровождающимся движениями газа со сверхзвуковыми скоростями [10]. Напротив, эмиссионные спектры в спокойном состоянии у большинства вспыхивающих звезд образуются, по-видимому, в неподвижном газе в компактных активных областях на поверхности звезд [15]. В случае же новоподобной SS Cyg эмиссия возникает в аккреционном диске, образующемся при перетекании вещества с одной компоненты двойной системы на другую [16].

Различны и спектральные классы перечисленных выше звезд (G5, M4, M8), что, по-видимому, исключает возможность объяснения аномальных б. д. влиянием селективного поглощения в молекулярных полосах или блендированием абсорбционными линиями бальмеровской серии, образующимися в атмосферах звезд. Тем не менее поразительное сходство наблюдаемых аномалий не оставляет сомнений в том, что причина, порождающая их, во всех перечисленных случаях одна и та же.

Как будет показано ниже, появление подобных аномальных б.д. может быть обусловлено одновременным действием двух факторов: 1) существованием значительных градиентов физических условий в областях, ответственных за образование эмиссионных спектров; 2) наличием крупномасштабного взаимодействия в спектральных линиях между подсистемами газа, имеющими разные параметры.

2. Бальмеровский декремент при крупномасштабном радиационном взаимодействии

Для того чтобы между отдельными подсистемами газа осуществлялось радиационное взаимодействие в спектральных линиях, необходимо, очевидно, совпадение резонансных частот поглощающих и излучающих атомов, принадлежащих этим подсистемам. При наличии упорядоченных сверхзвуковых движений излучающего газа это условие накладывает определенные ограничения на кинематику газа [17—20]. Физические следствия, вытекающие из этих ограничений, мы обсудим в следующем разделе. Здесь же для

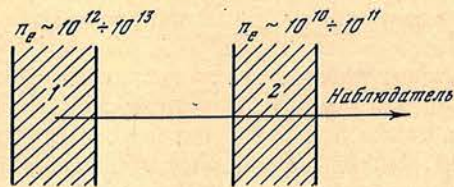


Рис. 1. Двухкомпонентная газовая система с радиационным взаимодействием в спектральных линиях

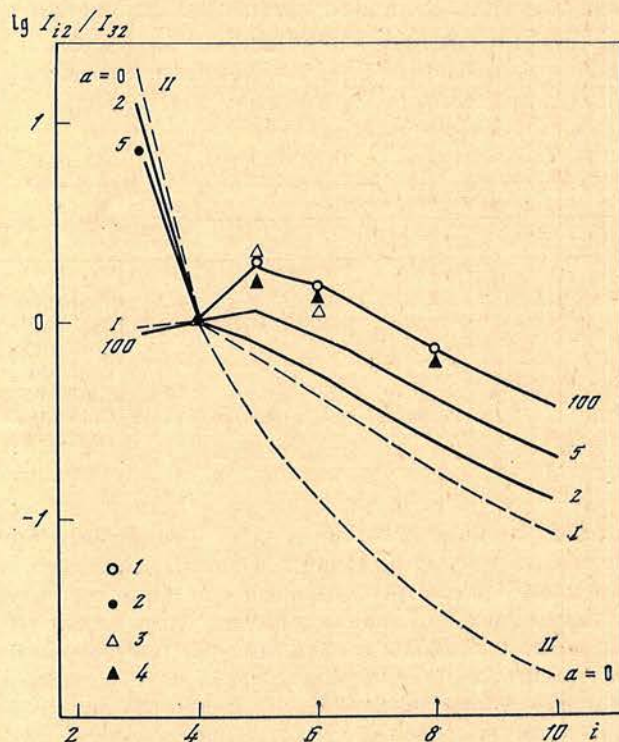


Рис. 2. Исходные бальмеровские декременты, образующиеся в зонах 1 и 2 (штриховые линии), и бальмеровские декременты в двухкомпонентной газовой системе с радиационным взаимодействием в спектральных линиях (сплошные)
 I — $T_e = 10000$ К, $N_e = 10^{13}$, $\beta_{12} = 10^{-5}$; II — $T_e = 10000$ К, $N_e = 10^{10}$, $\beta_{12} = 2 \cdot 10^{-6}$; 1 — Wolf 359, 2 — SS Cyg, 3 — UV Cet, вспышка 1, 4 — UV Cet, вспышка 2

выяснения качественной стороны дела рассмотрим следующую простую модель.

Примем, что излучающий газ состоит из двух подсистем: зоны 1 с высокой плотностью вещества ($n_e \sim 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$), погруженной в менее плотный газ ($n_e \sim 10^{10} \div 10^{11} \text{ см}^{-3}$) — зону 2. Если бы между этими подсистемами газа не существовало радиационного взаимодействия в линиях (при наличии значительных градиентов скорости такая возможность, очевидно, легкоосуществима), то результирующий бальмеровский декремент можно было бы получить путем линейной комбинации б. д. зон 1 и 2. (Так часто и поступают, например, при обсуждении влияния неоднородности излучающего газа на б. д.).

При наличии радиационного взаимодействия между зонами такая процедура невозможна по той простой причине, что в этом случае происходит искажение эмиссионного спектра зоны 1 за счет поглощения в зоне 2 (см. рис. 1). С учетом этого фактора интенсивность излучения в некоторой частоте профиля линии, соответствующей переходу $i \rightarrow k$, можно представить в виде

$$J_{ik} = aJ_{ik}^{(1)}e^{-\tau_{ik}^{(2)}} + J_{ik}^{(2)}. \quad (1)$$

Здесь J_{ik} — средняя интенсивность излучения в линии $i \rightarrow k$, нормированная на единичный интервал частот; индексами 1 и 2 указаны величины, от-

носящиеся соответственно к зонам 1 и 2. Например

$$J_{ik}^{(1)} = S_{ik}^{(1)} [1 - e^{-\tau_{ik}^{(1)}}], \quad (2)$$

где $S_{ik}^{(1)}$ и $\tau_{ik}^{(1)}$ — соответственно функция источников и оптическая толщина газа в линии $i \rightarrow k$ в зоне 1.

Коэффициент a в (1), определяющий вклад зоны 1 в полную эмиссию в линии, зависит, вообще говоря, от частоты профиля, но не зависит от номера линии. Поскольку в данном случае нас интересуют интегральные характеристики эмиссионных линий, можно принять для простоты $a = \text{const}$. Предполагая, что ширины спектральных линий определяются доплеровским уширением: $\Delta v_{ik} = v_{ik} (v/c)$, где v — характерная скорость движений газовой системы, для полной интенсивности излучения в линии $i \rightarrow k$ имеем $I_{ik} = J_{ik} \Delta v_{ik}$.

3. Результаты вычислений и сравнение с наблюдениями

В качестве примера, иллюстрирующего влияние радиационного взаимодействия между зонами 1 и 2 на бальмеровский декремент, на рис. 2 приведены результирующие б. д., вычисленные на основании приведенных выше соотношений, и исходные б. д. зон 1 и 2, вычисленные на основе программы расчета водородного спектра, описанной в [8]. Там же приведены параметры зон; в качестве параметра a выбрано отношение $J_{H\beta}^{(1)}/J_{H\beta}^{(2)}$.

Если бы результирующий б. д. представлял собой линейную комбинацию б. д. зон 1 и 2, то все его значения заполняли бы на рис. 1 пространство между исходными б. д. Как видно из рис. 2, искажения, вносимые поглощением излучения зоны 1 при прохождении через зону 2, приводят к тому, что результирующий б. д. начиная с линии H_γ лежит выше исходных значений б. д.

На том же рисунке приведены аномальные б. д., наблюдаемые в спектрах вспышкующих звезд и SS Cyg. Видно, что надлежащим выбором параметра a можно достичь довольно хорошего согласия теории и наблюдений.

Следует отметить, что выбранная в приведенном выше примере комбинация параметров зон 1 и 2 не является единственно возможной и такие же аномальные б. д. можно получить, например, при более низких значениях электронной температуры и концентрации зоны 2 (при фиксированных параметрах зоны 1). Расчеты, выполненные для различных комбинаций параметров зоны 2, показывают, что основным условием, необходимым для возникновения аномальных б. д., является ограничение на оптическую толщину зоны 2 в линиях бальмеровской серии: необходимо, чтобы $\tau_{H\beta}^{(2)}$ была порядка единицы. В этом случае линия H_α образуется в основном в зоне 2, более высокие члены серии (начиная с H_γ) — в зоне 1, что и является причиной аномальных отношений интенсивностей линий бальмеровской серии.

4. Обсуждение

Таким образом, появление аномальных бальмеровских декрементов в спектрах эруптивных звезд можно рассматривать как указание на существование значительных градиентов параметров излучающего газа в сочетании с радиационным взаимодействием в спектральных линиях между областями газа с высокой и низкой электронной концентрацией. Последнее означает, что интервал частот, в котором газ, имеющий более низкую электронную концентрацию, способен поглощать излучение в спектральной линии, полностью перекрывает ширину соответствующей эмиссионной линии, образующейся в более плотной подсистеме газа: $\Delta v_{ik}^{(2)} \gtrsim \Delta v_{ik}^{(1)}$.

Если газ неподвижен, то отсюда следует, что дисперсии скоростей тепловых или турбулентных движений в зонах 1 и 2 сравнимы по величине. Если газ движется со сверхзвуковыми скоростями, то крупномасштабное радиа-

ционное взаимодействие осуществляется только при определенных типах кинематик [17—20]. Например, при радиально-симметричном взрыве движение газа должно происходить с замедлением наружу. Такая картина движений газа представляется вполне вероятной при вспышках звезд типа UV Cet.

В случае SS Cyg эмиссионный спектр, как уже отмечалось, возникает в аккрецирующем диске, и согласно [19] образование спектральных линий происходит в условиях крупномасштабного радиационного взаимодействия. Кроме того, в месте контакта аккреционного диска с поверхностью звезды образуется стоячая ударная волна, и, как легко показать, в этом случае газ до и после пересечения фронта ударной волны радиационно взаимодействует между собой.

Заключение

Возвращаясь к вопросу об интерпретации оптической эмиссии вспышек звезд типа UV Cet, подчеркнем, что сам по себе факт появления аномальных бальмеровских декрементов не является решительным аргументом (как это считают авторы работы [10]) в пользу радикального пересмотра моделей образования эмиссии вспышек [11, 12]. Он указывает лишь на то, что рассмотренные в этих работах однородные модели обладают по вполне понятным причинам ограниченными возможностями и не всегда отражают сложную картину явлений, происходящих при вспышках. В частности, в них не учитывается стратификация физических условий во вспышках (предполагается, например, что линейчатый и непрерывный спектр вспышек образуется в одном и том же объеме газа при $T_e \sim 10000 \div 25000$ К и $n_e \sim 10^{12} \div 10^{14}$ см⁻³).

Как показано недавно в [21], непрерывный спектр вспышек возникает в более глубоких и соответственно в более плотных слоях — в переходной области между фотосферой и хромосферой, при $n_H \sim 10^{15} \div 10^{16}$ см⁻³. С другой стороны, согласно результатам настоящей работы в области образования эмиссионных линий существуют зоны с концентрацией $n_e \sim 10^{10} \div 10^{11}$ см⁻³, что как минимум на порядок меньше нижней границы n_e по данным [12]. Оба эти результата говорят о том, что в области образования оптической эмиссии вспышек звезд типа UV Cet мы имеем дело с весьма значительными градиентами параметров излучающего газа, и это обстоятельство необходимо учитывать при построении соответствующих моделей.

Приношу глубокую благодарность Р. Е. Гершбергу за полезные обсуждения, Н. Н. Петровой за помощь в оформлении статьи.

Ноябрь 1978 г.

Литература

1. Соболев В. В. Движущиеся оболочки звезд. Л.: Изд-во ЛГУ, 1947.
2. Соболев В. В., Иванов В. В. — Уч. зап. ЛГУ, 1962, № 307, с. 3.
3. Боярчук А. А. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35, с. 45.
4. Hirata R., Uesugi A. — Contribs Kwasan obs. Kyoto, 1967, N 156.
5. Горбацкий В. Г. — Астрофизика, 1965, 1, с. 129.
6. Гершберг Р. Е., Шноль Э. Э. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, с. 122.
7. Лууд Л., Иальмас М. Эмиссионные линии в спектрах звезд. Тарту, 1971.
8. Гринин В. П., Катмышева Н. А. Наст. том, с. 59.
9. Гринин В. П., Катмышева Н. А. Наст. том, с. 66.
10. Vorp S. W., Moffett T. J. — Astrophys. J., 1973, 185, p. 239.
11. Kunkel V. E. — Astrophys. J., 1970, 161, p. 503.
12. Гершберг Р. Е. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 51, с. 117.
13. Lieber J. — Publ. Astron. Soc. Pacific, 1976, 88, p. 232.
14. Войжанская Н. Ф. — Астрофиз. исслед., 1977, 9, с. 16.
15. Гринин В. П. — Изв. Крымской астрофиз. obs., 59, с. 154.
16. Горбацкий В. Г. Космическая газодинамика. М.: Наука, 1977.
17. Грачев С. И., Гринин В. П. — Астрофизика, 1975, 11, с. 20.
18. Rybicki G. V., Hummer D. G. — Astrophys. J., 1978, 219, p. 654.
19. Гринин В. П. — Астрофизика, 1978, 14, с. 201.
20. Deguchi Sh., Fukui Y. — Publ. Astron. Soc. Japan, 1977, 29, p. 683.
21. Гринин В. П., Соболев В. В. — Астрофизика, 1977, 13, с. 587.

УДК 524.33

БАЛЬМЕРОВСКИЙ ДЕКРЕМЕНТ
В ДВИЖУЩИХСЯ ОБОЛОЧКАХ ЗВЕЗД

В. П. Гринин, Н. А. Катышева

Рассматривается многоуровневая задача для атома водорода с ненулевыми граничными условиями. На основе вероятностного метода В. В. Соболева рассчитано состояние неравновесного газа, освещаемого звездой при $T_* = 5000$ К для следующих значений параметров: электронная температура $T_e = 10000, 15000, 20000$ К, электронная концентрация $n_e = 10^8 \div 10^{12}$ см $^{-3}$, коэффициент дилуции $W = 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}$, вероятность выхода кванта в линии L_{α} : $\beta_{12} = 10^{-3} \div 10^{-8}$. Приводятся следующие характеристики: относительные интенсивности первых трех линий бальмеровской серии, интенсивность линии H_{α} в единицах интенсивности близлежащего континуума и степень ионизации газа.

THE BALMER DECREMENT IN THE SPECTRA OF THE MOVING ENVELOPES OF STARS, by V. P. Grinin and N. A. Katysheva. — The multilevel problem for the hydrogen atom with non-zero boundary conditions is considered. On the basis of escape-probability method by V. V. Sobolev the state of non-LTE gas lightened by star with $T_* = 5000$ K has been calculated for the following significance of the parameters: $T_e = 10\ 000, 15\ 000, 20\ 000$ K, electron density $n_e = 10^8 \div 10^{12}$ cm $^{-3}$, delution coefficient $W = 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}$, L_{α} -quantum escape probability $\beta_{12} = 10^{-3} \div 10^{-8}$. The characteristics as relative intensities of H_{α}, H_{β} and H_{γ} , intensity H_{α} in the units of neighbouring continuum and degree of ionization of gas are given.

В данной статье мы продолжаем начатую в [1] серию модельных расчетов водородного спектра, образующегося в неравновесных газовых системах с градиентом скорости внутренних движений. В отличие от [1], где рассматривалось состояние газа, возбуждение и ионизация которого определяется столкновениями атомов с электронами, здесь решается многоуровневая задача с ненулевыми граничными условиями. Предполагается, что газ находится на некотором расстоянии r от звезды, излучающей по закону Планка при температуре T_* . Имея в виду дальнейшее использование расчетов для интерпретации эмиссионных спектров звезд типа Т Тельца, мы выбрали значение $T_* = 5000$ К, характерное для звезд этого класса.

1. Постановка задачи и общие соображения

Предполагается, что излучающий газ однороден по температуре и плотности и его тепловое равновесие поддерживается нерадиативными источниками нагрева (например, за счет диссипации энергии турбулентных движений, акустических и МГД-волн и т. п.). Низкотемпературное излучение звезды играет при этом второстепенную роль, перераспределяя электроны между возбужденными уровнями и континуумом.

Для расчета населенностей уровней и степени ионизации газа использована программа решения системы уравнений стационарности, составленных в [1] с учетом всех существенных процессов заселения и дезактивации уровней, включая ионизацию и возбуждение электронным ударом, излучением звезды, а также диффузным L_c -излучением (в тех случаях, когда оптическая толщина $\tau_{L_c} > 1$). Радиационные переходы между дискретными уровнями

учитываются на основе вероятностного метода В. В. Соболева [2, 3]. Учет диффузного L_c -излучения, как и в [1], проводится исключением рекомбинаций на основной уровень. При этом критическое значение вероятности выхода кванта в линии $L_\alpha - \beta_{12}^k$ (такое, что при $\beta_{12} = \beta_{12}^k$ значение $\tau_{L_c} = 1$) принято равным 10^{-3} , что согласно [1] соответствует скоростям крупномасштабных движений $v \sim 300$ км/с, типичным для газовых систем звезд типа Т Тельца. Следует подчеркнуть, что при температуре звезды $T_* = 5000$ К и принятых ниже значениях электронной температуры $T_e = 10000 \div 20000$ К роль фотоионизаций с основного уровня под действием излучения звезды пренебрежимо мала по сравнению с ионизацией атомов электронными ударами. Поэтому рассмотрение однородных по температуре и плотности газовых систем, оптическая толщина которых в L_c -континууме заведомо больше единицы, в данном случае не является физически противоречивым (при более высоких температурах ($T_* \gtrsim 10^4$ К) такой подход был бы, очевидно, некорректным).

Приводимые ниже значения бальмеровского декремента вычисляются обычным способом:

$$(I_{i2}/I_{k2}) = (n_i A_{i2} \beta_{2i} h \nu_{i2}) / (n_k A_{k2} \beta_{2k} h \nu_{k2}), \quad (1)$$

где β_{ik} — средняя вероятность выхода кванта из среды:

$$\beta_{ik} = \tau_{ik}^{-1} (1 - e^{-\tau_{ik}}), \quad (2)$$

τ_{ik} — эффективная оптическая толщина оболочки в линии (остальные обозначения см. в предыдущей статье).

Для вычисления интенсивности эмиссионной линии в единицах близлежащего континуума принимается, что излучающий газ заполняет элементарный сферический слой радиуса r и толщиной $h \ll r$. В этом случае светимость оболочки в спектральной линии (в расчете на единичный интервал частот) определяется выражением

$$L_{ik} = 4\pi r^2 (4\pi - \Omega_*) S_{ik} (1 - e^{-\tau_{ik}}), \quad (3)$$

где S_{ik} — функция источников в линии $i \rightarrow k$, Ω_* — телесный угол, под которым из точки r видна звезда: $\Omega_* = \pi(r/r_*)^{-2}$; r_* — радиус звезды.

Светимость звезды в том же интервале частот равна

$$L_{ik}^* = 4\pi r_*^2 \cdot 2\pi B_{\nu_{ik}}(T_*), \quad (4)$$

где $B_{\nu_{ik}}(T_*)$ — значение функции Планка на частоте ν_{ik} .

Комбинируя эти выражения, находим

$$a_{ik} = \frac{L_{ik}}{L_{ik}^*} = S_{ik} (1 - e^{-\tau_{ik}}) / (2W(r) B_{\nu_{ik}}(T_*)), \quad (5)$$

где $W(r)$ — коэффициент дилуции.

2. Результаты вычислений

На рис. 1, 2 представлены результаты вычислений бальмеровского декремента, интенсивность линии H_α ($a_{32} \equiv a$) в единицах близлежащего континуума и степень ионизации газа $x = n_e/n_1$ для следующих значений параметров: электронная температура $T_e = 10000, 15000$ и 20000 К, температура звезды $T_* = 5000$ К, коэффициент дилуции $W = 10^{-1}, 10^{-2}$ и 10^{-3} , электронная концентрация $n_e = 10^8 \div 10^{12}$. Для каждой фиксированной тройки параметров T_e, n_e и W интервал изменения вероятности выхода кванта в линии $L_\alpha - \beta_{12} = \tau_{12}^{-1}$ (при $\tau_{12} \gg 1$), где τ_{12} — эффективная оптическая толщина газа в линии L_α , подбиралась таким образом, чтобы результаты вычислений перекрывали диапазон изменения высоты линии H_α над уровнем непрерывного спектра, наблюдаемый в спектрах звезд типа Т Тельца.

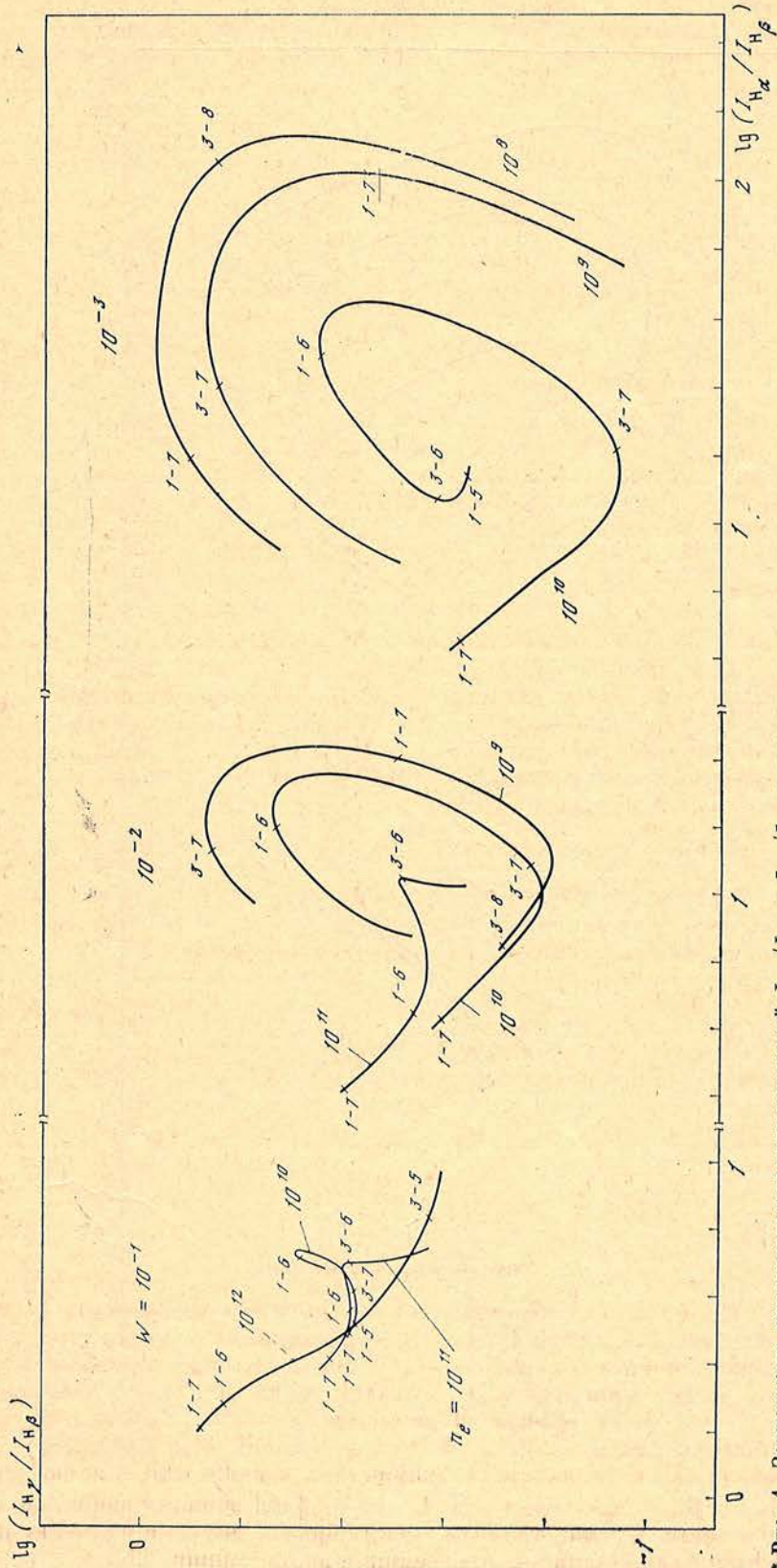


Рис. 1. Зависимость относительных интенсивностей $I_{H_2}/I_{H\beta}$ и $I_{H\gamma}/I_{H\beta}$ от параметров излучающего газа. Значения вероятности выхода кванта β_{12} указаны сбоку от кривых. Например, 3-7 — означает: $\beta_{12} = 3 \cdot 10^{-7}$. $\alpha - T = 10000 \text{ K}$, $T_* = 5000 \text{ K}$.

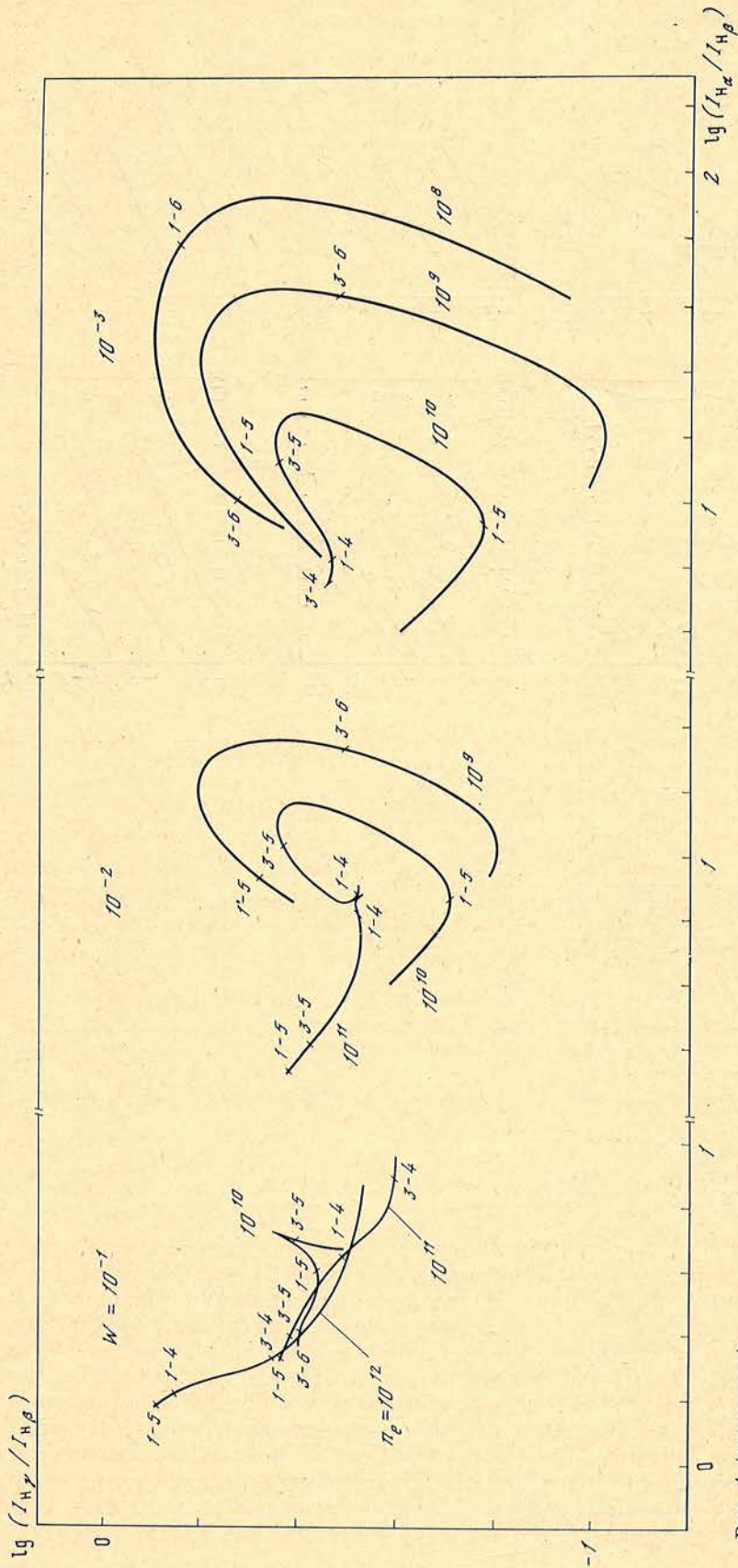


Рис. 1 (окончание)
 $e - T_e = 20000 \text{ K}$ и $T_* = 5000 \text{ K}$

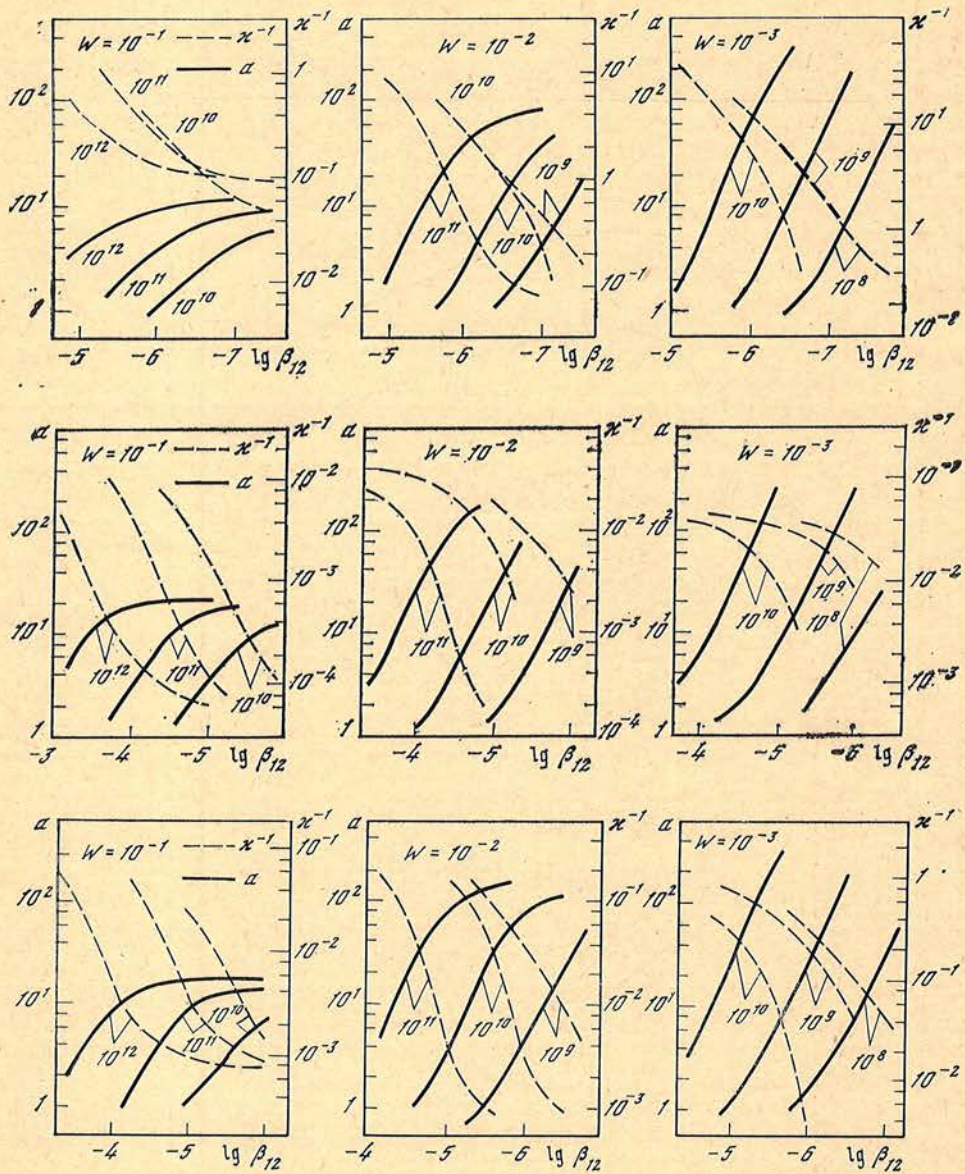


Рис. 2. Относительная высота a линии H_α над уровнем непрерывного спектра, $\kappa^{-1} = n_1/n_e$
 $a - T_* = 5000 \text{ K}, T_e = 10000 \text{ K}$
 $b - T_* = 5000 \text{ K}, T_e = 15000 \text{ K}$
 $c - T_* = 5000 \text{ K}, T_e = 20000 \text{ K}$

На рис. 1, $a - e$ каждая линия дает значения бальмеровского декремента в зависимости от вероятности выхода кванта β_{12} при фиксированной тройке параметров T_e, W и n_e . Видно, что бальмеровский декремент является весьма чувствительным (хотя в ряде случаев и неоднозначным) индикатором состояния газа в оболочке и в той или иной степени зависит от всех четырех параметров. Если газ находится на достаточно большом расстоянии от звезды и состояние возбуждения контролируется электронными ударами, то б. д. весьма чувствителен к вариациям электронной концентрации. Однако для каждой фиксированной пары значений W и T_e существует такое значение n_e , при котором переходы между возбужденными уровнями и континуумом определяются главным образом излучением звезды. При значениях n_e ниже этого характерного значения теоретические треки б.д. отличаются

друг от друга незначительно и б.д. перестает быть индикатором плотности газа.

Следует отметить, что соотношение (1), используемое обычно при вычислении относительных интенсивностей эмиссионных линий, не учитывает поглощения излучения звезды веществом оболочки. Влияние этого фактора существенно в тех случаях, когда эквивалентные ширины эмиссионной и абсорбционной компонент линии сравнимы по величине. Для этого необходимо, чтобы дисперсия скоростей внутренних движений газа (в проекции на диск звезды) была сравнима со скоростью расширения оболочки, что осуществляется обычно лишь при малых радиусах оболочки, сравнимых с радиусом звезды.

Для выяснения влияния этого фактора на бальмеровский декремент рассмотрим следующую простую модель: примем, что частоты абсорбционной и эмиссионной компонент спектральной линии совпадают, их ширины одинаковы, и равны: $\Delta\nu_{ik} = \nu_{ik} (v/c)$, где v — скорость крупномасштабного движения газа. Нетрудно показать, что в этом случае выражение для полной интенсивности эмиссионной линии (после выделения эмиссионной составляющей над уровнем непрерывного спектра) имеет вид

$$I_{ik} = \Delta\nu_{ik} \left[\frac{S_{ik}}{2W(r)} - B_{\nu_{ik}}(T_*) \right] (1 - e^{-\tau_{ik}}). \quad (6)$$

В качестве примера на рис. 3 представлены значения б.д., вычисленные по формуле (1) и на основании (3) при $n_e = 10^{11}$, $T_e = 15000$ К, $T_* = 5000$ К и $W = 10^{-1}$. Видно, что учет поглощения звезды веществом оболочки приводит к более крутому бальмеровскому декременту. При этом изменение температуры возбуждения в бальмеровских линиях при уменьшении τ_{12} происходит таким образом, что первыми переходят в поглощение ($I_{ik} < 0$) высокие члены серии, и, как показывают расчеты, возможны такие ситуации, когда, например, линия H_α наблюдается в эмиссии, а остальные члены серии в поглощении.

На рис. 2, а — в приведены: интенсивность линии H_α в единицах непрерывного спектра, вычисленная на основании (2), и отношение $\kappa^{-1} = n_1/n_e$, характеризующее степень ионизации газа. Видно, что обе величины также весьма чувствительны к параметрам задачи и наряду с б.д. могут быть использованы для определения состояния излучающего газа.

Представленные выше результаты расчетов водородного спектра предлагаются в дальнейшем использовать для оценки параметров газовых систем звезд типа Т Тельца и родственных им объектов.

Авторы выражают глубокую признательность Р. Е. Гершбергу за обсуждение работы и ряд полезных замечаний, Н. Н. Петровой за помощь в оформлении статьи.

Октябрь 1978 г.

Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР
Ленинградский государственный университет

Л и т е р а т у р а

1. Гринин В. П., Катмышева Н. А., Наст. том, с. 66.
2. Соболев В. В. Движущиеся оболочки звезд. Л.: Изд-во ЛГУ, 1947.
3. Соболев В. В. — Астрон. ж., 1957, 34, с. 694.

3 Изв. Крымской обсерватории, т. 62

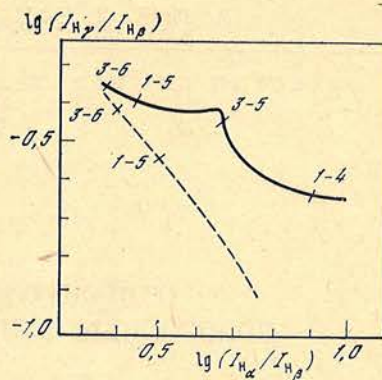


Рис. 3. Относительные интенсивности первых трех линий бальмеровской серии при $T_* = 5000$ К, $W = 10^{-1}$, $T_e = 15000$ К, $N_e = 10^{11}$

Сплошная линия — без учета поглощения излучения звезды в оболочке, штриховая — с учетом

УДК 52—3/7

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ
ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ В ДВИЖУЩИХСЯ СРЕДАХ

В. П. Гринин, Н. А. Катышева

Составлена программа вычисления водородного спектра, образующегося в неравновесном газе при ненулевых граничных условиях с учетом всех элементарных процессов возбуждения и дезактивации уровней. Подробно обсуждается предельный случай чисто ударного возбуждения и ионизации газа. Для этого случая вычислены лаймановский и бальмеровский декременты, отношение $I_{L\alpha}/I_{H\alpha}$ в широком диапазоне изменения параметров газа: $n_e = 10^7 \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\beta_{12} = 1 \div 10^{-8}$, $T_e = 10\,000$ и $20\,000 \text{ К}$. Рассматривается влияние диффузного L_c -излучения на степень ионизации газа.

Relative intensities of the hydrogen lines in the moving mediums, by V. P. Grinin and N. A. Katysheva.— The calculation program for hydrogen spectra formed in non-LTE gas with non-zero boundary conditions has been made. The limited case of collisional excitation and ionization is discussed in detail. For this there has been calculated the Lyman and Balmer decrements, the ratio $I_{L\alpha}/I_{H\alpha}$ on a large range of change of gas parameters: $n_e = 10^7 \div 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $\beta_{12} = 1 \div 10^{-8}$, $T_e = 10000$ and 20000 K . The influence of a diffuse L_c -radiation on degree of gas ionization is also considered.

Присутствие ярких эмиссионных линий водорода в спектрах нестационарных звезд, ядер сейфертовских галактик и квазаров является одним из характерных признаков, указывающих на существование значительных отклонений состояния излучающего газа от локального термодинамического равновесия (ЛТР). Профили линий и их относительные интенсивности зависят от физических условий в том месте, где эти линии образуются. Поэтому расчет указанных характеристик водородного спектра является одной из основных модельных задач диагностики газа и проводился во многих работах.

Наиболее подробные вычисления бальмеровского декремента (б.д.) выполнены на основе вероятностного метода В. В. Соболева [1] и содержатся в работах [2—6]. В работах А. А. Боярчука [2], Хираты и Уесуги [3] вычисления б.д. сделаны для случая радиативного возбуждения и ионизации газа без учета электронных столкновений. Р. Е. Гершберг и Э. Э. Шноль [4] провели обширные вычисления б.д. для другого предельного случая, когда ионизация и возбуждение газа контролируются электронными ударами и вклад внешнего излучения пренебрежимо мал. Наконец, в работах Л. Лууда и М. Ильмас [5] и М. Ильмас [6] рассмотрен общий случай, когда состояние газа определяется как радиативным, так и ударным механизмами возбуждения и ионизации.

Аналогичная общая программа для вычисления водородного спектра существует с 1976 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Ниже приводится краткое описание этой программы, а также результаты вычислений бальмеровского и лаймановского декрементов для частного случая, когда коэффициент дилуции $W = 0$. Необходимость в повторении подобных расчетов б. д. для условий с чисто ударным возбуждением и ионизацией газа обусловлена двумя причинами.

1. Опубликованные в [4] вычисления б. д. выполнены с большим шагом по параметру β_{12} (2 — в логарифмической шкале), и изменения б. д. при переходе между соседними точками по β_{12} часто настолько значительны (см. рис. 2), что исключают применение интерполяции для получения промежуточных значений б. д. По этой же причине в [4] не представлены некоторые области значений б. д., существенные с точки зрения интерпретации водородной эмиссии, образующейся в плазме с промежуточной и низкой плотностью ($N_e \leq 10^{10} \text{ см}^{-3}$).

2. При вычислении степени ионизации и населенностей уровней в [4] не проводилось различий между ситуациями, когда оптическая толщина газа в L_c -континууме много меньше или много больше единицы (в последнем случае необходимо, очевидно, учитывать диффузное L_c -излучение). Последнее замечание относится также и к остальным цитированным выше работам [2, 3, 5, 6].

1. Основные уравнения

Полная система уравнений стационарности для водородного атома с учетом как радиативных, так и столкновительных процессов ионизации и возбуждения атомов имеет вид

$$\begin{aligned} n_i \left[\sum_{j=1}^{i-1} (A_{ij} + B_{ij}J_{ij}) + \sum_{k=i+1}^{\infty} B_{ik}J_{ik} + n_e (q_{ic} + \sum_{j \neq i} q_{ij}) + B_{ic}WJ_{ic}^* \right] = \\ = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k (A_{ki} + B_{ki}J_{ki}) + \sum_{j=1}^{i-1} n_j B_{ji}J_{ji} + \\ + n_e \sum_{j \neq i} n_j q_{ji} + n_e n^+ C_i + n_e^2 n^+ Q_{ci}, \end{aligned} \quad (1)$$

$i = 1, 2, \dots$

Здесь n_i — населенность i -го уровня, n_e, n^+ — концентрация электронов и протонов в 1 см^3 ($n_e = n^+$), J_{ik} — средняя интенсивность излучения в частоте, соответствующей переходу $i \rightarrow k$, q_{ik} — коэффициент ударного взаимодействия, Q_{ci} — коэффициент тройной рекомбинации на i -й уровень. C_i и B_{ic} — соответственно коэффициенты радиативной рекомбинации и фотоионизации с учетом индуцированных переходов (под действием внешнего поля излучения). A_{ij}, B_{ij} — эйнштейновские коэффициенты вероятности радиационных переходов.

Предполагается, что на внутреннюю границу слоя падает излучение с планковским распределением энергии при температуре T_* , плотность излучения характеризуется коэффициентом диллюции W . Используя вероятностный метод Соболева, нетрудно показать (см., например, [7]), что средняя интенсивность выходящего излучения в этом случае определяется выражением:

$$J_{ik} = (1 - \beta_{ik}) S_{ik} + W J_{ik}^* \beta_{ik}, \quad (2)$$

где J_{ik}^* — средняя интенсивность излучения звезды, S_{ik} — функция источников для перехода $i \rightarrow k$:

$$S_{ik} = \frac{2h\nu_{ik}^3}{c^2} \left(\frac{n_k/g_k}{n_i/g_i} - 1 \right)^{-1}, \quad (3)$$

где g_i — статистический вес i -го уровня, β_{ik} — средняя вероятность выхода кванта из среды:

$$\beta_{ik} = \tau_{ik}^{-1} (1 - e^{-\tau_{ik}}), \quad (4)$$

τ_{ik} — эффективная оптическая толщина слоя в линии $i \rightarrow k$:

$$\tau_{ik} = k_{ik} n_i \left(1 - \frac{n_k}{n_i} \frac{g_i}{g_k} \right) v_t \left| \frac{dv}{ds} \right|, \quad (5)$$

где v_t — тепловая скорость, dv/ds — градиент скорости крупномасштабных движений, k_{ik} — взвешенный по профилю коэффициент поглощения в линии $i \rightarrow k$ в расчете на один поглощающий атом. При доплеровском профиле коэффициента поглощения

$$k_{ik} = \frac{\pi e^2 f_{ik}}{m v_{ik} v_t}, \quad (6)$$

где f_{ik} — сила осциллятора для перехода $i \rightarrow k$, остальные обозначения общепринятые. Подставляя это выражение в (5) и полагая $|dv/ds| = \text{const} = v/s_0$, где v — скорость крупномасштабного движения газа, s_0 — его характерный размер, получим:

$$\tau_{ik} = \frac{\pi e^2 f_{ik}}{m v_{ik} v} n_i \left(1 - \frac{n_k}{n_i} \frac{g_i}{g_k} \right) s_0. \quad (7)$$

Последнее выражение отличается от соответствующей формулы для случая неподвижной среды лишь заменой тепловой скорости v_t на скорость крупномасштабного движения v . Иными словами, если τ_{ik}^0 оптическая толщина неподвижного газа, то при наличии градиента скорости $\tau_{ik} = \tau_{ik}^0 (v_t/v)$. Указанная замена и отражает влияние градиента скорости внутренних движений на просветление среды в частотах спектральных линий.

Пренебрегая в (7) индуцированными переходами для линии имеем:

$$\tau_{L\alpha} = 1,3 \cdot 10^{-7} n_1 s_0 / v, \quad (8)$$

где скорость v выражена в см/с.

В отличие от этого коэффициент поглощения в частотах непрерывного спектра не зависит от градиента скорости. В частности, оптическая толщина непосредственно за границей лаймановской серии равна:

$$\tau_{Lc} = 6,3 \cdot 10^{-18} n_1 s_0. \quad (9)$$

Комбинируя (8) и (9), находим, что в среде с градиентом скорости оптические толщины $\tau_{L\alpha}$ и τ_{Lc} связаны между собой соотношением

$$\tau_{L\alpha} = 2,1 \cdot 10^4 \tau_{Lc} v^{-1}. \quad (10)$$

Из выражения (9) следует, что критическое значение $\tau_{L\alpha}$, при котором $\tau_{Lc} = 1$, равно $\tau_{L\alpha}^k = 2,1 \cdot 10^4 v^{-1}$. Полагая здесь, к примеру, скорость $v = 300$ км/с (значение, типичное для оболочек звезд типа Т Тау), находим, что соответствующее критическое значение $\tau_{L\alpha}^k = 7 \cdot 10^2$ или $\beta_{12}^k = 1,5 \cdot 10^{-3}$.

Ясно, что, рассматривая оптическую толщину газа в линии $L\alpha$ или связанную с ней вероятность выхода кванта β_{12} в качестве параметра задачи, необходимо различать ситуации, когда газ прозрачен ($\beta_{12} > \beta_{12}^k$) или непрозрачен ($\beta_{12} < \beta_{12}^k$) в L_c -континууме. Например, если ионизация и возбуждение газа контролируются электронными ударами, то при $\beta_{12} \lesssim \beta_{12}^k$ необходим учет диффузного L_c -излучения. В первом приближении это делается путем «выключения» рекомбинаций на первый уровень ($C_1 = 0$), что довольно точно компенсирует фотоионизации с основного уровня диффузным L_c -излучением.

Если в газе преобладают фотоионизации под действием внешнего излучения, т. е. в ситуациях, рассмотренных в работах [2, 3, 5, 6], то в этом случае при $\beta_{12} < \beta_{12}^k$ газовая система состоит из двух зон — Н I и Н II — с резко отличающимися электронной температурой и концентрацией. Игнорирование этого обстоятельства означает, что решения, полученные в [2, 3, 5, 6] при $\beta_{12} < \beta_{12}^k$, являются формальными и не реализуются в астрофизических условиях.

он

Таким образом, в многоуровневых задачах с ненулевыми граничными условиями и однородным распределением температуры и плотности существует предел на изменение вероятности выхода кванта в линии L_α : $\beta_{12} \gg \beta_{12}^K$. Как следует из приведенных выше оценок, в большинстве астрофизических ситуаций значение $\beta_{12}^K \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$.

2. Относительные интенсивности водородных линий

Одной из важнейших характеристик излучения неравновесной плазмы, используемых в диагностических целях, являются относительные интенсивности водородных линий. В последующих разделах будут представлены результаты вычислений лаймановского и бальмеровского декрементов I_{i1}/I_{31} и I_{i2}/I_{42} , где I_{ik} — полная интенсивность излучения в линии $i \rightarrow k$:

$$I_{ik} = \Delta v_{ik} S_{ik} (1 - e^{-\tau_{ik}}), \quad (11)$$

Δv_{ik} — ширина линии, обусловленная крупномасштабным движением газа: $\Delta v_{ik} = v_{ik} (v/c)$. Заменяя приближенно в формуле для τ_{ik} значение $|dv/ds| \approx v/s_0$, из (11) находим

$$\frac{I_{i1}}{I_{31}} = \frac{n_i A_{i1} \beta_{1i} v_{1i}}{n_3 A_{31} \beta_{13} v_{13}}, \quad i = 2, 3, \dots; \quad (12)$$

$$\frac{I_{i2}}{I_{42}} = \frac{n_i A_{i2} \beta_{2i} v_{2i}}{n_4 A_{42} \beta_{24} v_{24}}, \quad i = 3, 4, \dots \quad (13)$$

Последние соотношения обычно используются при вычислении относительных интенсивностей водородных линий. Они не учитывают, однако (при $W \neq 0$), поглощения излучения центрального источника веществом оболочки. Влияние этого фактора становится существенным в тех случаях, когда излучающий газ находится вблизи поверхности звезды ($W \approx 0,5$) и температура возбуждения в спектральных линиях сравнима с температурой фотосферы. Соответствующие этому случаю формулы для интенсивностей выходящего излучения приведены в [8].

Наряду с указанными величинами представляет также интерес отношение интенсивностей $I_{L_\alpha}/I_{H_\alpha}$, характеризующее относительную роль излучения в линиях лаймановской и бальмеровской серий. Как показывают вычисления, это отношение весьма чувствительно к параметрам излучающего газа и может быть использовано для их оценки.

3. Метод решения

Введением мензеловских параметров b_i , определяющих отклонение населенностей уровней от термодинамически равновесных значений:

$$\frac{n_i}{n_e n^+} = b_i \frac{i^2 h^3}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} e^{X_i}, \quad (14)$$

где $X_i = \chi_i/kT_e$, χ_i — энергия ионизации атома с i -го уровня, T_e — электронная температура газа, уравнения стационарности (1) после подстановки в них выражений (2) и (3) приводятся к виду, удобному для численного решения:

$$\begin{aligned} b_i \left\{ \sum_{k=i+1}^{\infty} \frac{k^2}{i^2} W J_{ik}^* A_{ki} \beta_{ik} + \sum_{k=1}^{i-1} (1 + W J_{ki}^*) A_{ik} \beta_{ki} + B_{ic} W J_{ic}^* + n_e Q_{ic} \right\} = \\ = \sum_{k=i+1}^{\infty} b_k \frac{k^2}{i^2} e^{X_k - X_i} (1 + W J_{ik}^*) A_{ki} \beta_{ik} + n_e \sum_{k=i+1}^{\infty} (b_k - b_i) q_{ik} + \\ + n_e Q_{ci} + n_e \sum_{k=1}^{i-1} (b_k - b_i) \frac{k^2}{i^2} e^{X_k} q_{ki} + \sum_{k=1}^{i-1} b_k W J_{ki}^* A_{ik} \beta_{ki} e^{X_k - X_i} + \\ + \frac{(2\pi m k T_e)^{3/2}}{i^2 h^3} e^{-X_i} (A_{ci} + B_{ci} W J_{ic}^*), \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$\bar{J}_{ik}^* = \frac{c^2}{2h\nu_{ik}^3} J_{ik}^* = (e^{X_i^*} - 1)^{-1}. \quad (16)$$

Системы уравнений подобного типа рассматриваются обычно для некоторого конечного числа уровней m . В работах А. А. Боярчука [2], Р. Е. Гершберга и Э. Э. Шноля [4] предложен простой способ учета влияния верхних уровней ($i > m$), позволяющий, по существу, рассматривать системы с бесконечным числом уровней. Способ основан на том известном факте, что населенности верхних уровней близки к термодинамически равновесным значениям: $b_i \rightarrow 1$ при $i \rightarrow \infty$. Принимая это во внимание, суммирование по бесконечному числу уровней в (15) можно заменить конечной суммой ($k \leq m$). С учетом того, что $b_k e^{X_k} \beta_{ik} \rightarrow 1$ при $k \rightarrow \infty$, оставшиеся члены сумм можно представить в виде

$$\begin{aligned} \xi_i &= \sum_{k=m+1}^{\infty} b_k \frac{k^2}{i^2} e^{X_k - X_i} A_{ki} \beta_{ik} \left(1 + \frac{W}{e^{X_i^*} - 1} \right) = \\ &= -\frac{t_i}{2} e^{-X_i} (1 + g_{m+1, i} \beta_{i, m+1}) \left(1 + \frac{W}{e^{X_i^*} - 1} \right) \ln \left(1 - \frac{i^2}{(m+1)^2} \right), \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \zeta_i &= \sum_{k=m+1}^{\infty} W \frac{k^2}{i^2} J_{ik}^* A_{ki} \beta_{ik} = \\ &= -\frac{t_i}{2} \frac{W}{e^{X_i^*} - 1} (1 + g_{m+1, i} \beta_{i, m+1}) \ln \left(1 - \frac{i^2}{(m+1)^2} \right), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\gamma_i = n_e \sum_{k=m+1}^{\infty} (b_k - b_i) q_{ik} = (1 - b_i) n_e \sum_{k=m+1}^{\infty} q_{ik}, \quad (19)$$

где

$$t_i = \frac{2^9 \pi^5 e^{10} m}{3 \sqrt{3} c^3 h^6 i^5}.$$

После этого система уравнений стационарности примет вид

$$\begin{aligned} b_i \left\{ \sum_{k=i+1}^m \frac{k^2}{i^2} W J_{ik}^* A_{ki} \beta_{ik} + \zeta_i + \sum_{k=1}^{i-1} (1 + W J_{ik}^*) A_{ik} \beta_{ki} + \right. \\ \left. + B_{ic} W J_{ic}^* + n_e Q_{ic} \right\} = \sum_{k=i+1}^m b_k \frac{k^2}{i^2} e^{X_k - X_i} (1 + W J_{ik}^*) A_{ki} \beta_{ik} + \xi_i + n_e \times \\ \times \sum_{k=i+1}^m (b_k - b_i) q_{ik} + \gamma_i + n_e Q_{ci} + n_e \sum_{k=1}^{i-1} (b_k - b_i) \frac{k^2}{i^2} e^{X_k - X_i} q_{ki} + \\ + \sum_{k=1}^{i-1} b_k W J_{ki}^* A_{ik} \beta_{ki} e^{X_k - X_i} + \frac{(2\pi m k T e)^{3/2}}{i^2 h^3} e^{-X_i} (A_{ci} + B_{ci} W J_{ic}^*). \end{aligned} \quad (20)$$

Вероятности фотоионизаций с i -го уровня, а также вероятности фоторекомбинаций (в том числе индуцированных излучением звезды) вычисляются по обычным формулам с использованием методики вычисления некоторых интегралов, приведенной в [9]. При вычислении столкновительных членов в уравнениях стационарности используются коэффициенты вероятностей ударных возбуждений и ионизаций, вычисленные в [4] по формулам, приведенным в [10, 11].

Полученная выше система нелинейных алгебраических уравнений (20) решается методом последовательных приближений с использованием проце-

дуры ускорения итерационного процесса, предложенной в [4]. При этом для каждого значения n_e пробные расчеты позволяют найти оптимальное значение m . Например, при $n_e \geq 10^{11}$ достаточная степень точности (не хуже 2—3%) получается при $m = 15$, при $n_e \geq 10^7$ значения $m = 20 \div 30$.

Отметим некоторые особенности работы нашей программы, знание которых может оказаться полезным при составлении аналогичных программ для других атомов. Как показала практика решения системы уравнений стационарности, используемое обычно исходное приближение $b_i^{(0)} = 1$ при $i = 1, 2, 3, \dots$ оказывается непригодным при низких плотностях ($n_e \leq 10^{10} \text{ см}^{-3}$) и больших оптических толщинах газа в линии L_α . Поэтому в нашей программе предусмотрен ввод исходных значений $b_i^{(0)}$ для первых трех уровней (значения которых сильнее всего отличаются от единицы) из ближайшего (по исходным параметрам) сосчитанного варианта. Обращая внимание на важность правильного выбора исходных значений мензеловских параметров, отметим, что в ряде случаев вследствие неудачного выбора исходного приближения для $b_i^{(0)}$ мы получали искусственные мазерные системы, которые затем исчезали при более корректном выборе начального приближения. Указанная особенность системы уравнений стационарности обусловлена наличием в ней нелинейных членов, соответствующих радиативным возбуждениям и дезактивациям уровней, и проявляется главным образом при больших оптических толщинах, когда излучающий газ непрозрачен в линиях субординатных серий.

Благодаря системе формальных параметров в программе вычисления водородного спектра предусмотрено гибкое использование основного блока программы, в котором производится решение системы уравнений стационарности и вычисление мензеловских параметров b_i . Так, при $\beta_{12} < \beta_{12}^k$ предусмотрено выключение рекомбинаций на первый уровень, что, как отмечалось выше, обеспечивает приближенный учет диффузного L_c -излучения. Путем ввода соответствующих формальных параметров на выходе печатается информация об относительных интенсивностях лаймановской, бальмеровской, пашеновской и т. д. серий водородного атома, а также оптические толщины газа в линиях указанных серий. Наконец, существует управляемое формальным параметром ответвление основной программы, в котором производится расчет непрерывного спектра водородного атома (с учетом эмиссии H^-), вычисляются эквивалентные ширины бальмеровских линий и UBV -цвета излучения газа с учетом эмиссии в бальмеровских линиях.

4. Результаты вычислений

В данном разделе представлены относительные интенсивности лаймановской и бальмеровской серий, отношение $(I_{L_\alpha}/I_{H_\alpha})$, и степень ионизации газа $\kappa = n_e/n_1$ для случая, когда ионизация и возбуждение атомов контролируются электронными ударами ($W = 0$). В этом случае состояние газа определяется тремя параметрами: электронной температурой и концентрацией газа и вероятностью выхода кванта β_{12} , значения которых варьировались в пределах: $T_e = 10^4$ и $2 \cdot 10^4$ К, $n_e = 10^7 \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\beta_{12} = 10^{-2} \div 10^{-8}$. Критическое значение β_{12}^k , о котором говорилось выше, принято равным 10^{-3} .

Представляя лаймановский и бальмеровский декременты, мы ограничились отношениями интенсивностей первых трех членов каждой серии, наиболее чувствительных к изменениям исходных параметров.

Лаймановский декремент. На рис. 1 даны отношения I_{L_α}/I_{L_β} и I_{L_γ}/I_{L_β} , вычисленные по формулам (12) в зависимости от параметров n_e , T_e , β_{12} . Каждая линия на диаграмме соответствует фиксированным значениям T_e и n_e ; вдоль линии меняется вероятность выхода кванта β_{12} . Из рассмотрения графиков видно, что существуют области, в которых лаймановский декремент является весьма чувствительным индикатором параметров излучающего газа. Например, при не слишком больших значениях электронной концентрации ($n_e \lesssim 10^9$) существует область изменения β_{12} (верхняя часть диаграмм,

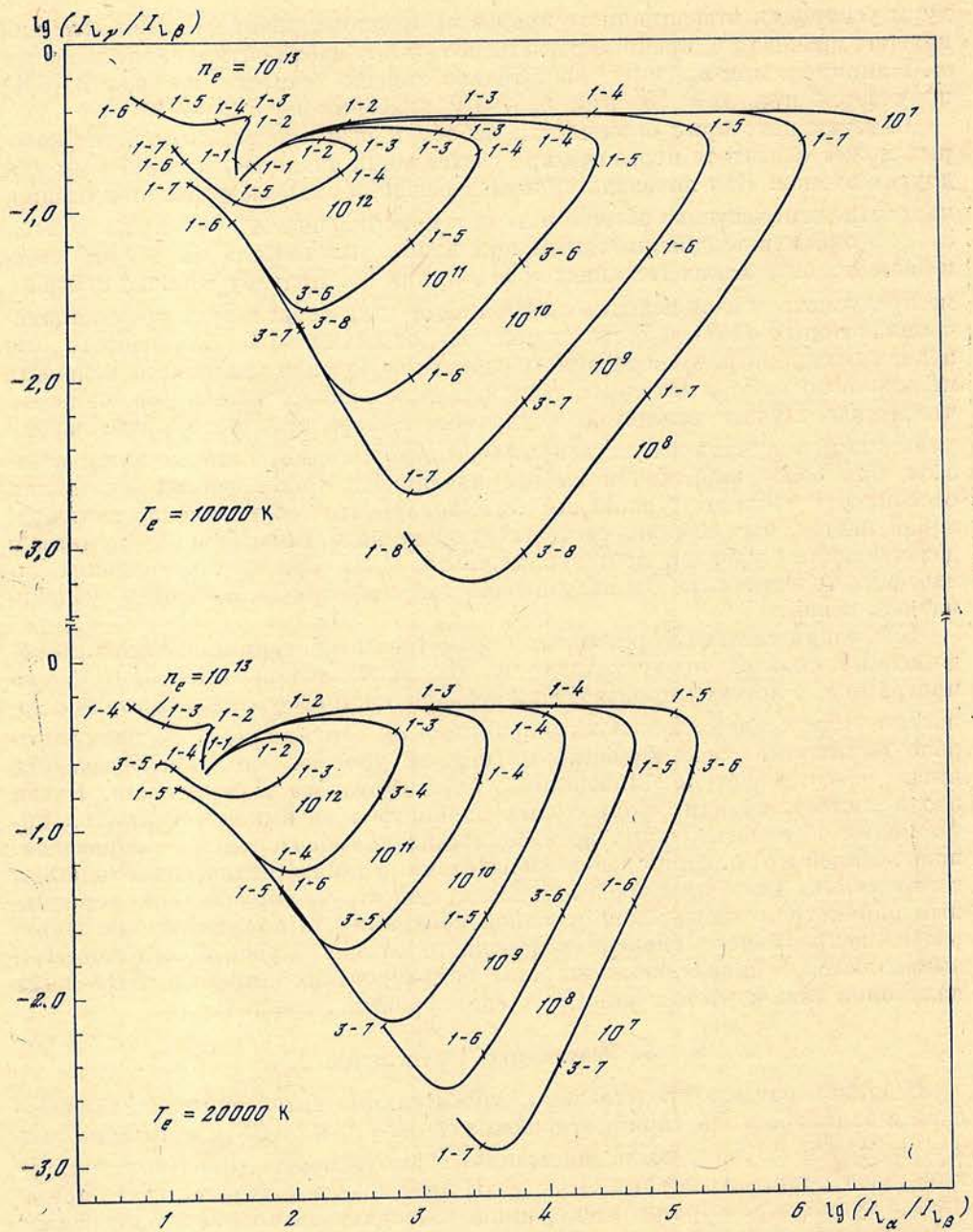


Рис. 1. Зависимость отношений $I_{L\alpha}/I_{L\beta}$ и $I_{L\gamma}/I_{L\beta}$ от параметров излучающего газа

Цифрами сбоку от кривых указаны значения вероятности выхода кванта β_{12} , например: 1—5 соответствует значению $\beta_{12} = 1 \cdot 10^{-5}$, 3—5— $3 \cdot 10^{-5}$

представленных на рис. 1), в которой лаймановский декремент практически не зависит от значения n_e и определяется в основном значением β_{12} . Эта область параметров соответствует простейшим условиям, когда излучающий газ прозрачен в линиях бальмеровской и более высоких субординатных серий и влияние переходов под действием электронных ударов пренебрежимо мало (этот случай применительно к условиям неподвижной среды при рекомбинационном механизме заселения уровней рассматривался ранее в [12]). В этом случае при диффузии $L\alpha$ -излучения осуществляется чистое рассеяние. Напротив, в более высоких линиях серии происходит дробление

фотонов при каскадных переходах на L_α -кванты и кванты, принадлежащие линиям субординатных серий (последние беспрепятственно выходят из среды).

В первом случае вероятность выживания L_α -кванта $\lambda_{21} = 1$, во втором случае $\lambda_{i1} = A_{i1} / \sum_{j=1}^{i-1} A_{ij}$, т. е. довольно мала. С учетом этого уравнение для функций источников

$$S_{i1} = \frac{q_i}{1 - \lambda_{i1} + \lambda_{i1}\beta_{1i}}, \quad (21)$$

в котором q_i характеризуют первичные источники возбуждения в линии $1 \rightarrow i$; в случае линии L_α превращается в уравнение $S_{21} = g_2/\beta_{12} = g_2\tau_{12}$, тогда как для остальных членов серии $S_{i1} = g_i/(1 - \lambda_{i1})$. Подставляя выражения для S_{i1} в (11), находим, что при $\tau_{1i} \gg 1$ отношение интенсивностей

$$\begin{aligned} I_{L_\alpha}/I_{L_\beta} &\sim \tau_{12} = \beta_{12}^{-1}, \\ I_{L_\gamma}/I_{L_\beta} &= \text{const.} \end{aligned} \quad (22)$$

Как видно из рис. 1, именно такая простая зависимость лаймановского декремента от вероятности выхода кванта и имеет место при не слишком малых значениях β_{12} и $n_e \lesssim 10^9$. (Заметим, что при выводе соотношений (22) мы пренебрегли слабой зависимостью первичных источников g_i от оптической толщины газа в линии L_α , которая при $\beta_{12} \gtrsim 10^{-3}$ приводит к слабой зависимости отношения I_{L_α}/I_{L_β} от β_{12} и соответственно к отклонению теоретических треков от горизонтальной линии, определяемой соотношениями (22).)

Интересно отметить, что соотношения, аналогичные (22), были получены Бакалом [13] для случая *неподвижной* среды в приближении *когерентного* рассеяния. Впоследствии этот результат был пересмотрен Адамсом [14], справедливо указавшим на то, что при рассмотрении диффузии резонансного излучения приближение когерентного рассеяния является слишком грубым и что в этом случае физически более обоснованным является приближение полного перераспределения по частоте.

Тем не менее благодаря стечению обстоятельств результат Бакала оказывается вполне корректным, если его применять не к неподвижному газу, а к газу, движущемуся с градиентом скорости, и если при этом заменить оптическую толщину τ_0 в формулах [13] на эффективную оптическую толщину, определяемую соотношениями (5) или (8) настоящей работы. (Введение градиента скорости лучше соответствует условиям, имеющим место в оболочках квазаров, применительно к которым и выполнена работа [13].) Причина формального совпадения результатов [13] с выражением (22) настоящей работы заключается в том, что при наличии в среде сверхзвуковых движений выход излучения в спектральных линиях определяется не столько процессом переизлучения фотонов в крыльях линии (с последующим выходом из среды), сколько «просветлением» среды, обусловленным доплеровским смещением резонансных частот излучающих и поглощающих атомов. Вследствие этого образование спектральных линий в среде с градиентом скорости происходит в первом приближении так же, как и в случае когерентного рассеяния (см. по этому поводу [15]).

Если при фиксированных значениях T_e и n_e увеличивать оптическую толщину газа в линии L_α , то начиная с некоторого значения τ_{12} газ становится непрозрачным в линиях бальмеровской серии и характер зависимости лаймановского декремента от β_{12} меняется. На рис. 1 этим значениям β_{12} соответствует поворот теоретических треков влево и вниз.

При дальнейшем увеличении оптической толщины τ_{12} газ становится непрозрачным в линиях более высоких субординатных серий. В результате происходит еще один поворот теоретических треков — влево и вверх, что отражает приближение состояния газа к состоянию полной термализации (когда населенности уровней соответствуют термодинамически равновесным значениям). Так как газ прозрачен за пределами субординатных серий и,

теристик излучающего газа. В первом приближении топология линий на рис. 2 близка к той, что мы видели на рис. 1. Здесь также существует область значений β_{12} и n_e (левая верхняя часть каждого графика), в которой б. д. слабо зависит от электронной концентрации и определяется в основном оптической толщиной газа в линии L_{α} . Эта область значений параметров газа соответствует условиям, при которых газ непрозрачен в линиях бальмеровской серии и прозрачен в линиях пашеновской и более высоких субординатных серий. (Этот предельный случай рассматривался ранее в работах В. В. Соболева [16], Каприотти [17, 18] и одного из авторов данной статьи [19] применительно к неподвижному газу при рекомбинационном механизме заселения уровней.)

С увеличением оптической толщины изменение бальмеровского декремента происходит так же, как и изменение лаймановского декремента, и на этом мы останавливаться не будем. Отметим лишь, что вследствие того, что энергетическое расстояние между вторым и третьим уровнями атома водорода невелико (~ 3 эВ), интервал оптических толщин газа в линии L_{α} , в котором крайние точки соответствуют значениям $\tau_{H_{\alpha}} \approx 1$ и $\tau_{\alpha} \approx 1$, также не слишком велик —

один-два порядка. По этой причине полный цикл изменения бальмеровского декремента (при изменении β_{12}) происходит значительно быстрее, чем в случае лаймановского декремента.

Как уже отмечалось, вычисления б. д. в работе [4], аналогичные проделанным выше, выполнены с большим шагом по параметру β_{12} (два порядка). Вследствие этого ряд областей значений б. д., важных с точки зрения приложений, не представлен в [4]. В частности, отсутствуют значения б. д., соответствующие условиям, при которых излучающий газ непрозрачен в линиях бальмеровской серии и прозрачен в линиях более высоких субординатных серий.

Отношение интенсивностей $I_{L_{\alpha}}/I_{H_{\alpha}}$. Указанная характеристика эмиссионного спектра представляет значительный интерес в связи с интерпретацией эмиссионных спектров объектов, для которых имеется возможность сопоставления интенсивностей линий бальмеровской и лаймановской серий. В настоящее время данные такого рода получены пока лишь для нескольких квазаров [20]. Несомненно, однако, что в ближайшем будущем число объектов с известным отношением ($I_{L_{\alpha}}/I_{H_{\alpha}}$) заметно возрастет.

Из рис. 3 следует, что отношение $I_{L_{\alpha}}/I_{H_{\alpha}}$ весьма чувствительно к параметрам излучающего газа. Если, к примеру, фиксированы температура и плотность газа, то при $T_e = 10\,000$ К из отношения $I_{L_{\alpha}}/I_{H_{\alpha}}$ можно однозначно определить оптическую толщину слоя в линии L_{α} . При $T_e = 20\,000$ К эта зависимость становится более сложной, и при $n_e \lesssim 10^{10}$ одному и тому же значению $I_{L_{\alpha}}/I_{H_{\alpha}}$ могут соответствовать два значения τ_{12} .

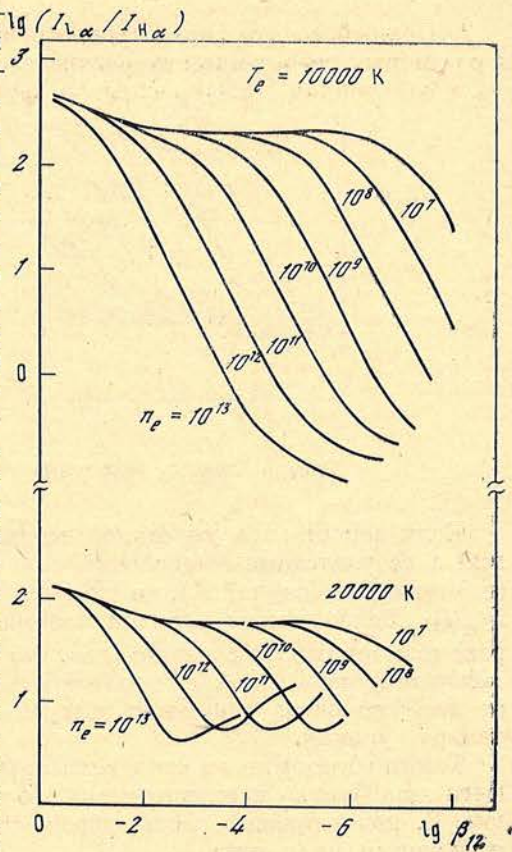


Рис. 3. Зависимость отношения $I_{L_{\alpha}}/I_{H_{\alpha}}$ от вероятности выхода кванта β_{12} при $T_e = 10\,000$ и $20\,000$ К для ряда значений n_e

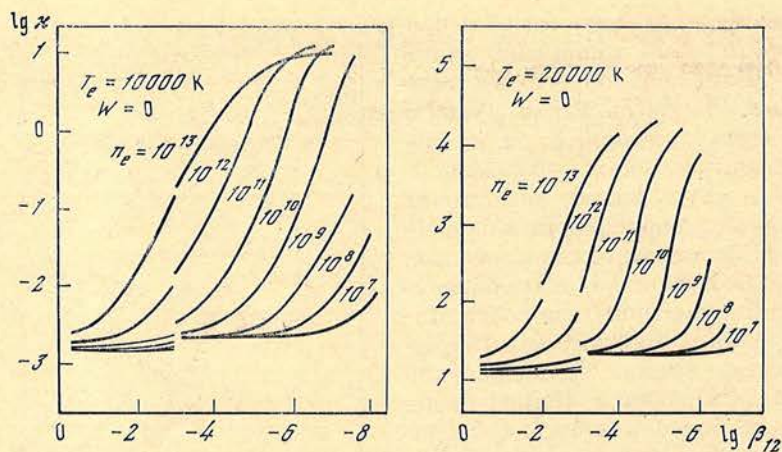


Рис. 4. Степень ионизации газа $\kappa = n_e/n_1$

Если сопоставить указанное отношение при $\beta_{21} = 1$ (оптически тонкий газ) с результатами вычислений для чисто рекомбинационного механизма свечения [21] (случай А), то оказывается, что в первом случае отношение $I_{L_\alpha}/I_{H_\alpha}$ более чем на порядок превышает соответствующие отношения при рекомбинациях. Это связано с тем, что в нашем случае основным механизмом заселения уровней являются электронные удары, сечения которых (в отличие от коэффициентов рекомбинаций) весьма быстро убывают с увеличением номера уровня.

Таким образом, если исключить ситуации, в которых состояние излучающего газа близко к равновесному, то в остальных случаях, как следует из рис. 3, подавляющая часть линейчатого излучения неравновесной плазмы приходится на линию L_α .

Степень ионизации газа. На рис. 4 для рассматриваемого набора параметров T_e , n_e и β_{12} представлены значения степени ионизации газа $\kappa = n_e/n_1$. Минимальные значения κ (при фиксированной электронной температуре) соответствуют условиям, когда состояние ионизации газа определяется балансом двух конкурирующих процессов: ионизации с основного уровня электронными ударами и фоторекомбинаций. В этом случае степень ионизации газа определяется известным соотношением $\kappa = q_{1c} / \sum_k C_k$, где $k = 1$ при $\beta_{12} > \beta_{12}^K$ и $k = 2$ при $\beta_{12} \leq \beta_{12}^K$ и зависит только от электронной температуры газа.

С увеличением оптической толщины τ_{12} увеличивается роль многокаскадных переходов электронов с основного на верхние уровни с последующей ионизацией атомов. Вклад этих процессов зависит от электронной концентрации газа и тем значительнее, чем больше электронная концентрация. Как следует из рис. 4, в достаточно плотной и оптически толстой в линиях плазме многокаскадные ионизации атомов доминируют.

Влияние этих процессов на состояние газа существенно еще в одном отношении. Как было показано в [4], при низких электронных концентрациях ($n_e = 10^8$) диффузное L_c -излучение слабо влияет на населенности уровней и степень ионизации атомов. Ожидалось, что при более высоких значениях n_e это влияние будет еще более слабым. Сравнение наших расчетов показывает, что этот вывод справедлив при $n_e \gtrsim 10^{14}$, когда газ почти полностью термализован. Однако при промежуточных значениях n_e ($10^9 \leq n_e \leq 10^{13}$) вклад диффузного L_c -излучения не является пренебрежимо малым.

Для иллюстрации влияния этого фактора на состояние газа в таблице приведены основные характеристики газа при $T_e = 20000$ К, $n_e = 10^{12}$, $\beta_{12} = 10^{-4}$ по результатам настоящей работы ($C_1 = 0$) и аналогичные характеристики для тех же значений параметров по данным

i	$C_1 \neq 0$			$C_1 = 0$		
	b_i	β_{2i}	б. д.	b_i	β_{2i}	б. д.
1	3,57+3			4,24+2		
2	4,85+2			6,31+1		
3	1,72+1	2,18-2	2,08+0	8,71+0	7,71-3	1,58+0
4	3,74+0	1,52-1	1,00+0	2,53+0	5,32-2	1,00+0
5	1,66+0	4,03-1	5,20-1	1,40+0	1,58-1	7,23-1
6	1,21+0	6,23-1	3,13-1	1,13+0	3,20-1	6,32-1
7	1,08+0	7,60-1	2,04-1	1,05+0	4,90-1	5,37-1
8	1,04+0	8,41-1	1,40-1	1,02+0	6,26-1	4,33-1
9	1,02+0	8,90-1	1,00-1	1,01+0	7,25-1	3,40-1
10	1,01+0	9,21-1	7,37-1	1,00+0	7,95-1	2,66-1
15	1,01+0	9,78-1	5,57-2	1,00+0	1,00-0	8,93-2
$n_e/n_1 = 7,14 + 2$			$n_e/n_1 = 5,98 + 3$			

работы [4] ($C_1 \neq 0$). Слева направо даны: номер уровня, мензеловские параметры b_i , вероятности выхода кванта в линиях бальмеровской серии β_{2i} и бальмеровский декремент. Внизу для обоих вариантов приведены значения степени ионизации газа κ . Видно, что в вариантах с $C_1 = 0$ и $C_1 \neq 0$ величина κ отличается более чем на порядок. В меньшей степени, но все же заметно отличаются и остальные характеристики газа. Причем это различие увеличивается с переходом к вариантам с меньшим значением β_{12} .

Столь сильное влияние отключения рекомбинаций на основной уровень (составляющих лишь половину всех фоторекомбинаций) на состояние газа обусловлено нелинейными свойствами системы уравнений стационарности, и в частности значительной ролью многоступенчатых ионизаций атомов, о которых говорилось выше.

Заключение

Приведенные результаты показывают, что относительные интенсивности водородных линий являются весьма чувствительным индикатором состояния газа. При их практическом использовании для интерпретации эмиссионных спектров необходимо иметь в виду два обстоятельства.

1. В силу сложной зависимости бальмеровского и лаймановского декрементов от параметров газа использование неполной информации об относительных интенсивностях может приводить к ошибочным результатам. Например, в ряде работ из-за отсутствия данных об интенсивности линии H_α используется только часть бальмеровских линий, начиная с H_β . Как видно из рис. 2, определение таких параметров излучающего газа, как электронная концентрация и оптическая толщина τ_{12} газа, в этом случае может дать ошибку в несколько порядков.

2. В тех случаях, когда в излучающей газовой системе имеют место значительные градиенты температуры и плотности, «центры тяжести» образования разных линий атома могут не совпадать. В особенности это относится к линиям, принадлежащим разным сериям. Очевидно, что в этом случае применение однородных моделей для определения параметров газа дает возможность оценить лишь некоторые эффективные значения этих параметров.

Авторы искренне благодарны Р. Е. Гершбергу за интерес к работе и полезные обсуждения, Н. Н. Петровой за помощь в оформлении статьи.

Сентябрь 1978 г.
Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР
Ленинградский государственный университет

Литература

1. *Соболев В. В.* Движущиеся оболочки звезд. Л.: Изд-во ЛГУ, 1974.
2. *Боярчук А. А.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35, с. 45.
3. *Hirata R., Uesugi A.* — Contribs Kwasan obs. Kyoto. 1967, N 156.
4. *Гершберг Р. Е., Шноль Э. Э.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 50, с. 122.
5. *Лууд Л., Ильмас М.* Эмиссионные линии в спектрах звезд. Тарту, 1971.
6. *Ильмас М.* Водородные эмиссионные линии в спектрах ранних звезд. Тарту, 1974.
7. *Castor J. I.* — Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1970, 149, p. 111.
8. *Гринин В. П.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1978, 59, с. 154.
9. *Соболев В. В., Иванов В. В.* — Уч. зап. ЛГУ, 1962, № 307, с. 3.
10. *Bates D. B., Kingston A. E., McWhirter R. W. P.* — Proc. Roy. Soc. London, 1962, A 267, p. 297.
11. *Seaton M. J.* — Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1959, 119, p. 81.
12. *Гринин В. П.* — Астрофизика, 1969, 5, с. 213.
13. *Bahcall J. N.* — Astrophys. J., 1966, 145, p. 684.
14. *Adams T. F.* — Astrophys. J., 1975, 196, p. 675.
15. *Lucy L. B.* — Astrophys. J., 1971, 163, p. 95.
16. *Соболев В. В.* — Астрон. ж., 1962, 39, с. 632.
17. *Capriotti E. R.* — Astrophys. J., 1964, 139, p. 225.
18. *Capriotti E. R.* — Astrophys. J., 1964, 140, p. 632.
19. *Гринин В. П.* — Астрофизика, 1969, 5, с. 371.
20. *Hyland A. R., Beclin E. E., Neugebauer G.* — Astrophys. J., 1978, 220, L 73.
21. *Osterbrock D. E.* Astrophysics of Gaseous Nebulae. San Francisco: Freeman, 1974, p. 65.

МОДЕЛЬ КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ.
СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТИ

А. А. Степанян

Рассмотрено движение релятивистских частиц в меняющемся во времени магнитном поле с учетом потерь как на синхротронное излучение, так и на ускорение бетатронным механизмом. Показано, что спектр излучения имеет сложный вид. В области высоких частот, где спектральный индекс $\alpha = \gamma/2$ (γ — показатель спектра электронов), среднее излучение не зависит от напряженности магнитного поля.

Применение описанного метода к модели Крабовидной туманности, предложенной Рисом и Ганном, позволило найти ряд важных характеристик туманности и пульсара NP 0532. Найдено, что спектр частиц, ускоряемых низкочастотным электромагнитным полем пульсара, имеет вид $dN/dE = AE^{-2}$ в интервале энергий от $E_{\min} = 2 \cdot 10^9$ до $E_{\max} = 2 \cdot 10^{14}$ эВ. Мощность, передаваемая пульсаром легким частицам, равна $1,7 \cdot 10^{38}$ эрг.с⁻¹. Число частиц, ускоряемых в единицу времени, равно $\sim 0,5 \cdot 10^{40}$ с⁻¹. Значение напряженности магнитного поля в центральной части туманности равно $\sim 3,5 \cdot 10^{-4}$ Гс и растет по закону $H \sim r^{0,35}$, где r — расстояние от центра туманности.

Для объяснения спектра излучения туманности в области радиочастот предложена модель внешней (по отношению к волокнам) части туманности. По этой модели магнитное поле, оставаясь регулярным, «выгибается» между волокнами, образуя дуги. Частицы движутся с сохранением адиабатического инварианта. При этом учитывается изменение энергии частиц при уменьшении напряженности магнитного поля и тот факт, что светимость пульсара в предшествующие годы была выше.

Подбором размеров ячейки и значения напряженности магнитного поля удается объяснить спектр излучения и получить распределение яркости, удовлетворяющее наблюдениям на частоте 5 ГГц.

THE MODEL OF CRAB NEBULA. THE EMISSION SPECTRUM AND BRIGHTNESS DISTRIBUTION, by A. A. Stepanian. — The synchrotron emission of high-energy particles contained in time-variable magnetic field is considered. Both energy loss for synchrotron emission and energy gain due to betatron acceleration were taken into account. It is shown that the spectrum is complex. The emission flux does not depend on the magnetic field strength for the high frequency region, where spectral index is $\alpha = \gamma/2$ where γ is the spectral index for particles.

The application of these results to the modified model of Rees and Gunn for the Crab nebula has allowed to find some important features of nebula and pulsar NP 0532. It was found, that the spectrum of charged particles (electrons) accelerated by low frequency electromagnetic wave is $dN/dE = AE^{-2}$ for the energy range $2 \cdot 10^9$ eV $< E < 2 \cdot 10^{14}$ eV. The power transferring to electrons is approximately equal to $1.7 \cdot 10^{38}$ erg.s⁻¹. The number of accelerated electrons is equal to about $0.5 \cdot 10^{40}$ per sec. The strength of magnetic field in the central part of nebula is about $3.5 \cdot 10^{-4}$ Gs and vary as $r^{0.35}$ with distance r from the center of the nebula (pulsar).

The model of external part (relative to prominence) of the Crab nebula is suggested. It contributes to the explanation of the spectrum in radiofrequency region. By this model the magnetic field remains regular but is bending between prominences in the external part of the nebula. Particles have been moving along the magnetic field line conserving the adiabatic invariant. The change of particles energy in accordance with the magnetic field strength decrease is taken into account as well as variation of pulsar luminosity with age.

While varying the dimension of the cell and magnetic field strength one can fit [the calculated spectrum and brightness distribution with observational data at 5 GHz.

Крбовидная туманность является одним из наиболее изученных астрофизических объектов. Спектр излучения туманности исследован в широком диапазоне длин волн — от радиоволн до γ -квантов с энергией $10^{11} - 10^{12}$ эВ. В центре Крбовидной туманности находится самый быстровращающийся из известных нам пульсаров. Вклад излучения пульсара в общее излучение туманности определен с хорошей степенью точности. Этот вклад особенно велик в крайних диапазонах: на частоте ~ 10 МГц он составляет долю, близкую к 100%, а в γ -диапазоне при энергии квантов > 100 МэВ вклад пульсара не менее 85%, а скорее всего близок к 100%.

По-видимому, можно считать установленным, что источником энергии, излучаемой туманностью, является пульсар. Электромагнитное поле низкочастотного излучения пульсара ускоряет заряженные частицы до высоких энергий. Легкие частицы — электроны и, по-видимому, позитроны теряют свою энергию на синхротронное излучение. Что касается магнитного поля, то оно также, по-видимому, обязано своим происхождением пульсару, но общепринятого механизма генерации поля пока не существует. По мнению Н. С. Кардашева [1], это поле возникает при сжатии звезды во время взрыва сверхновой с последующим «закручиванием» поля звездой. Достаточно полный обзор по Крбовидной туманности можно найти в книге И. С. Шкловского «Сверхновые звезды» [2].

Мы хотим, однако, обратить внимание на некоторые неясные вопросы, касающиеся этого объекта.

1. Непрерывный спектр туманности состоит из двух частей: а) участка с наклоном $\alpha \approx -0,275$ для радиодиапазона и б) участка с $\alpha \approx -1,04$ для рентгеновского диапазона. При этом считается, что изменение наклона связано с тем, что время жизни высокоэнергичных частиц, ответственных за рентгеновское излучение, меньше времени жизни туманности. Однако в этом случае изменение показателя спектра составит 0,5, а не 0,75—0,80, как это имеет место на самом деле. Для объяснения такого изменения спектра большинство авторов делают предположение об изменении показателя спектра электронов с энергией (см., например, [3]).

Недавно Кавальо [4] была сделана попытка объяснить спектр излучения Крбовидной туманности исходя из предположения, что показатель спектра электронов не меняется с энергией и равен $\gamma = -2,6$. При этом, однако, автор [4] считает магнитное поле в Крбовидной туманности состоящим из неоднородностей с размером $\sim 10^{15}$ см. Можно показать, что, если синхротронное излучение испускается на неоднородностях такого масштаба, то поляризация будет существенно меньше наблюдаемой, не говоря уже о существовании крупномасштабной структуры поляризации.

2. Характер и распределение магнитного поля в туманности.

Выше мы уже отметили, что большая величина линейной поляризации не может быть согласована с существованием хаотического магнитного поля, а следовательно, и с диффузным характером распространения частиц из центра.

Критика диффузного характера распространения частиц приведена Вольфом и Новиком [5] на основании изучения зависимости размеров области туманности, излучающей в рентгеновском диапазоне, от частоты. Согласно [5] при диффузии размер области, излучающей в рентгеновском диапазоне, пропорционален $\nu^{-0,04}$, где ν — частота.

Данные наблюдений, использованные в [5], показывают, что эта зависимость имеет вид $R \sim \nu^{-0,148}$, где R — полуширина области распределения излучения на уровне половины максимальной яркости. Вольф и Новик рассмотрели модель переноса частиц с магнитным полем, предложенную ранее Рисом и Ганном [6]. По этой модели ускоренные частицы вместе с магнитным полем распространяются от фронта ударной волны, находящегося на расстоянии R_s от пульсара, со скоростью, падающей с расстоянием r от пульсара по закону $v_s(r) = \frac{c}{\sqrt{3}} \left(\frac{R_s}{r} \right)^2$, где c — скорость света.

Как показано в [5], расчеты приводят к следующей зависимости размера R Крабовидной туманности от частоты: $R \sim \nu^{-0,167}$, что мало отличается от наблюдаемой $R \sim \nu^{-0,148}$. Следует отметить, что эти расчеты носят приближенный характер. Ниже нами будут приведены результаты точных расчетов и их сопоставление с наблюдаемым распределением не только в рентгеновском диапазоне энергий, но и в других диапазонах длин волн. При этом одновременно будут приведены расчеты спектра излучения и сопоставление с наблюдаемым спектром.

Проведенные нами расчеты показали, что существует взаимосвязь между спектром излучения и распределением магнитного поля и частиц. Изменение спектра частиц отражается на характере распределения яркости на различных частотах при заданном распределении магнитного поля. В свою очередь характер распределения магнитного поля отражается на спектре излучения и его распределения по туманности.

В основу рассматриваемой нами модели положена модель, предложенная Рисом и Ганном [6]. Однако прежде чем описывать модель, приведем результаты точных расчетов спектров излучения частиц, движущихся вместе с полем, с учетом потерь энергии на излучение и изменений энергии, связанных с бетатронным ускорением.

1. Спектр синхротронного излучения одиночной частицы, находящейся в однородном, меняющемся со временем магнитном поле

Рассмотрим сначала частный случай, когда магнитное поле не меняется со временем. Спектральная плотность излучения отдельного электрона (см., например, В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский [7], с. 74) $p(\nu)$ имеет следующий вид:

$$p(\nu) = \frac{\sqrt{3} e^3 H \sin \theta}{m c^2} \frac{\nu}{v_c} \int_{\frac{\nu}{v_c}}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta, \quad (1)$$

где e — заряд электрона (частицы), H — напряженность магнитного поля, θ — питч-угол, m — масса частицы, c — скорость света, ν — частота излучения, $v_c = \frac{3eH \sin \theta}{4\pi mc} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2$, где E — энергия частицы, $K_{5/3}(\eta)$ — функция Макдональда.

Обозначим $\nu/v_c = x$. Значения $F(x) = x \int_x^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta$ протабулированы в интервале $0,001 < x < 10$ и приведены в [7] в приложении 3. Там же приведены приближенные выражения для $x \gg 1$ и для $x \ll 1$. По существу, величина x меняется со временем, так как потери энергии на синхротронное излучение приводят к уменьшению v_c . Изменение энергии со временем дается следующим выражением ([7], с. 52):

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{2e^4 H^2 \sin^2 \theta}{3m^2 c^3} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2. \quad (2)$$

Отсюда

$$E = \frac{1}{\frac{1}{E_0} + 0,00234 H_{\perp}^2 t}, \quad (3)$$

где H_{\perp} — перпендикулярная к вектору скорости составляющая напряженности магнитного поля, t — время, а E_0 — энергия частицы в момент $t = 0$. Все величины выражены в системе CGSE, а H_{\perp} — в эрстедах. Подставляя (3) в выражение для v_c , получаем $v_c = v_c(t)$, что позволяет определять $p(\nu, t)$ для любого момента времени. Для получения полного излучения на

частоте ν за интервал времени T необходимо провести интегрирование функции $F(x)$ по времени. Интеграл

$$p(\nu, T) = \frac{\sqrt{3} e^2 H_{\perp}}{mc^2} \int_0^T F[x(t)] dt = 2,34 \cdot 10^{-22} H_{\perp} \int_0^T F[x(t)] dt$$

находился численно.

Теперь рассмотрим более общий случай, когда частица излучает в магнитном поле, меняющемся со временем. Поскольку расчеты спектра излучения ведутся численно, необходимо задаться зависимостью напряженности магнитного поля от времени. В модели Риса и Ганна напряженность магнитного поля за фронтом ударной волны растет с расстоянием по закону $H(r) = H_0 r/R_s$, так как скорость движения плазмы зависит от расстояния как r^{-2} и предполагается, что магнитный поток Φ сохраняется во время движения.

В более общем случае мы можем предположить, что скорость за фронтом ударной волны $v(r) = v_0 (R_s/r)^\beta$, где β — произвольная величина. Соответственно напряженность магнитного поля

$$H(r) = H_0 \left(\frac{R_s}{r} \right)^{1-\beta}$$

В этом случае частица не только теряет энергию на излучение, но может и приобрести ее за счет бетатронного ускорения. Зависимость энергии частицы от времени определяется из следующего уравнения:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E}{2H} \frac{dH}{dt} - a H_{\perp}^2 E^2, \quad (4)$$

где $a = \frac{2e^4}{3m^4 c^7} = 2,36 \cdot 10^{-3}$ для электрона. Строго говоря, выражения (2) и (4) являются приближенными, так как не учитывают измененияpitch-угла при ускорении и излучении. Если, однако, считать, как это обычно принято, что распределение по pitch-углу сохраняется, то эти выражения справедливы в среднем для большого числа частиц. Интеграл уравнения (4) имеет вид

$$E(t) = \frac{\sqrt{H(t)}}{C_1 + \int a H^{3/2} dt}, \quad (5)$$

где C_1 — постоянная интегрирования.

Явное выражение для зависимости энергии от времени может быть записано, если задаться зависимостью $H = H(t)$. Эта зависимость, как мы уже говорили, определяется зависимостью скорости v от расстояния r от пульсара. Если она имеет вид

$$v(r) = v_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^\beta, \quad \text{то} \quad \left(\frac{r}{r_0} \right)^{\beta+1} = \frac{t}{T_0} + 1,$$

где $T_0 = \frac{r_0}{(1+\beta)v_0}$. В свою очередь $H(t) = H_0 \left(\frac{t}{T_0} + 1 \right)^{\frac{\beta-1}{\beta+1}}$. Подставляя это выражение в (5) и делая необходимые преобразования, получим

$$E(t) = \frac{\sqrt{H/H_0}}{\frac{1}{E_0} + \frac{2aH_0^2 r_0}{v_0(7\beta-3)} \left[\left(1 + \frac{t}{T_0} \right)^{\frac{7\beta-3}{2(\beta+1)}} - 1 \right]}. \quad (6)$$

Подставляя $E(t)$ в выражение для ν_c , мы получим возможность найти численное значение интеграла $\int_0^T F[x(t)] dt$, т. е. суммарную спектральную плотность энергии излучения на частоте ν за время от 0 до T .

Результаты расчетов приведены на рис. 1. Расчеты приведены для частицы с начальной энергией $E_0 = 100 \text{ эрг} \approx 600 \text{ БэВ}$ и для четырех значений параметра β : 0,5; 1,0; 1,5 и 2,0. Случай $\beta = 2,0$ соответствует модели Риса

и Ганна, $\beta = 1,0$ постоянному полю, $\beta = 0,5$ падающему со временем полю, и $\beta = 1,5$ соответствует промежуточному полю.

Спектры излучения состоят из трех основных участков:

1. *Низкочастотный участок* — это область спектра, где $\nu < \nu_c(t)$ для любого момента времени t в интервале от 0 до T . Спектр имеет наклон $\alpha = 0,33$, соответствующий низкочастотной части функции спектрального распределения $F(x)$. Наклон спектра не зависит от каких-либо параметров. Суммарная спектральная плотность потока излучения растет с увеличением времени интегрирования T . Темп нарастания, как это видно на рис. 1, существенно зависит от параметра β .

2. *Высокочастотный участок* — это область экспоненциального спада функции спектрального распределения. Граница области определяется значением $\nu_c \sim E_0^2 H_0$, где E_0 и H_0 — начальные значения энергии частицы и величины магнитного поля, но зависит также от параметра β . Дело заключается в том, что в принятой нами модели скорость изменения поля максимальна в начальный момент времени. При этом в зависимости от параметра β и величины начального поля H_0 значение ν_c вначале может как возрастать, так и уменьшаться.

3. Область частот между низкочастотной и высокочастотной назовем *среднечастотной*. Эта область при принятых нами параметрах имеет постоянный наклон, практически не зависящий ни от параметра β , ни от величины магнитного поля, ни от времени интегрирования T . От этих параметров зависит лишь граница перехода к низкочастотной области. Наклон спектра α имеет величину $\alpha = -0,45 \div -0,50$. Суммарная плотность потока излучения тем выше, чем меньше напряженность магнитного поля.

Две эти особенности — постоянство наклона спектра и обратная зависимость от напряженности магнитного поля — заслуживают внимания, ибо представляются нетривиальными.

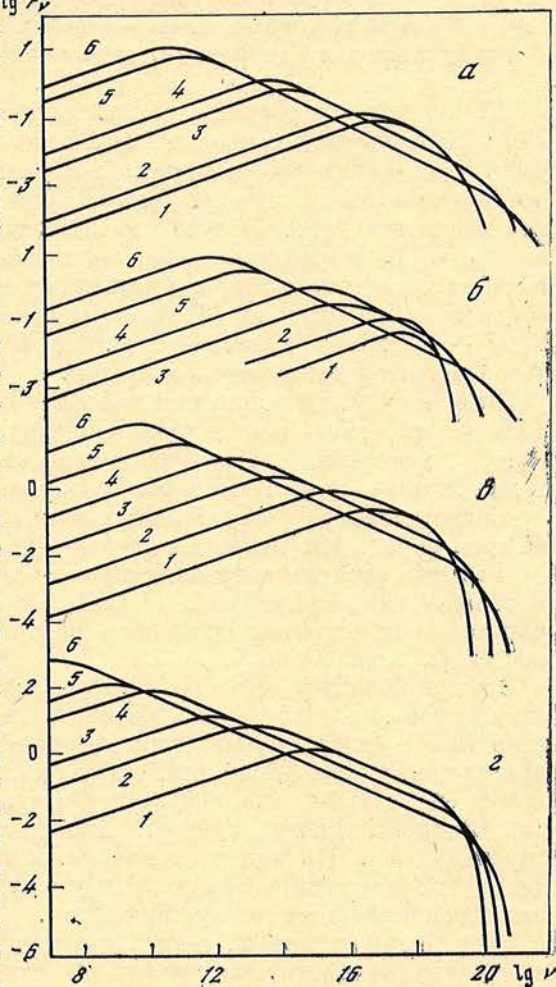


Рис. 1. Спектры излучения одиночной частицы при различных параметрах

α — $\beta = 0,5$ — падающее поле, $\beta = 1,0$ — постоянное поле, $\beta = 1,5$ — растущее поле, $\beta = 2,0$ — поле растет в соответствии с [6]. Начальная энергия во всех случаях $E_0 = 100$ эрг
 α : 1, 3, 5 — время интегрирования $T = 3,2 \cdot 10^8$ с, 2, 4, 6 — $T = 7 \cdot 10^8$ с; 1, 2 — $H_0 = 5 \cdot 10^{-4}$; 3, 4 — $H_0 = 5 \cdot 10^{-3}$; 5, 6 — $H_0 = 5 \cdot 10^{-2}$. β : 1, 3, 5 — $T = 7 \cdot 10^8$ с; 2, 4, 6 — $T = 2 \cdot 10^9$ с; 1, 2 — $H_0 = 5 \cdot 10^{-4}$; 3, 4 — $H_0 = 5 \cdot 10^{-4}$; 5, 6 — $H_0 = 5 \cdot 10^{-3}$. ϵ : 1, 3, 5 — $T = 2,1 \cdot 10^9$ с; 2, 4, 6 — $T = 6,2 \cdot 10^9$ с; начальная напряженность магнитного поля H_0 , как и для графика б. ϵ : 1, 3, 5 — $T = 5 \cdot 10^9$ с; 2, 4, 6 — $T = 2 \cdot 10^{10}$ с; поле, как и для графика б

2. Полный спектр синхротронного излучения при различных энергетических распределениях частиц, находящихся в однородном, меняющемся во времени магнитном поле

Как следует из результатов приведенных выше расчетов, спектр излучения одиночной частицы может иметь довольно сложный характер. Не исключено, что в каких-либо конкретных случаях излучение объектов может быть представлено как излучение многоэнергетического пучка частиц в переменном магнитном поле. Следует отметить, что показатель спектра $\alpha = -0,5$ довольно часто встречается в радиоизлучающих объектах. Однако в случае Крабовидной туманности существенным является то, что в рентгеновской области, где по данным [8] наклон спектра в диапазоне 2—500 кэВ ($\sim 5 : 10^{17} - 2,2 : 10^{20}$ Гц) $\alpha \approx -1,04$. Такое излучение не может быть связано с моноэнергетическим пучком частиц.

Имея в виду, что в центральной части Крабовидной туманности магнитное поле должно иметь регулярный характер, можно прийти к существенному выводу: ускорение частиц электромагнитным излучением пульсара происходит таким образом, что образуется спектр частиц по энергии.

Сопоставление наблюдательных данных с расчетами позволит нам в дальнейшем определить диапазон энергий, до которых ускоряются частицы.

Расчеты спектра излучения проводились по описанной выше методике. Для получения суммарного от всех частиц излучения проводилось интегрирование по энергии. При этом спектр частиц по энергии ограничивался как сверху, так и снизу.

Следует отметить, что во многих работах, где приводятся расчеты спектров синхротронного излучения, авторы пользуются двумя крайними приближениями: в одних случаях они предполагают функции спектрального распределения в виде δ -функции, в других считают спектр частиц неограниченным в обе стороны и пользуются формулой (4.33) из [7] (с. 76), пригодной для неограниченного спектра. Такое рассмотрение не всегда оказывается справедливым. Приведенные на рис. 2 примеры точных расчетов спектров синхротронного излучения релятивистских частиц могут служить хорошей иллюстрацией для этого утверждения.

Как видно из рис. 2, спектр излучения становится еще более сложным, чем в случае одиночных частиц. Он может в принципе состоять из четырех участков или областей.

1. *Низкочастотная область.* Наклон спектра остается тем же, т. е. $\alpha = 0,33$. Верхняя граница области определяется минимальной энергией частиц, значением начального поля и временем интегрирования T .

2. *«Обычная» или среднечастотная область.* Под этой областью понимается та часть спектра излучения, где показатель $\alpha \approx (\gamma - 1)/2$ (здесь γ — показатель энергетического спектра частиц). Точно равенство выполняется в том случае, когда напряженность магнитного поля не меняется со временем, т. е. при $\beta = 1,0$.

3. *Высокочастотная область.* Под этой областью будем понимать ту часть спектра излучения, где время жизни частиц из-за потерь на излучение меньше времени интегрирования T . Время интегрирования T , вообще говоря, определяется временем, в течение которого частица находится в магнитном поле, изменяющемся по данному закону, или, иначе говоря, в рассматриваемой области. Общеизвестно, что в этой области наклон спектра излучения на 0,5 больше по модулю, чем в «обычной» области, т. е. $\alpha = \gamma/2$.

4. *Высокочастотное обрезание* определяется, как и в случае одиночной частицы, максимальной энергией первичных частиц и напряженностью магнитного поля.

Положение границы между «обычной» областью и высокочастотной определяется соотношением между временем жизни из-за потерь на излучение и временем интегрирования. Следует отметить при этом, что переходная зона занимает область частот в одну-две декады.

Расчеты позволили найти более точные значения показателя спектра α

как в «обычной», так и в высокочастотной областях при различных параметрах β и различных показателях спектра частиц γ . Сводка значений показателя спектра α для $F(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$ приведена в таблице.

Изображенные на рис. 2 спектры иллюстрируют сказанное выше. Спектр 4 представляет случай, когда нижний предел первичной энергии частиц мал ($E_1 = 10^{-6}$ эрг = 6 МэВ), а время интегрирования также мало: $T = 1,7 \cdot 10^9$ с (поле $H_0 = 5 \cdot 10^{-4}$, $\gamma = 2$, $\beta = 1,5$). Спектр излучения в диапазоне 10^7 Гц и выше состоит из двух частей: «обычной» и «высокочастотной». При увеличении времени интегрирования суммарный поток излучения в «обычной» области возрастает, а в «высокочастотной» не изменяется (спектр 3). На этом же спектре вследствие повышения нижнего предела энергии частиц появляется низкочастотная область спектра.

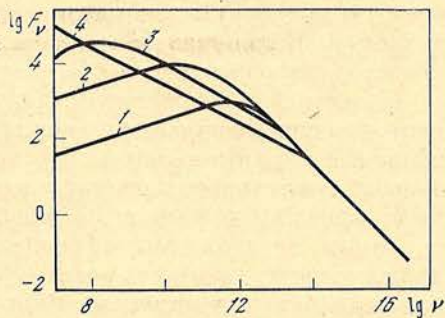


Рис. 2. Спектры излучения ансамбля частиц $n(E) \sim E^{-2}$ при различных параметрах ($\beta = 1,5$; $a_1 = 0,1$ пс, $H_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ Гс)

- 1 — $10^{-2} < E < 100$ эрг, $T = 6,3 \cdot 10^8$ с;
- 2 — $10^{-3} < E < 10$ эрг, $T = 6,6 \cdot 10^9$ с;
- 3 — $10^{-4} < E < 10$ эрг, $T = 3,5 \cdot 10^9$ с;
- 4 — $10^{-5} < E < 10$ эрг, $T = 1,7 \cdot 10^9$ с

β	Значение γ для					
	«обычной» области			«высокочастотной» области		
	1,5	2,0	2,5	1,5	2,0	2,5
1,0	0,25	0,50	0,75	+0,75	1,01	1,25
1,5	0,24	0,50	0,76	0,76	1,04	1,32
2,0	0,24	0,51	0,77	0,76	1,06	1,35

На спектре 2 нижний предел энергии повышен еще на порядок, а время интегрирования — примерно в 2 раза ($T = 6,6 \cdot 10^9$ с). «Обычная» область существенно уменьшилась. И, наконец, если нижний предел энергии увеличить до 10^{-2} эрг (~ 6 БэВ), то «обычная» область полностью исчезает (спектр 1).

Описанные выше спектры получены при значении $\beta = 1,5$. Следует отметить, что влияние параметра β не ограничивается изменением наклонов спектра излучения. Этот параметр влияет также на положение границ областей излучения. Для иллюстрации этого утверждения на рис. 3 представлены

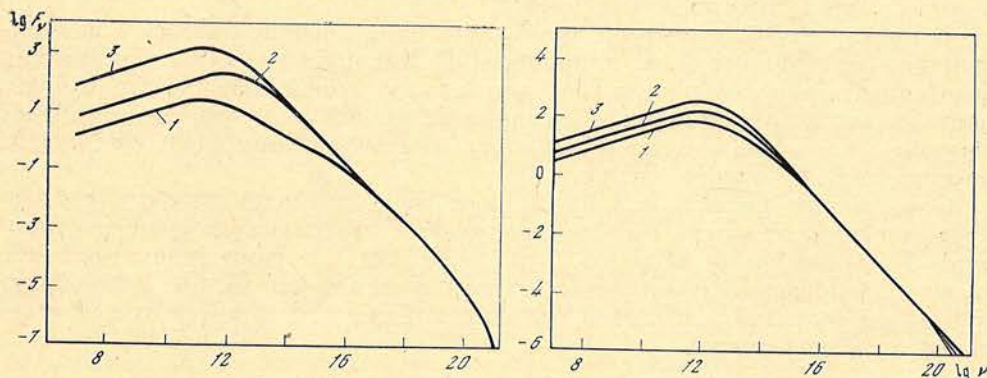


Рис. 3. Спектры излучения ансамбля частиц при различных параметрах β
 $H_0 = 4 \cdot 10^{-4}$ Гс, $a_1 = 0,1$ пс; $n(E) \sim E^{-2}$, $0,01 < E < 10^9$ эрг. 1 — $\beta = 1,0$; 2 — $\beta = 1,5$; 3 — $\beta = 2,0$

Рис. 4. Спектры излучения при разных значениях начальной напряженности магнитного поля

$\alpha_1 = 2,5 \cdot 10^{17}$ см, $\beta = 1,5$. 1 — $H_0 = 2 \cdot 10^{-4}$; 2 — $H_0 = 4 \cdot 10^{-4}$; 3 — $H_0 = 8 \cdot 10^{-4}$ Гс

спектры излучения для различных вариантов, отличающихся только параметром β . Нетривиальным здесь является поведение верхней границы низкочастотной области.

В дальнейшем необходимо будет знание влияния начального магнитного поля на спектр излучения. Спектры, полученные при трех значениях напряженности магнитного поля H_0 , представленные на рис. 4, показывают, что значение начального поля влияет на интенсивность в низкочастотной области, но совершенно не влияет на высокочастотную область спектра.

Таким образом, мы приходим к чрезвычайно важному заключению: *интенсивность излучения в высокочастотной области не зависит от значения напряженности магнитного поля и характера его изменения во времени.* Иными словами, интенсивность излучения определяется лишь числом ускоренных частиц, причем существенно, что важна лишь *дифференциальная плотность частиц по энергии*, не зависящая от пределов, в которых ограничен спектр частиц.

Благодаря этому свойству спектра излучения мы получаем возможность с хорошей точностью оценивать (естественно, в рамках модели регулярного поля) полное число ускоренных частиц. Такой расчет будет приведен ниже.

3. Связь между структурой Крабовидной туманности и ее спектром излучения

Как мы видели выше, спектр Крабовидной туманности не может быть объяснен исходя из единого по всей области энергий спектра частиц и модели переноса, предложенной Рисом и Ганном [6].

Обращаясь к структуре Крабовидной туманности, можно отметить следующую особенность. Оптическое свечение захватывает ту часть туманности, которая находится внутри области, ограниченной волокнами и областями, находящимися в непосредственной близости к ним. Одновременно отметим, что именно в оптической области происходит излом спектра излучения. Это обстоятельство дает нам повод рассматривать Крабовидную туманность как состоящую из двух областей: внутренней, ограниченной волокнами, и внешней, от которой наблюдается радиоизлучение.

Мы предполагаем, что регулярное магнитное поле по мере удаления от центра сжимается, «наталкиваясь» на волокна, а в тех местах, где их нет, оно свободно выходит и распространяется, образуя «вздутия». В результате поле за волокнами вытягивается по радиусу. При этом в отличие от внутренней области при движении частицы вдоль силовой линии напряженность магнитного поля изменяется. Характер движения частиц становится подобен движению в магнитном поле Земли, в магнитосфере. Спектр излучения в этом случае существенно изменяется.

В пользу такой структуры магнитного поля говорят данные о поляризации на радиочастотах (см., например, [9]). Как показано в [9], поляризация во внешней зоне заметно меньше, чем во внутренней. Именно это и будет наблюдаться в предлагаемой здесь модели внешней зоны, так как она будет состоять из большего числа «элементов», чем внутренняя зона, состоящая, по существу, из одного элемента.

Сопоставляя расчеты с наблюдаемым распределением яркости на различных частотах, можно попытаться получить согласованную картину структуры Крабовидной туманности. Такие попытки в ограниченном масштабе (т. е. в ограниченной области частот) уже делались (см. [3, 5]). Ниже будут приведены результаты расчетов для широкой области частот и их сопоставление с наблюдениями.

4. Высокочастотная область излучения, энергетический спектр частиц и полная их энергия

Как было показано в разделе 2, спектральная плотность потока излучения в высокочастотной области не зависит от значения напряженности магнитного поля, очень слабо зависит от закона изменения магнитного поля

с расстоянием от пульсара. Это дает возможность определить показатель спектра излучающих частиц в высокоэнергичной области. Как следует из сопоставления наблюдений и таблицы, показатель степени γ может находиться в пределах от 1,9 до 2,1. Ниже, после того как из данных о пространственном излучении определится параметр β , будет показано, что $\gamma = 2,00$ с точностью до 0,02—0,04.

Спектральная плотность потока излучения на частоте $\nu = 10^{19}$ Гц ($h\nu = 40$ кэВ) согласно [8] равна $F(\nu) \approx 10^{-27}$ эрг/см \cdot с \cdot Гц. Если принять расстояние до Крабовидной туманности равным 1,7 кпс, то общий поток на частоте $\nu = 10^{19}$ Гц будет равен $3,4 \times 10^{17}$ эрг/с \cdot Гц. Согласно расчетам, если спектр частиц имеет вид $1,0 E^{-2}$, где E выражено в эргах, за все время жизни частиц на частоте 10^{19} Гц излучается $2,34 \cdot 10^{-20}$ эрг/Гц. Если спектр частиц, генерируемых пульсаром, имеет вид $dN/dE = AE^{-2}$, то коэффициент $A = 1,5 \times 10^{37}$ частиц/с \cdot эрг.

Чтобы определить полное число частиц, генерируемых в одну секунду, и полную их энергию, необходимо задаться верхним и нижним пределами энергий. Верхний предел энергии можно оценить исходя из того, что в области энергии излучения, соответствующей γ -квантам, почти все излучение является пульсирующим. Отсюда можно заключить, что синхротронное излучение обрывается на частоте $10^{21} - 10^{22}$ Гц. Чтобы найти из расчетов верхний предел энергии частиц, необходимо знать величину начального магнитного поля. Ниже будет показано, что значение напряженности магнитного поля $H \approx (3 \div 4) \cdot 10^{-4}$ Гс. При таком поле верхний предел энергии электронов (или позитронов) равен примерно 300 эрг, т. е. $2 \cdot 10^{14}$ эВ.

Оценка верхнего предела энергии ускоренных электронов проводилась и ранее. Приведенная оценка, по нашему мнению, является наиболее надежной. Верхний предел энергии является существенной характеристикой механизма ускорения частиц. Необходимо, однако, отметить, что исключить возможность ускорения легких частиц (электронов и позитронов) до более высоких энергий нельзя, но в этом случае они должны терять свою энергию каким-то другим, более эффективным, чем синхротронный, механизмом.

Нижний предел энергии ускоренных частиц, как будет показано ниже из исследования спектра излучения в области радиочастот, равен $3 \cdot 10^{-3}$ эрг, или $5 \cdot 10^9$ эВ. Это значение существенно выше, чем обычно принимаемое (см. [2, с. 253]). Напомним, однако, что это нижний предел энергии *ускоренных* частиц. Теперь нетрудно определить полное число частиц и полную их энергию. Число частиц, инжектируемых пульсаром в туманность, равно $AE_1^{-1} \approx 0,5 \cdot 10^{40}$ частиц/с. Следует отметить, что неопределенность в оценке полного числа ускоряемых в единицу времени электронов связана с ошибкой в определении E_1 (нижний предел энергии). В рамках рассматриваемой модели значение E_1 , как это будет видно из дальнейшего, вряд ли может быть изменено более чем в 2 раза.

С гораздо большей точностью можно оценить общее количество энергии, передаваемой ускоренным легким частицам в 1 с. Мощность инжекции равна $W = A \ln(E_2 E_1^{-1})$, где E_2 и E_1 — верхний и нижний пределы энергий в спектре частиц соответственно. Величина W слабо зависит от пределов энергии и равна приблизительно $1,7 \times 10^{38}$ эрг/с.

Полученное значение мощности, передаваемой легким частицам, представляет собой, естественно, нижний предел светимости пульсара NP 0532.

5. Распределение оптического и рентгеновского излучения Крабовидной туманности и его связь с характером изменения и значением напряженности магнитного поля. Верхний предел энергии ускоренных частиц. Параметры пульсара NP 0532

Как уже отмечалось выше, все рентгеновское и подавляющая часть оптического излучения Крабовидной туманности образуется во внутренней зоне (см. разд. 3). Поэтому, изучая распределение яркости оптического

и рентгеновского излучения по туманности, можно получить данные о характере распределения магнитного поля. В модели, предложенной Рисом и Ганном [6], в околопульсарной области, т. е. от радиуса светового цилиндра до некоторого R_s , поле падает по закону изменения напряженности в электромагнитной волне, т. е. как r^{-1} . На расстоянии R_s от пульсара давление электромагнитной волны становится малым и образуется фронт ударной волны. Расстояние R_s соответствует расстоянию от пульсара до «жгутов», наблюдаемых периодически в туманности. Ориентировочно оно равно $10''$.

Область, расположенная внутри сферы радиусом R_s , не дает вклада в излучение туманности. По модели [6] за фронтом ударной волны магнитное поле нарастает по закону $H \sim r$, в то время как скорость движения среды v падает по закону r^{-2} , где r — расстояние от пульсара.

Зная закон изменения $v = v(r)$, можно определить и закон изменения плотности частиц с расстоянием. Если $v \sim r^{-2}$, то плотность частиц $\rho = \text{const}$. В общем же случае, если $v \sim r^{-\beta}$, $\rho \sim r^{\beta-2}$.

Считая внутреннюю зону сферической с радиусом R_0 , можно определить время движения частицы от фронта ударной волны до $r = R_0$. Применяя методику расчета спектра излучения, изложенную в разделах 1 и 2, можно найти функцию $S(r, \nu)$ светимости единицы объема сферы на различных расстояниях r и частотах ν . Интегрируя вдоль луча зрения, получим распределение поверхностной яркости $I(r, \nu)$.

При наблюдениях Крабовидной туманности на разных частотах с целью изучения пространственного распределения нередко прибегают к данным наблюдений при затмениях туманности Луной. Зная функцию светимости $S(r, \nu)$, нетрудно получить и функцию распределения яркости, которая должна получиться при таких наблюдениях. В этих случаях край Луны аппроксимировался прямой, что не вносило существенных искажений в распределение, но упрощало расчеты.

Расчеты пространственного распределения проведены для $\nu = 6 \cdot 10^{14}$ Гц, соответствующей $\lambda = 5000$ А. Поскольку размеры внутренней области Крабовидной туманности различны в разных направлениях, расчеты были проведены для трех значений R_0 : 60, 80 и $100''$.

Параметр β в зависимости $v = v_0 (r/r_0)^{-\beta}$ брался равным 1,00; 1,25; 1,35; 1,50; 1,75 и 2,00. Начальное поле H_0 также варьировалось. Результаты расчетов представлены на рис. 5. На рис. 6 приведены сглаженные кривые зависимости поверхностной яркости оптического излучения от расстояния до пульсара для двух случаев: вдоль большой оси и вдоль малой оси туманности, полученные нами по материалам, опубликованным в [10].

При сопоставлении наблюдательных данных с расчетами необходимо помнить, что внешняя зона также дает вклад в оптическое излучение. Однако вблизи центра туманности этот вклад не внесет существенных изменений в пространственное распределение яркости. Из сопоставления рис. 5 и 6 можно сделать вывод, что показатель степени $\beta < 1,5$ ближе к 1,35. Можно даже думать, что в различных направлениях он разный. Однако, поскольку мы рассматриваем лишь сферически симметричный случай, то никаких определенных выводов о зависимости показателя β от направления сделать пока нельзя.

Таким образом, мы приходим к существенному выводу: рост напряженности магнитного поля с расстоянием от фронта ударной волны в модели [6] не соответствует наблюдаемому, ибо в этом случае яркость сильно возросла бы к краю внутренней зоны (см. рис. 5, $\beta = 2,0$). Если считать, что закон изменения напряженности магнитного поля от расстояния r имеет вид $H = H_0 (r/r_0)^{-1} (v_0/v)^\beta \approx r^{\beta-1}$, то это будет означать, что скорость движения плазмы, а точнее, магнитного поля с частицами, падает с расстоянием не как r^{-2} , а как $r^{-1,35}$, т. е. несколько медленнее. В модели [6] закон изменения скорости таков, что на краю туманности, точнее, на расстоянии 80—100'', скорость расширения равна наблюдаемой скорости волокон, т. е. ~ 1000 км/с.

Выше нами было показано, что значение показателя $\beta = 1,35$. В этом случае скорость движения магнитного поля с находящимися в нем частицами

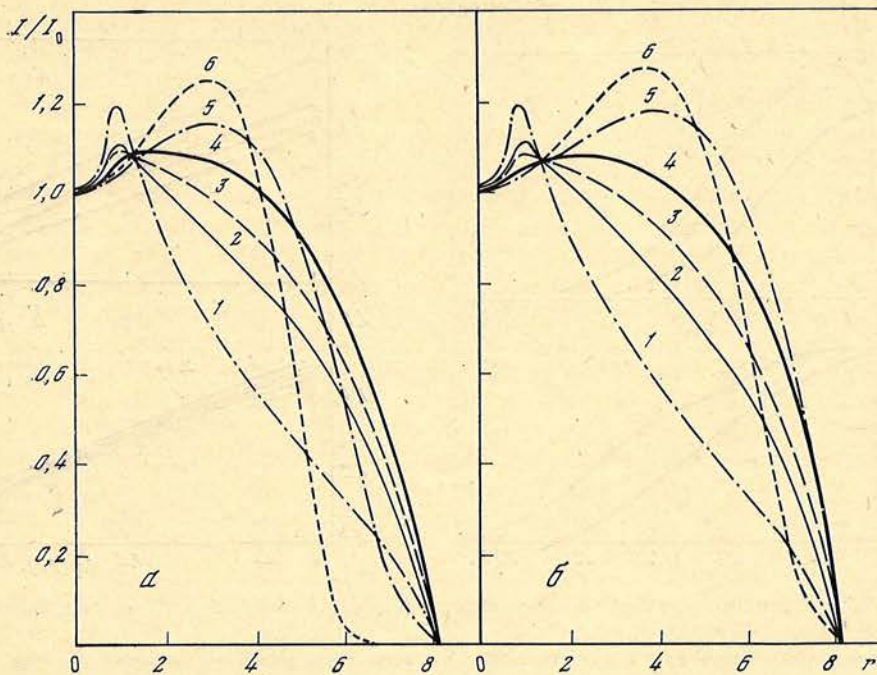


Рис. 5. Распределение поверхностной яркости оптического излучения ($\lambda = 5000 \text{ \AA}$) во внутренней зоне в зависимости от расстояния до пульсара, выраженного в условных единицах (1 ед. = $2,5 \cdot 10^{17}$ см)

Расчеты приведены для $R_0 = 8$ (радиус внутренней зоны), $3 \cdot 10^{-3} < E < 300$ эрг, $H_0 = 4 \cdot 10^{-4}$ (а) и $H_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ (б)

Кривая 1 — для $\beta = 1,00$; 2 — $\beta = 1,25$; 3 — $\beta = 1,35$; 4 — $\beta = 1,50$; 5 — $\beta = 1,75$ и 6 — $\beta = 2,00$

вблизи волокон будет порядка 5000—10000 км/с. Поскольку волокна не представляют собой сплошную сферу, а скорее напоминают нити, то большая часть движущейся плазмы будет проходить между волокон. Однако в силу регулярности магнитного поля силовые линии начнут «охватывать» волокна, обгибать их. Те части силовых линий, которые окажутся непосредственно перед волокнами, будут тормозиться, так как масса волокон достаточно велика. При этом часть энергии уходит на ускорение волокон. Магнитные поля в этой области могут в принципе, с одной стороны, расти за счет сжатия, с другой — уменьшаться за счет джоулевой диссипации в волокнах. В результате характер магнитного поля вне области, ограниченной волокнами, резко изменится. Хотя поле и остается в общем регулярным, оно будет иметь вид надутой резиновой оболочки, на которую надета сеть (волокна).

Расчеты спектра излучения и характера пространственного распределения не противоречат в общем этой гипотезе о структуре внешней зоны, что и будет показано ниже. Рассмотрим данные о рентгеновском излучении и результаты их сопоставления с расчетами.

Как показано выше, зависимость скорости движения плазмы от расстояния до центра имеет вид $v(r) \sim r^{-1,35}$. Что же касается напряженности магнитного поля, то из сопоставлений расчетных распределений яркости в оптическом диапазоне с наблюдениями нельзя сделать определенного вывода. Дело в том, что характер изменения оптической яркости при значении $\beta = 1,35$ слабо зависит от величины начального поля (см. рис. 5). Несколько иначе обстоит дело с характером распределения яркости в рентгеновской области. Оказывается, что ширина распределения рентгеновского излучения существенно зависит от значения начального поля H_0 на фронте ударной волны и в значительной степени от показателя β . Следует отметить, что в [11] уже приводились данные о результатах сопоставления расчетов с

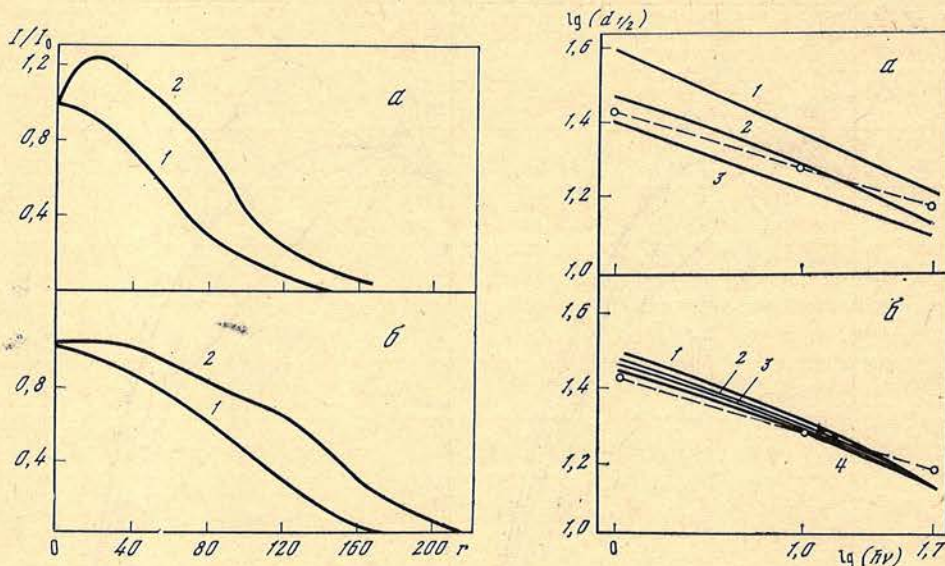


Рис. 6. Усредненные сглаженные зависимости поверхностной яркости от расстояния r в сек. дуги до пульсара

a — в оптическом диапазоне, b — для $\nu = 5$ ГГц; 1 — кривая для малой оси, 2 — для большой

Рис. 7. Зависимость [полуширины $d_{1/2}$ распределения рентгеновского излучения, выраженной в сек. дуги (для затменных данных) от энергии квантов $h\nu$, выраженной в кэВ, для различных значений начальной напряженности магнитного поля H_0 (a) и для различных значений параметра β (b)

a : $\beta = 1,35$ для всех кривых; 1 — $H_0 = 2 \cdot 10^{-4}$, 2 — $H_0 = 3,5 \cdot 10^{-4}$, 3 — $H_0 = 5 \cdot 10^{-4}$, штриховая кривая — данные наблюдений; b : $H_0 = 3,5 \cdot 10^{-4}$ для всех кривых, 1 — $\beta = 1,25$; 2 — $\beta = 1,35$; 3 — $\beta = 1,40$; 4 — $\beta = 1,50$

наблюдательными данными о рентгеновском излучении. Авторы [11] приходят к выводу, что скорость движения магнитного поля с находящимися в нем частицами $v \sim r^{-1,46}$, а $H \sim r^{0,46}$, что весьма близко к полученному по данным о распределении яркости при $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ ($6 \cdot 10^{14}$ Гц).

На рис. 7 представлены результаты расчетов полуширин распределения рентгеновского излучения при затменных наблюдениях для энергий квантов 1, 10 и 50 кэВ при различных значениях начального поля H_0 и для 4 значений показателя степени β : 1,25; 1,35; 1,40; 1,50. При этом учитывалось, что часть рентгеновского излучения пульсирует. Было принято, что доля пульсирующей компоненты составляет 2% для $h\nu = 1$ кэВ, 15% для $h\nu = 10$ кэВ и 30—40% для $h\nu = 50$ кэВ. Там же изображена зависимость полуширины $d_{1/2}$ от частоты излучения, полученная по данным затменных наблюдений [11]: $d_{1/2} = f(\nu) = A (h\nu)^{-0,15}$. Видно, что удовлетворительное согласие экспериментальных данных с расчетами может быть получено при значениях $H_0 = (3 \div 4) \cdot 10^{-4}$ Гс.

Вольф и Новик [5] на основании своих расчетов приходят к выводу, что поле в области излучения находится в пределах $(5 \div 8) \cdot 10^{-4}$ Гс. Проведенные нами расчеты при $H_0 = 6 \cdot 10^{-4}$ и $\beta = 1,35$ показывают, что в этом случае ширина распределения рентгеновского излучения существенно уже, чем наблюдаемая. Следует, однако, иметь в виду, что в [5] речь идет об эффективном значении напряженности магнитного поля во всей области излучения, а оно вследствие роста поля с расстоянием r несколько больше, чем H_0 .

Теперь, когда определилась область допустимых значений начальной напряженности магнитного поля H_0 и показателя β в зависимости скорости от расстояния, можно провести расчеты спектра излучения внутренней зоны. Результаты расчетов представлены на рис. 8 ($n(E) = AE^{-2}$). Весьма харак-

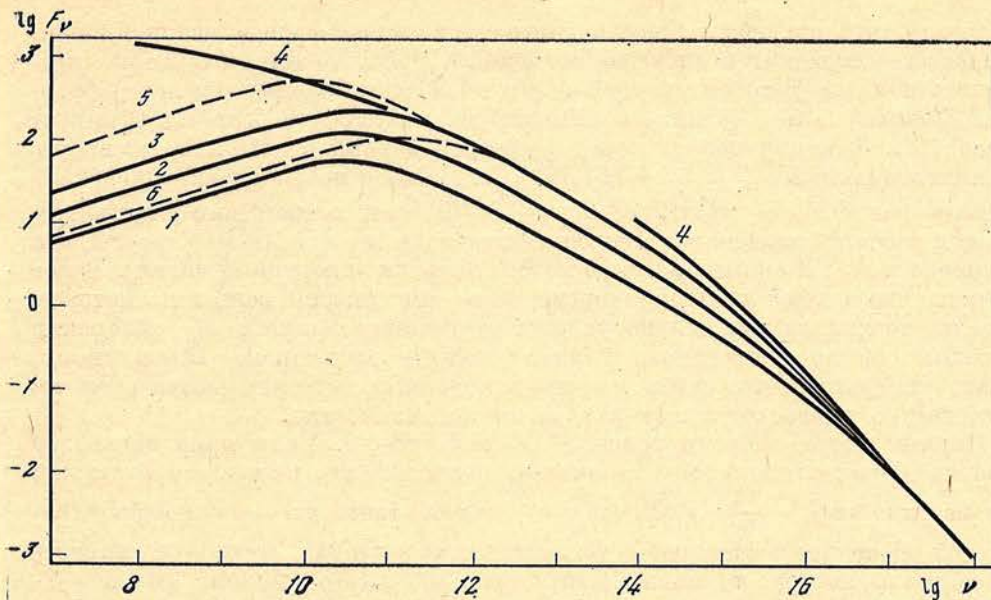


Рис. 8. Вычисленные спектры излучения внутренней зоны для $H_0 = 3,5 \cdot 10^{-4}$ Гс, $\beta = 1,35$, $a_1 = 2,5 \cdot 10^{17}$ см

1 — $R_0 = 6$ ед., $E_1 = 0,003$ эрг, $E_2 = 300$ эрг; 2 — $R_0 = 8$ ед., $E_1 = 0,003$ эрг, $E_2 = 300$ эрг; 3 — $R_0 = 10$ ед., $E_1 = 0,003$ эрг, $E_2 = 300$ эрг; 4 — данные наблюдений; 5 — $R_0 = 8$ ед., $E_1 = 0,0015$ эрг; 6 — $R_0 = 8$ ед., $E_1 = 0,006$ эрг; $E_2 = 300$ эрг

терно, что наклон спектра в рентгеновской области равен $-1,03 \div -1,04$. Вопрос о показателе спектра рентгеновского излучения Крабовидной туманности подробно рассматривается в [8]. Наблюдаемый спектр по разным данным имеет наклон $-1,04 \pm 0,04$. Таким образом, можно утверждать, что с точностью до 0,08 показатель энергетического спектра электронов, ускоренных электромагнитным полем пульсара NP 0532, равен $-2,00$, а спектр имеет вид

$$dN/dE = AE^{-2,00 \pm 0,08}.$$

На рис. 8 даны спектры излучения внутренней зоны при различных значениях R_0 — радиуса внутренней зоны и при различных E_1 . Там же приведен наблюдаемый спектр Крабовидной туманности. Видно, что значение E_1 не может быть меньше 0,0015, так как в этом случае излучение на частоте $\nu = 10^{11}$ Гц будет больше наблюдаемого при $R_0 = 10$. Здесь и в дальнейшем все размеры выражены в условных единицах (1 усл. ед. = $2,5 \cdot 10^{17}$ см.) Более того, на этой частоте заметный вклад вносит и внешняя зона туманности. Следует поэтому ожидать, что $E_1 > 0,0015$. Максимально допустимое значение нижнего предела энергии может быть найдено из сопоставления расчетов для внешней зоны с наблюдаемым спектром.

Верхний предел энергии ускоренных легких частиц можно получить, если исходить из предположения, что пульсирующее излучение генерируется в непосредственной близости от пульсара. В этом случае наблюдаемый спектр излучения туманности, обязанный синхротронному механизму, отклоняется от закона $\nu^{-1,04}$ при энергии $h\nu \sim 10$ кэВ. Расчеты показывают, что наблюдаемое отклонение может быть объяснено, если верхний предел энергии ускоренных частиц ~ 300 эрг, т. е. $\sim 2 \cdot 10^{14}$ эВ при значении $H_0 = 3,5 \cdot 10^{-4}$ Гс, где H_0 — эффективная напряженность магнитного поля. Именно такое значение для верхнего предела энергии было принято при вычислении полной энергии, которую пульсар отдает ускоряемым частицам.

Полная напряженность магнитного поля $H \approx 6 \cdot 10^{-4}$ Гс.

Определение начального значения напряженности магнитного поля дает возможность вычислить поток энергии электромагнитной волны. Если пред-

положить, что энергия электромагнитного поля на фронте ударной волны полностью переходит в энергию магнитного поля, то напряженность магнитного поля за фронтом ударной волны в 1,86 раза больше, чем перед фронтом. Если же поток магнитной энергии сохраняется, то этот коэффициент равен 1,32. Так или иначе, перед фронтом ударной волны напряженность магнитного поля $H_s = (3,5 \div 4,5) \cdot 10^{-4}$ Гс. Полный поток электромагнитной энергии равен $W_0 = cH_s^2 R_s^2$, где $R_s = 2,5 \cdot 10^{17}$ см в соответствии с принятым ранее в расчетах значением. Численное значение $W_0 = 3,24 \cdot 10^{38}$ эрг·с⁻¹, что примерно в 2 раза больше полного потока энергии ускоренных частиц. Такое соотношение между потоком энергии электромагнитной волны и потоком энергии легких частиц сильно усложняет решение вопроса об ускорении тяжелых частиц — протонов и ядер гелия — пульсаром. По-видимому, можно утверждать, что поток энергии ускоренных тяжелых частиц вряд ли существенно превосходит поток энергии легких частиц.

Полный поток энергии равен $\sim 5,0 \cdot 10^{38}$ эрг·с⁻¹. Если приравнять эту энергию магнитодипольному излучению пульсара, то, пользуясь формулой для светимости $L = \frac{2}{3c^3} m_{\perp}^2 \Omega^4$, где c — скорость света, m_{\perp} — перпендикулярная оси вращения составляющая магнитного момента, Ω — угловая скорость вращения пульсара, то можно найти, что магнитный момент равен $\sim 4 \cdot 10^{30}$ Гс·см³. Момент инерции пульсара — нейтронной звезды легко найти, если воспользоваться полученным значением светимости пульсара и известным значением замедления вращения звезды $\dot{P} = 4,23 \cdot 10^{-13}$. Отсюда $J = 9 \cdot 10^{44}$ см². Найденное значение магнитного момента и момента инерции J , естественно, представляют собой нижние пределы. Согласно Рудерману [12] при таком моменте инерции звезда имеет радиус $\lesssim 10^6$ см и массу $M \gtrsim 1,5 M_{\odot}$. Отсюда напряженность магнитного поля на полюсах не менее $4 \cdot 10^{12}$ Гс.

Все указанные характеристики пульсара NP 0532 неоднократно оценивались многими авторами. Следует, однако, отметить, что надежная оценка энергии, передаваемой пульсаром легким частицам и электромагнитному излучению, основанная на определении дифференциального потока излучения, приводится впервые. Основную ошибку в эти вычисления вносит неопределенность расстояния до пульсара.

6. Модель внешней зоны

Как уже говорилось в разделе 3, под внешней зоной мы понимаем область между волокнами и внешней границей туманности. Для проведения расчетов спектра излучения и характера распределения яркости были сделаны следующие предположения.

1. Магнитное поле во внешней зоне представляет собой поле диполя. При этом область поля с расстоянием до центра диполя $r < r_0$ не рассматривается. Рассматривается зависимость распределения яркости от расстояния до центра диполя r в области $r_0 < r < r_b$, где r_b — внешняя граница диполя. Предполагается, что вся внешняя зона представляет собой совокупность некоторого количества диполей, и рассматривается только зависимость потока излучения от r . Фактически расчеты проводятся как бы для одной силовой линии. Величина $r = r_0$ на внутреннем краю внешней зоны, а пересечение силовой линией экваториальной плоскости происходит при значении $r = r_a$, где $r_0 < r_a < r_b$. Схема расположения силовых линий во внешней зоне изображена на рис. 9.

2. Частицы рассматриваются движущимися по силовой линии с сохранением адиабатического инварианта. При этом на «экваторе», т. е. при $r = r_a$, или, иначе говоря, при максимальном удалении частиц от центра диполя, распределение их по питч-углу подчиняется закону $dN/d\Omega = \text{const}$, или, что то же, $dN/d\theta \sim \sin \theta$, где θ — питч-угол.

Расчеты излучения частиц проводятся на разных расстояниях от r_a до точки отражения с учетом изменения питч-угла. В случае, когда при малых

θ_0 частица может проникнуть до $r < r_0$, принимается, что она отражается при $r = r_0$. Смысл этого предположения заключается в том, что частицы проникают во внутреннюю зону, а затем выходят в другом месте, обогнув волокно. Поскольку на каждую «уходящую» частицу имеется «приходящая», с тем жеpitch-углом, это соответствует отражению от $r = r_0$. Временем огибания волокна пренебрегаем.

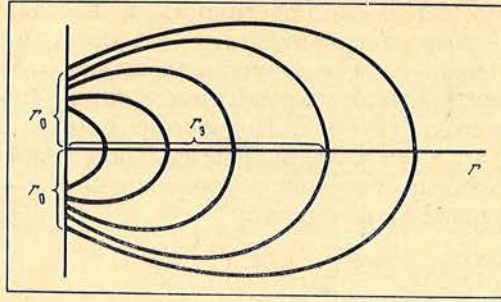


Рис. 9. Схематическое изображение силовых линий во внешней зоне

3. Считается, что в процессе «растяжения» силовой линии напряженность магнитного поля на экваторе H_0 уменьшается по закону $H_0 = H_0 (r_0/r_3)^3$. Одновременно это означает, что при $r = r_0$ напряженность магнитного поля одна и та же для всех силовых линий. Это положение играет существенную роль в построении модели, но никаких определенных аргументов как в пользу, так и против него мы не можем выдвинуть.

4. Предполагается, что частицы, движущиеся по силовой линии с заданным значением r_3 , уменьшают свою энергию пропорционально $\sqrt{H_0/H(r_0)}$, т. е. как бы происходит уменьшение энергии за счет торможения бетатронным механизмом (индукционное поле) или с сохранением адиабатического инварианта.

Как показали расчеты, это положение является одним из определяющих.

5. Каждой силовой линии приписывается «возраст» t_3 . Силовой линии, находящейся на $r_3 = r_3$, т. е. достигающей края туманности, приписывается возраст T , равный возрасту туманности. Значение $r_3 = r_3(t_3)$ находится следующим образом.

Предполагается, что расстояние r_3 силовой линии от внутренней границы внешней зоны меняется со «скоростью» u , изменяющейся со временем по закону $u = u_0 \left(\frac{t_3}{t_0} + 1 \right)^\alpha$, где u_0 — это «скорость» перемещения силовых линий с движущимися вдоль них частицами при достижении границы внутренней области, t_0 — некоторая постоянная, α — показатель степени, выбираемый как параметр. Значение t_0 определяется из выражения

$$t_0 = T [(u_k/u_0)^{1/\alpha} - 1]^{-1},$$

где u_k — конечная «скорость» силовой линии. Параметр u_k/u_0 и параметр α оказываются связанными друг с другом, если задаться размерами туманности. Связь между этими двумя параметрами определяется следующим выражением:

$$(u_k/u_0)^{1+\frac{1}{\alpha}} - 1 = \frac{(r_3 - r_0)(\alpha + 1)}{v_0 T} [(u_k/u_0)^{1/\alpha} - 1]. \quad (8)$$

Это трансцендентное уравнение решалось нами численно методом последовательных приближений. Забегая вперед, нужно отметить, что при выборе параметра α , когда соответствующие ему значения v_k лежат в разумных пределах, как спектр излучения, так и характер пространственного распределения излучений во внешней зоне существенно не меняются.

6. И, наконец, нами была учтена эволюция туманности. Речь идет о том, что светимость, а стало быть, и поток частиц высокой энергии в начальной стадии зарождения пульсара были выше. Зависимость магнитодипольного излучения от времени имеет вид

$$L(t) = L(0) (T + \tau)^2 (T + \tau - t)^{-2}.$$

Здесь $L(0)$ — это светимость в настоящую эпоху, t — «возраст» частиц, T — возраст туманности, τ — некоторая постоянная, характеризующая начальную угловую скорость вращения пульсара. Эту угловую скорость можно оценить исходя из известных данных о скорости изменения частоты вращения пульсара NP 0532. Подробные данные об этом опубликованы в [13]. Если считать, что потери вращательной энергии туманности связаны с магнитодипольным излучением, то зависимость периода вращения от времени будет выражаться формулой

$$P(t) = P(T) \left(\frac{T + \tau}{t + \tau} \right)^{1/2},$$

где T — возраст пульсара, отождествляемый с возрастом туманности, т. е. $T \approx 924$ года; $P(T)$ — период в настоящее время; t — время, отсчитываемое от настоящего времени в обратном направлении, т. е. «возраст»; τ — параметр, определяющий начальный период при отсутствии других причин, влияющих на изменение периода. Проведенные нами вычисления показывают, что значение величины $\tau/T = 0,35$. Возможно, что в действительности значение τ несколько отличается от принятого, но эти отличия не влияют скольконибудь существенно на результаты расчетов.

Итак, число частиц на каждой силовой линии с возрастом изменяется в соответствии со светимостью в ту эпоху. При расчетах брался такой спектр частиц, который образуется в результате потерь на излучение во внутренней зоне. Учет влияния эволюции на этот спектр не проводился, и потери энергии на излучение во внешней зоне не принимались во внимание. Следует отметить, что эти потери, как показывают оценки, невелики.

Методика расчета заключалась в следующем. Из наблюдаемого спектра Крабовидной туманности вычитался спектр радиоизлучения пульсара. Далее из оставшегося спектра вычитался спектр внутренней зоны, полученный в расчетах, наиболее близко соответствующих наблюдательным данным. Оставшийся спектр сопоставлялся с расчетами при различных параметрах внешней зоны. При тех же параметрах находилось распределение яркости на частоте 5 ГГц, для которых имеются наиболее полные данные [9]. Варьировались четыре параметра: τ , характеризующий эволюцию пульсара, α — показатель зависимости «скорости» движения силовой линии от ее «возраста», t_0 , r_0 — характерный размер магнитного поля и значение нижнего предела энергии $E_1 = E_{\min}$. Значение начальной напряженности магнитного поля H_0 подбиралось таким образом, чтобы привести в соответствие с наблюдаемым поток излучения на частоте 1 ГГц.

7. Результаты расчетов спектров излучения и распределения яркости во внешней зоне

Варьирование первых двух параметров τ и α показало, что их изменения в определенных, имеющих физический смысл пределах не влияют существенно ни на спектр, ни на характер распределения яркости. Поэтому мы будем демонстрировать в дальнейшем спектры, рассчитанные при $\tau = 0,35 T$ и $\alpha = -0,75$. Выше нами были приведены расчеты спектра излучения внутренней зоны для трех значений E_1 : 0,0015; 0,003 и 0,006 эрг. Вычитая из спектра туманности спектр внутренней зоны, можно получить «остаточный» спектр, соответствующий спектру излучения внешней зоны. При этом отметим сразу, что в случае $E_1 = 0,006$ эрг спектр внешней зоны не удается согласовать с остаточным ни при каких значениях r_0 и H_0 : максимум излучения смещается на высокие частоты. Это дало нам основания утверждать, что $E_1 < 0,006$ эрг. Расчеты спектров внешней зоны при различных значениях r_0 и при $E_1 = 0,003$ эрг приведены на рис. 10. Следует при этом отметить, что остаточный спектр, который также изображен на рис. 10, хорошо определен лишь в области $10^8 - 10^{11}$ Гц, где есть надежные измерения (см., например, [13]). Кроме того, остаточный спектр для частот $10^{12} - 10^{14}$ Гц находится вычитанием близких по значению величин, что приводит к большим ошибкам.

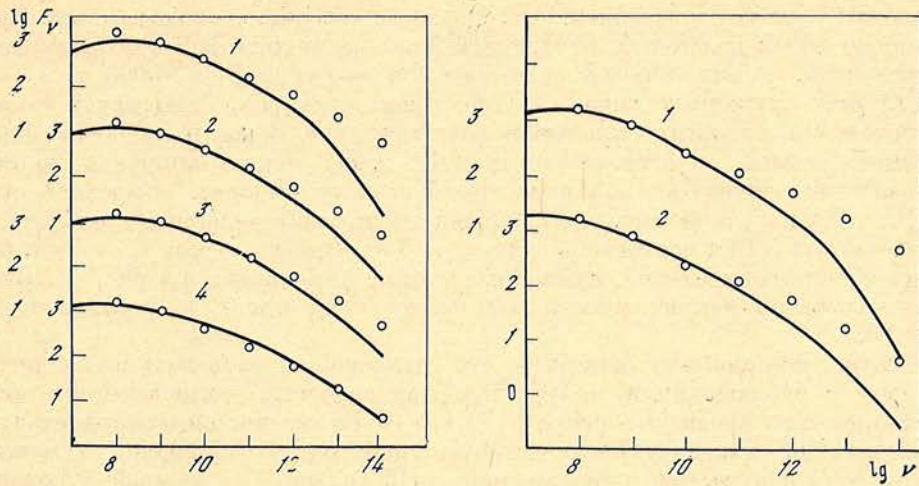


Рис. 10. Сопоставление расчетных спектров (сплошные линии) внешней зоны с наблюдательными данными (кружки — остаточный спектр)

Расчеты проведены для $R_0 = 8$ ед. и $E_1 = 0,003$ эрг. 1 — размер ячейки r_0 равен 6 ед., 2 — 4, 3 — 3, 4 — 2 ед.

Рис. 11. Сопоставление расчетных спектров (сплошные линии) с наблюдательными данными (кружки — остаточный спектр) для $E_1 = 0,0015$ эрг и $r_0 = 6$ ед. (кривая 1) и 4 (кривая 2) при $R_0 = 8$ ед.

Таким образом, при сопоставлении расчетов с наблюдениями необходимо основное внимание обращать на область $10^8 - 10^{11}$ Гц. Из рассмотрения рис. 10 следует, что наилучшее согласие спектров для $E_1 = 0,003$ эрг получается при $r_0 = 3$ ед. (1 ед. = $2,5 \times 10^{17}$ см), хотя и при $r_0 = 4$ ед. согласие вполне удовлетворительное. Значения начального поля H_0 при этом равны $6 \cdot 10^{-4}$ Гс и $3,5 \cdot 10^{-4}$ Гс.

На рис. 11 представлены расчеты спектров излучения внешней зоны для случая $E_1 = 0,0015$ эрг ($R_0 = 8$ ед.) для случаев $r_0 = 4$ и 6, наилучшим образом согласующихся с остаточным спектром. Следует отметить, что остаточный спектр получается с перегибом на частоте 10^{10} Гц. Получить такой перегиб в рамках рассматриваемой модели невозможно.

Остаточные спектры при $R_0 = 100''$ (радиус внутренней зоны) и значениях $E_1 = 0,003$ и $0,0015$ эрг приведены на рис. 12. Видно, что спектр при

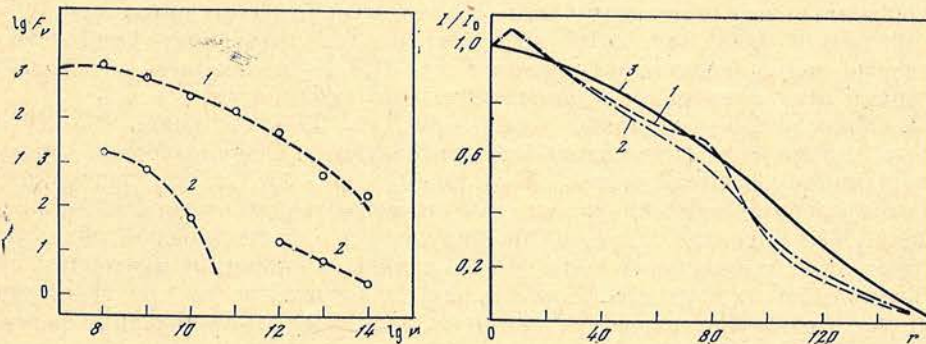


Рис. 12. Остаточные спектры в случае $R_0 = 10$ ед. для $E_1 = 0,003$ эрг (кривая 1) и $E_1 = 0,0015$ эрг (кривая 2)

Рис. 13. Суммарный ход рассчитанных распределений поверхностной яркости Крабовидной туманности на частоте 5 ГГц

Расчеты проведены при следующих параметрах. Для внутренней зоны: $H_0 = 3,5 \cdot 10^{-4}$; $\beta = 1,35$; $R_0 = 8$ ед., $0,003 < E < 300$ эрг. Для внешней зоны: $r_0 = 4$ (кривая 1), $r_0 = 6$ (кривая 2) и наблюдаемое распределение для малой оси (см. рис. 6).

$E_1 = 0,0015$ эрг весьма сложен. Это связано с тем обстоятельством, что рассчитанный поток излучения внутренней зоны на частоте 10^{11} Гц превышает наблюдаемый. Таким образом, оптимальное значение $E_1 = 0,003$ эрг.

Для всех описанных выше случаев, кроме спектров, находились также распределения яркости. Складывая распределение яркости внешней зоны с распределением яркости от внутренней зоны, можно получить полное распределение поверхностной яркости по всей туманности. Оказалось, что при $R_0 = 8$ ед. лучшее согласие с наблюдаемым распределением вдоль малой оси на частоте 5 ГГц достигается при $r_0 = 6$ ед. Однако и при $r_0 = 4$ ед. согласие удовлетворительное. Указанные кривые изображены на рис. 13. Значение начальной напряженности магнитного поля при $r_0 = 6$ равно $1,65 \cdot 10^{-4}$ Гс.

Следует, по-видимому, отметить, что согласие спектров излучения внешней зоны с наблюдениями получается при значении напряженности магнитного поля на краю туманности $H_k = 1,3 \cdot 10^6$ Гс независимо от параметра r_0 .

Безусловно, характер распределения яркости в Крабовидной туманности гораздо сложнее, чем в идеализированной модели. Тем не менее удовлетворительное согласие расчетов с наблюдениями дает возможность утверждать, что рассмотренная нами модель хорошо описывает как структуру туманности, так и характер движения частиц в магнитном поле. Кроме того, находит объяснение вид спектра излучения во всем его наблюдаемом диапазоне частот излучения. При этом спектр генерации частиц предполагается единым во всей области энергий ускоренных электронов. Все это следует, по-видимому, считать достоинством модели.

Дальнейшее изучение Крабовидной туманности, с одной стороны, и развитие моделей — с другой, возможно, позволит определить некоторые новые особенности структуры туманности и механизма ускорения частиц пульсаром NP 0532.

8. Обсуждение результатов и выводы

Таким образом, можно заключить, что описанная выше сферически симметричная модель Крабовидной туманности объясняет целый ряд особенностей структуры синхротронного излучения и распределения яркости на разных частотах.

Из сопоставления расчетов с наблюдениями можно сделать ряд выводов.

1. Пульсар NP 0532 (по-видимому, своим низкочастотным электромагнитным излучением) ускоряет электроны и позитроны. При этом спектр частиц имеет вид $dN/dE = A/E^2$, где A — постоянная. Верхний и нижний пределы энергии ускоренных частиц соответственно равны примерно 300 эрг ($2 \cdot 10^{14}$ эВ) и 0,003 эрг ($2 \cdot 10^9$ эВ). Весь спектр излучения туманности от 10^7 Гц до рентгеновского излучения с $\nu = 10^{19}$ Гц может быть объяснен излучением этих электронов в магнитном поле туманности.

2. Общее число ускоряемых частиц при $E_1 = 0,003$ эрг равно $0,5 \cdot 10^{40}$ частиц \cdot с $^{-1}$. Речь идет, естественно, о легких частицах. Общая энергия ускоряемых в единицу времени частиц равна $1,7 \cdot 10^{38}$ эрг \cdot с $^{-1}$. Следует подчеркнуть, что этот вывод не зависит сколько-нибудь существенно от деталей принятой модели. Как показано выше, поток излучения в рентгеновской области не зависит от напряженности магнитного поля или скорости изменения поля с расстоянием от пульсара. Наибольшая неопределенность при вычислении полной энергии, передаваемой частицам, возникает из-за незнания расстояния до туманности.

3. В принятых рамках модели получается, что напряженность магнитного поля растет от значения $H_0 = 3,5 \cdot 10^{-4}$ Гс за фронтом ударной волны до $7,2 \cdot 10^{-4}$ Гс перед волокнами на расстоянии $80''$ от пульсара. Речь здесь идет, естественно, об эффективной средней величине перпендикулярной к скорости частиц составляющей напряженности магнитного поля.

4. Из 2-го и 3-го выводов следует, что нижний предел светимости пульсара NP 0532 равен $L = 5 \cdot 10^{38}$ эрг \cdot с $^{-1}$. Из этого значения светимости непосред-

ственно следует, что магнитный момент нейтронной звезды не меньше $4 \cdot 10^{30}$ Гс·см², а момент инерции не меньше $9 \cdot 10^{44}$ г·см². Если принять, что радиус звезды $a \lesssim 10^6$ см, то напряженность магнитного поля на полюсах оказывается $\gtrsim 4 \cdot 10^{12}$ Гс. Эти параметры для пульсара NP 0532 получались и ранее, но несколько другими путями.

5. Из характера зависимости напряженности магнитного поля от расстояния от пульсара и из предположения о сохранении магнитного потока через плазму (условие вмороженности) следует, что скорость движения плазмы зависит от расстояния как $r^{-1,35}$. Это в свою очередь означает, что скорость плазмы вблизи волокон $\sim 10\,000$ км/с.

Следует отметить, что в случае, если скорость «плазмы» вблизи волокон была бы равна скорости их «разбегания», т. е. скорость «плазмы» относительно волокон была бы равна нулю, не наблюдалось бы ускорения волокон. Кроме того, именно благодаря превышению скорости «плазмы» над скоростью волокон образуется внешняя зона.

6. Характер распределения яркости во внешней зоне и ее спектр излучения подтверждают реальность предложенной модели внешней зоны. В этом случае находят косвенное подтверждение следующие моменты: а) характер движения частиц во внешней зоне (с сохранением адиабатического инварианта); б) зависимость мощности генерации частиц от возраста пульсара; в) зависимость энергии частиц от «возраста» силовой линии, вдоль которой они движутся. Иначе говоря, энергия частиц уменьшается за счет бетатронного торможения при уменьшении напряженности магнитного поля.

Выводы пункта 6, естественно, не являются строгими. Нельзя исключить возможность существования других моделей. Ясно лишь, что предложенная модель, а следовательно, и ее положения удовлетворяют наблюдательным данным.

Декабрь 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. Кардашев Н. С. — Астрон. ж., 1964, 41, с. 807.
2. Шкловский И. С. Сверхновые звезды. М.: Наука, 1976.
3. Wilson A. S. — Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1972, 160, p. 355.
4. Cavallo G. — Astrophys. Space Sci., 1977, 50, p. 173.
5. Wolff R. S., Novick R. — Astrophys. Lett., 1976, 18, p. 29.
6. Rees M. J., Gunn J. E. — Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1974, 167, p. 1.
7. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
8. Dolan J. F., Crannell C. J., Dennis B. R. et al. — Astrophys. J., 1977, 217, p. 809.
9. Wilson A. S. — Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1972, 157, p. 229.
10. Woltjer L. — Bull. Astron. Net., 1957, 13, p. 301.
11. Ku W., Kestenbaum H. L., Novick R., Wolff R. S. — Astrophys. J., 1976, 204, L 77.
12. Ruderman M. — Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1972, 10, p. 427.
13. Baars J. W. M., Genzel R., Pauliny-Toth J. J. K., Witzel A. — Astron. Astrophys., 1977, 61, p. 99.

УДК 524.1

**РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ
РЕНТГЕНОВСКОГО ИСТОЧНИКА Cyg X-3
В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ $> 10^{12}$ эВ
НА ТЯНЬ-ШАНЬСКОЙ УСТАНОВКЕ
ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЧЕРЕНКОВСКИХ ВСПЫШЕК ШАЛ**

Д. Б. Муканов, Н. М. Нестерова, А. А. Степанян,
В. П. Фомин

Дано описание Тянь-Шаньской установки для регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней. Приведены результаты наблюдений рентгеновского источника Cyg X-3 за период с июля по ноябрь 1977 г. в энергетической области $> 3 \cdot 10^{12}$ эВ. Избыточный поток в направлении на этот объект составляет величину $(2,77 \pm 0,54)\%$ от фона космических лучей. Исследована периодическая составляющая потока γ -квантов. Для интервала фаз 0,157—0,212 эффект составляет $(4,0 \pm 1,0)\%$ от фона космических лучей, или $1,6 \cdot 10^{-10}$ квантов $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ для $E_{\gamma} > 3 \cdot 10^{12}$ эВ.

The results of observations of the X-ray source Cyg X-3 for the energy $> 10^{12}$ eV by the Tien-Shan installation for Čerenkov flashes detection from extensive air showers, by J. B. Mukanov, N. M. Nesterova, A. A. Stepanian, V. P. Fomin.— The Tien-Shan installation for detection Čerenkov radiation from cosmic-ray air showers has been described. The observational results of the X-ray source Cyg X-3 for the energy more than 3×10^{12} eV which have been obtained during July — November 1977 are presented. The excess of the flux in direction to this object is $(2,77 \pm 0,54)\%$ of cosmic-ray background. The periodic component of γ -ray flux is explored. The effect is $(4,0 \pm 1,0)\%$ of cosmic-ray background or $\sim 1,6 \times 10^{-10}$ quanta $\cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ for $E > 3 \cdot 10^{12}$ eV in phase interval 0,157—0,212.

Согласно современным представлениям космические лучи являются важным источником астрофизической информации. Исследование гамма-излучения открывает большие перспективы, так как оно генетически связано с космическими лучами. Отличительной особенностью электромагнитного излучения является то, что оно в противоположность заряженной компоненте не взаимодействует (не отклоняется) с окружающим магнитным полем, что позволяет определить направление на источник.

В наблюдательной гамма-астрономии к настоящему времени имеется определенный успех, который особенно заметен в энергетической области > 30 МэВ. Так, открыто излучение от галактического диска и от ряда дискретных источников, таких, как Vela X и NP 0532. Первые систематические наблюдения в области 10^{12} — 10^{13} эВ методом регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней (ШАЛ) в СССР были начаты Чудаковым и др. [1], а затем продолжены в Крымской астрофизической обсерватории [2]. В результате этих наблюдений в КАО были обнаружены несколько дискретных источников, это Cas γ -1 и Cyg X-3, а также излучение в направлении галактического экватора [3—5].

С июля 1976 г. с целью обнаружения γ -источников были начаты наблюдения на Тянь-Шаньской высокогорной станции ФИАН. Далее рассмотрены результаты наблюдений объекта Cyg X-3. Эти наблюдения также проводились методом регистрации черенковских вспышек ШАЛ, при этом допол-

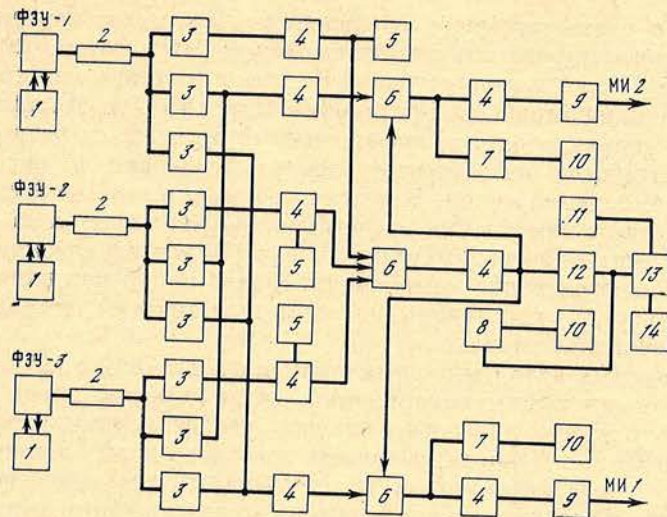


Рис. 1. Блок-схема установки для регистрации черенковских вспышек ШАЛ

1 — каскад обратной связи, 2 — высокочастотные кабели связи, 3 — эмиттерный повторитель, 4 — одновибратор на туннельном диоде, 5 — формирователь импульса для частотомера, 6 — схема совпадений, 7 — схема управления для механического регистратора, 8 — пересчетная схема, 9 — формирователь мастер-импульса, 10 — механический регистратор МЭС-54, 11 — устройство для выработки меток времени, 12 — формирователь импульсов, 13 — преобразователь «код — аналог», 14 — самописец

нительно была использована уже много лет работающая установка по комплексному изучению ШАЛ. Дело в том, что при энергиях более 100 ГэВ γ -кванты способны вызывать атмосферный ливень, который во многом похож на ливень, вызванный релятивистским протоном. Если же энергия фотона порядка $E > 10^{14}$ эВ, то ливень отличается аномально малым числом μ -мезонов в отличие от ливня, вызванного протонно-ядерной компонентой космических лучей. Таким образом, изучив свойства ливня, можно пытаться отождествить первичную частицу.

Аппаратура Тянь-Шаньской установки для регистрации ШАЛ по создаваемому ими черенковскому излучению представляет собой телескоп, состоящий из трех параболических зеркал с фокусным расстоянием 650 мм и диаметром 1,5 м каждое. Оптические оси зеркал ориентированы параллельно с точностью $\pm 0^\circ,25$ и жестко закреплены на одном поворотном устройстве (имеется в виду единая монтировка). В фокусе параболоидов установлены ФЭУ-52 с выносными блоками. Для предотвращения «запотевания» поверхности зеркала обдувались теплым воздухом. Блок-схема электрической части представлена на рис. 1.

Импульсы, снимаемые с анодной нагрузки фотоумножителя, через эмиттерные повторители и линии связи поступают на три независимых формирующих каскада, имеющих разные радиотехнические пороги. По каналу, имеющему максимальную чувствительность, сформированные импульсы поступают на три входа тройных совпадений соответственно от трех фотоумножителей. Разрешающее время схем совпадений равнялось 12 нс. Импульсы после схемы тройного совпадения через одновибратор поступают на схему гистографа, который состоит из преобразователя «код — аналог», схемы управления и потенциометра ЭППВ-51. Преобразователь «код — аналог» преобразует число поступивших импульсов за 1 мин в напряжение, которое подается на самописец. После преобразования этого напряжения каретка самописца устанавливается в положение, пропорциональное числу зарегистрированных импульсов за 1 мин. Таким образом, на бумажной ленте самописца записывается гистограмма, показывающая число импульсов за одноминутный интервал.

По двум другим каналам, имеющим разные пороги, импульсы поступают каждый на свою схему двойных совпадений. На другой вход поступали им-

пульсы после схемы тройного совпадения. Далее совпадающие импульсы поступают на формирователь мастер-импульса (МИ), формирующий импульс длительности 15 мкс и амплитудой 8 В. После прихода мастер-импульса на блоке автоматики комплексной установки широких атмосферных ливней вырабатывается команда опроса информации от детекторов, расположенных на разных расстояниях относительно центра установки и регистрирующих различные компоненты ливня. Вся эта информация записывается на магнитную ленту и после накопления информации обрабатывается на вычислительной машине типа «Наири-2». Таким образом, при черенковском «мастере» на ленту записываются такие компоненты ливня, как μ -мезонная и электронная. Тщательно изучая ливень по этим компонентам, можно определить характер первичной частицы.

Как и другими авторами, нами применена стабилизация анодного тока ФЭУ при помощи лампы накаливания, установленной перед фотокатодом. Это вызвано тем, что пороговая энергия регистрируемых ливней зависит от яркости неба [1]. Поскольку яркость звездного поля постоянно меняется, находящийся перед фотокатодом дополнительный источник света, включенный в систему обратной связи, меняет свою яркость таким образом, что суммарный поток света на фотокатод остается постоянным. Одновременно ведется непрерывная запись на самописце тока накала лампы, что позволяет судить о состоянии атмосферы во время наблюдений, так как накал лампы отражает изменение яркости ночного неба и звездного поля на пути сканирования. Наличие зарниц, метеоров также четко проглядывалось на этих записях. Кроме того, по ним можно судить о правильности наведения детекторов, поскольку каждая область сканирования имеет свою характерную кривую записи тока лампы накаливания на ленте самописца.

Темп счета полезных и шумовых сигналов до схем совпадений контролировался частотометром. «Загрузка» от каждого фотоумножителя составляла несколько тысяч шумовых импульсов. До этого экспериментально было найдено такое значение «загрузки», при котором после схем совпадений число случайных совпадений было около одного срабатывания за 1 мин. При рабочем режиме загрузка оказалась почти на порядок меньше этого опасного значения, при котором возможны случайные срабатывания. Для визуального контроля после схем совпадений сигналы поступают на пересчетные устройства и далее на механические регистраторы типа МЭС-54.

Геометрический половинный угол приемного конуса детектора составлял $1^{\circ},9$. Средняя скорость счета черенковских вспышек от космических лучей в зените в условиях хорошей прозрачности достигала 45 мин^{-1} . Если принять для потока первичных частиц с энергией больше 10^{12} эВ значение, равное $1,2 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ [6], то из формулы $N = S_{\text{эф}} \Omega_{\text{эф}} F(E_{\text{пор}})$, где N — скорость счета ливней, $\Omega_{\text{эф}}$ — эффективный телесный угол приемного конуса, $S_{\text{эф}}$ — эффективная площадь регенерации детекторов, $F_{\text{пор}}$ — плотность потока космических лучей с энергией больше $E_{\text{пор}}$, можно получить пороговую энергию $E_{\text{пор}}$ для нашей установки. По нашим оценкам $E_{\text{пор}} \approx 5 \cdot 10^{12}$ эВ. Наблюдения проводились методом сканирования. Детекторы в некоторый момент направлялись в ту точку небесной сферы, где через время Δt оказывался источник, и затем в течение $2\Delta t$ велась запись темпа счета. Таким образом, в начале скана измерялся фон, затем источник и снова фон. Длительность всего скана зависела от объекта. Суг Х-3, например, сканировался 1 ч. Если средняя скорость счета при прохождении объекта через поле зрения детектора превышала скорость счета, когда объект был вне поля зрения, то можно рассматривать это как указание на наличие γ -квантов от наблюдаемого объекта.

Наблюдения рентгеновского источника Суг Х-3 в 1977 г. проводились в течение четырех месяцев — с июля по октябрь. За этот интервал времени было проведено 112 сканирований. Прежде чем приступить к анализу наблюдательного материала, был проведен предварительный его отбор с целью исключения из дальнейшего рассмотрения сканов с различного рода метеорологических и аппаратурными эффектами. Этот отбор проводился с ис-

пользованием тех критериев, которые приведены в [5]. Он заключался в следующем.

1. Прежде всего из дальнейшего рассмотрения отбрасывались сканы, в которых по токовым записям было обнаружено присутствие во время сканирования облаков либо аппаратных эффектов, например нарушения режима работы системы стабилизации светового потока, падающего на фотокатод ФЭУ.

2. Для каждого из оставшихся сканов находилось отношение среднеквадратичного отношения к «нормальному» отклонению $\sigma_{\text{эксп}}/\sigma_{\text{теор}}$

$$\sigma_{\text{эксп}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m N_i^2 - m\bar{N}^2}{m-1}}, \quad \sigma_{\text{теор}} = \sqrt{\bar{N}},$$

где N_i — минутное значение интенсивности счета ливней в скане в i -й интервал времени, \bar{N} — среднее за скан минутное значение интенсивности счета ливней, m — число минутных интервалов в скане.

При этом, так как наблюдения проводятся методом сканирования, т. е. фон космических лучей измеряется до и после прохождения исследуемого объекта, отношение $\sigma_{\text{эксп}}/\sigma_{\text{теор}}$ находится только для областей фона.

Для скана длительностью около часа это отношение находится с точностью до $\sim 10\%$. Как следует из [5], отношение $\sigma_{\text{эксп}}/\sigma_{\text{теор}}$ для установки Крымской астрофизической обсерватории составляет $\sim 1,025$. Можно предположить, что для Тянь-Шаньской установки это отношение несущественно отличается от приведенного выше значения. Поэтому из дальнейшего рассмотрения исключались те сканы, для которых отношение $\sigma_{\text{эксп}}/\sigma_{\text{теор}}$ статистически значимо отличалось от единицы.

3. Из рассмотрения были исключены также те сканы, в которых дрейф интенсивности счета за скан превышал две статистические ошибки его измерения. В этом случае считалось, что дрейф реально присутствует:

$$D = \frac{2(\bar{N}_H - \bar{N}_K)}{m(\bar{N}_H + \bar{N}_K)}; \quad \Delta D \approx \frac{4}{m\sqrt{m\bar{N}}}.$$

Здесь \bar{N}_H и \bar{N}_K — средние скорости счета ливней в первой и во второй половинах скана соответственно.

В результате проведенного отбора для дальнейшего анализа было оставлено 72 скана. Суммарный временной ход интенсивности счета для этих сканов представлен на рис. 2. Из этого рисунка хорошо видно, что в направлении на источник Суг X-3 наблюдается повышение скорости счета ливней. Превышение составляет величину $(2,77 \pm 0,54)\%$ от фона космических лучей. Здесь же приведена кривая, отражающая яркость ночного неба в области сканирования.

Как известно, в рентгеновском диапазоне для Суг X-3 обнаружена периодическая составляющая потока излучения с периодом, близким $4^h, 8$. В [7, 8] приведены результаты исследования в гамма-диапазоне ($> 10^{12}$ эВ), которые также подтвердили присутствие периодической составляющей потока с периодом $0^d, 199684 \pm 2$. Основной пик в излучении гамма-квантов находится в интервале фаз $0,157-0,212$, если за нулевую эпоху принять $JD = 2441589,874$. В связи с этим была предпринята попытка обнаружить периодическую составляющую потока в имеющемся наблюдательном материале. Для этого был найден временной ход интенсивности счета ливней для сканов, вошедших в так называемый благоприятный фазовый интервал наблюдений $(0,157-0,212)$. На рис. 3 приведен суммарный временной ход интенсивности счета ливней в обозначенный выше фазовый интервал. Из рассмотрения рис. 3 хорошо видно, что в направлении на Суг X-3 наблюдается избыток интенсивности счета ливней. В среднем за 20 мин избыток составляет $(4,0 \pm 1,0)\%$ от фона космических лучей. Степень достоверности, как видно из ошибки измерения, составляет весьма существенную величину. Абсолютное же значение потока излучения в «благоприятную» фазу равно $\sim 1,6 \cdot 10^{-10}$ квант/см²·с.

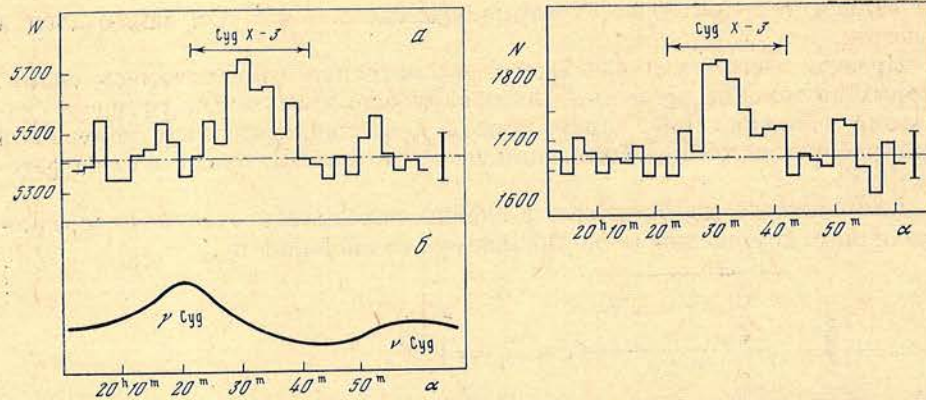


Рис. 2. Временной ход скорости счета черенковских вспышек для суммы всех сканов (а) и ход яркости ночного неба в области сканирования (б)

N — сумма за интервал 2 мин, α — прямое восхождение

Рис. 3. Временной ход скорости счета черенковских вспышек для суммы сканов, вошедших в «благоприятную» фазу наблюдений

Обозначения те же, что и на рис. 2

По данным Крымской астрофизической обсерватории величина потока равна $I (> 2 \cdot 10^{12}) \simeq 1,8 \cdot 10^{-10}$ квант/см²·с [9].

Из сопоставления двух значений потоков, по-видимому, можно сделать следующий вывод: хотя энергетические пороги двух установок различны и отличаются для ливней, инициируемых протонами, на множитель 2—3, на обеих установках зарегистрирован почти одинаковый поток. В то же время, так как установка КАО находится на высоте ~ 600 м над уровнем моря, а Тянь-Шаньская установка — на 3300 м, то отношение энергетических порогов для ливней, генерируемых γ -квантами, может существенно отличаться от того, которое определено для ливней, генерируемых протонами. Более того, не исключено, что на высоте 3300 м эффективность регистрации γ -квантов может оказаться существенно выше, чем в КАО. Поэтому нам представляется невозможным делать здесь какие-либо заключения о спектре γ -излучения Cygnus X-3. По-видимому, на данном этапе исследований можно говорить лишь о надежном обнаружении периодической составляющей потока γ -излучения с энергией $> 10^{12}$ эВ от рентгеновского источника Cygnus X-3. Необходимо отметить, что впервые на двух установках проведены наблюдения одного и того же объекта и зарегистрирован избыточный поток излучения.

Авторы пользуются случаем выразить благодарность Б. М. Владимирскому и Ю. И. Нешпору за полезные обсуждения, Н. В. Бенюх за помощь в обработке материала.

Декабрь 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. Чудаков А. Е., Дадькин В. Л., Зацепин В. И., Нестерова Н. М. — Труды ФИАН, 1964, 26, с. 118.
2. Степанян А. А., Владимирский Б. М., Павлов И. В., Фомин В. П. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1971, 43, с. 42.
3. Vladimírsky B. M., Stepanian A. A., Fomin V. P. — Proc. 13th Intern. Conf. on Cosmic Ray. Denver, 1973, OG-9, p. 456.
4. Stepanian A. A., Vladimírsky B. M., Fomin V. P. — Nature Phys. Sci., 1972, 239, p. 40.
5. Степанян А. А., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Фомин В. П. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, с. 29.
6. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Космические лучи и их взаимодействие. М., 1968.
7. Степанян А. А., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Фомин В. П. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 55, с. 157.
8. Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Степанян А. А., Фомин В. П. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1978, 58, с. 44.
9. Нешпор Ю. И., Зыскин Ю. Л., Владимирский Б. М. и др. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1979, 61, с. 61.

УДК 523.164.4+523.165

АКТИВНОСТЬ РЕНТГЕНОВСКОГО ИСТОЧНИКА
ЛЕБЕДЬ X-3 В 1975—1978 гг. НА $\lambda = 1,35$ смС. Л. Домнин, В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев,
Н. С. Нестеров

Анализируются результаты наблюдений рентгеновского источника Лебедь X-3 на $\lambda = 1,35$ см при помощи 22-метрового радиотелескопа КАО АН СССР в течение 1975—1978 гг. Хотя по-прежнему в излучении объекта наблюдаются всплески длительностью от нескольких минут до нескольких дней, активность его в последние годы, по-видимому, уменьшилась. Оценены параметры областей, ответственных за кратчайшие из зарегистрированных всплесков в предположении синхротронного механизма излучения. Показано, что в начальной стадии развития всплесков значительная часть энергии релятивистских электронов теряется в процессе обратного комптоновского рассеяния. Характерное время и амплитуды таких всплесков лучше согласуются с наименьшими значениями расстояний до объекта, определенными различными способами.

THE ACTIVITY OF X-RAY SOURCE CYGNUS X-3 AT $\lambda = 1,35$ CM IN 1975—1978, by S. L. Domnin, V. A. Efanov, I. G. Moiseev and N. S. Nesterov.— The results of Cyg X-3 patrol observations at wavelength 1,35 cm, obtained during 1975—1978 using 22-metre radio telescope of Crimean astrophysical observatory are discussed. Despite the presence of radio bursts with several minutes and days duration period the source activity is evidently diminished last years. The shortest bursts were analysed and it was shown that in course of their initial phases significant portion of relativistic electrons energy is lost by inverse Compton scattering. Durations and amplitudes of short bursts are in better agreement with the shorter distances determined by different methods.

С рентгеновским источником Лебедь X-3 обычно связан слабый радиоисточник с интенсивностью излучения около 0,2 Ян на сантиметровых и миллиметровых волнах. В спокойном состоянии мощность радиоизлучения его меняется слабо и независимо от вариаций рентгеновского излучения, удовлетворяющих периоду 4,8 ч [1]. В инфракрасном диапазоне иногда проявляются изменения с этим периодом [1, 2], а также наблюдаются вспышки длительностью около 2 мин [2]. Во время активных периодов интенсивность его радиоизлучения возрастает на несколько порядков, и источник становится одним из ярчайших в сантиметровом и миллиметровом диапазонах волн [3]. Радиоизлучение во время всплесков иногда бывает линейно поляризовано (до 15%) [4, 5], иногда совершенно не поляризовано [6]. По-видимому, всплески радиоизлучения происходят при выбросах облака или облаков релятивистских частиц со скоростями расширения, составляющими 0,01—0,1 скорости света [7]. Дальнейшая эволюция облака обуславливает развитие всплесков, причем может происходить наложение нескольких взрывов, что выражается во вторичных колебаниях радиоизлучения во время всплесков и в сложном характере некоторых событий [3, 6].

С целью регистрации интенсивных всплесков и изучения их развития в 1975—1978 гг. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР проводились наблюдения Лебеда X-3 на волне 1,35 см при помощи 22-метрового радиотелескопа. Чувствительность радиотелескопа с применявшимся модуляционным радиометром с мазером на входе составляла около 0,7 Ян при постоянной времени выхода радиометра 1 с, а угловое разрешение было

2',55. Применялась диаграммная модуляция для уменьшения влияния атмосферных флуктуаций на результаты измерений. Сигнал от объекта регистрировался методом «источник — источник», описанным в [8]. При этом антенна наводилась на источник вначале одной из двух формирующихся при диаграммной модуляции диаграмм направленности, затем другой. Выходной сигнал радиометра усреднялся в цифровом виде [9] в течение 36 с в каждом положении антенны, и определялась его разность, равная примерно удвоенному значению антенной температуры от источника. Каждый сеанс наблюдений состоял, как правило, из 6—10 таких измерений. В конце сеанса определялось среднее значение антенной температуры от источника и его среднеквадратичное отклонение. Перевод антенных температур в плотности потоков и контроль точности наведения радиотелескопа на объект производились по наблюдениям стандартного источника DR 21 [8], расположенного на угловом расстоянии около 2° от источника Лебедь X-3. Средняя точность измерения плотностей потоков, оцениваемая по среднеквадратичному отклонению средних антенных температур, составляла 0,2 Ян и в основном определялась атмосферными флуктуациями, которые сильно зависели от метеословий в момент наблюдений.

Момент наблюдений, УТ	Плотность потока, Ян	Момент наблюдений, УТ	Плотность потока, Ян
1975, апрель 5,163	0,28 ± 0,04	май 26,177	0,51 ± 0,22
9,104	0,61 0,16	29,963	0,46 0,28
1976, март 24,229	0,13 0,58	июнь 1,986	0,22 0,16
24,333	0,75 0,27	2,965	-0,01 0,15
25,060	0,64 0,16	2,979	-0,02 0,26
26,168	0,13 0,13	3,037	0,25 0,17
30,150	0,41 0,24	3,924	-0,01 0,10
31,104	0,62 0,14	3,975	0,18 0,23
апрель 4,092	0,49 0,19	4,007	-0,03 0,11
6,138	0,76 0,14	4,137	0,49 0,04
8,056	0,69 0,29	4,149	0,02 0,33
8,069	0,01 0,12	декабрь 11,384	0,74 0,22
11,113	0,37 0,09	11,678	0,93 0,09
сентябрь 17,924	-0,11 0,08	11,736	0,44 0,10
19,908	-0,08 0,24	12,282	0,22 0,09
26,837	0,44 0,18	13,410	-0,07 0,46
28,908	-0,17 0,25	(λ = 8 мм)	0,57 0,23
29,913	0,34 0,22	18,377	1,16 0,28
октябрь 3,933	0,88 0,27	18,405	0,50 0,21
1977, март 30,097	0,76 0,20	18,412	1,37 0,12
30,471	-0,08 0,33	18,420	1,61 0,17
31,146	0,13 0,36	18,434	0,89 0,19
апрель 3,113	-0,07 0,16	18,683	0,65 0,10
9,163	0,51 0,12	18,693	0,70 0,14
10,250	0,61 0,30	18,755	2,51 0,40
11,126	0,56 0,39	18,766	1,98 0,20
май 24,026	0,11 0,07	18,792	2,53 0,40
24,970	-0,28 0,29	(λ = 8 мм) 19,749	0,90 0,42
		20,382	0,91 0,24

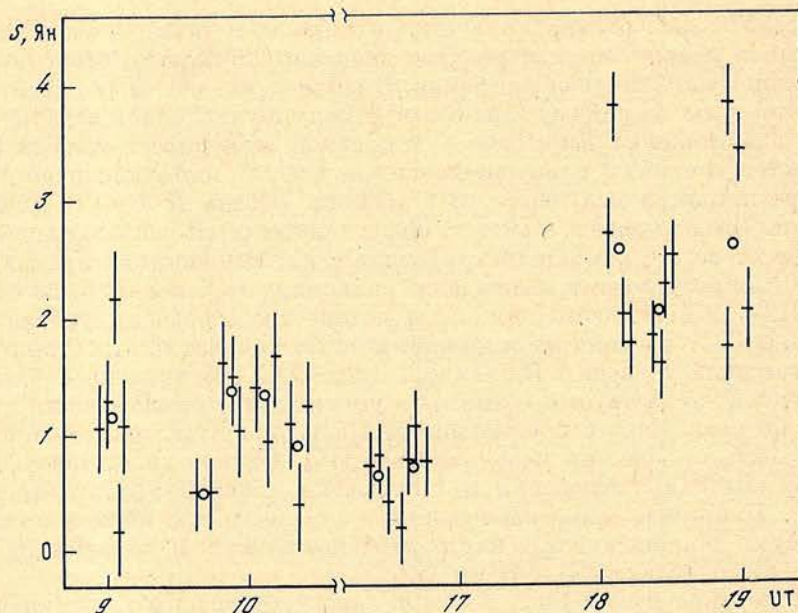
Момент наблюдений, УТ	Плотность потока, Ян	Момент наблюдений, УТ	Плотность потока, Ян
21,281	0,09 0,13	май 24,958	0,32 0,42
21,330	-0,16 0,20	26,896	-0,24 0,33
21,361	0,52 0,13	28,035	0,76 0,14
21,382	0,46 0,38	29,889	1,82 0,36
1978, апрель 21,917	0,26 0,33	30,014	0,08 0,78
24,135	0,18 0,21	30,946	-0,35 0,36
28,065	0,22 0,12	31,167	-0,50 0,55
		июнь 1,132	0,33 0,09
		1,945	0,00 0,56

Результаты наблюдений приведены в таблице с указанием среднего момента сеанса измерений, измеренного значения плотности потока и среднеквадратичной ошибки его определения. В таблицу включены также несколько результатов наблюдений на волне 8 мм. В силу поставленной задачи — регистрации значительных всплесков — и сильной зависимости ошибок измерений от метеословий времени накопления не всегда было достаточно для уверенной регистрации излучения от источника Лебедь X-3 в его спокойном состоянии. Тем не менее в $\sim 40\%$ от общего числа сеансов наблюдений радиоизлучение от него было зарегистрировано с интенсивностью, превышающей 3σ . В [10] по результатам наблюдений на волнах 1,35 и 3 см было оценено, что в 1972—1974 гг. источник имел поток, превышающий уровень 1 Ян примерно в 33% времени наблюдений. В нашем случае плотность потока от него превышала уровень 1 Ян только в течение 2,5% времени наблюдений. Этот факт свидетельствует о возможном уменьшении его активности в 1976—1978 гг. по сравнению с предыдущими. На возможную зависимость активности объекта от времени указывалось в [11]. Однако вследствие не очень большого массива наблюдений не исключено влияние эффекта временной селекции. Например, наши наблюдения в апреле 1975 г. попали в интервал между двумя мощными всплесками, наблюдавшимися в январе и августе — сентябре этого года на $\lambda = 6$ см [12].

В рассматриваемый период не были зарегистрированы такие значительные всплески излучения источника Лебедь X-3, как наблюдавшиеся в [4—6, 12]. Однако необходимо выделить период наименьшей активности источника в мае—июне 1977 г., когда средневзвешенное значение плотности потока от него составило $\bar{S} = \sum n_i S_i / \sum n_i = 0,13 \pm 0,08$ Ян. Здесь n_i и S_i — число измерений и среднее значение потока в отдельном сеансе наблюдений. Подобное поведение источника в течение трех недель отмечалось в [1]. С другой стороны, в декабре 1977 и в мае 1978 г. он был относительно активен. В первом случае поток от него достигал значения 2,5 Ян, причем данные таблицы позволяют сделать вывод о том, что в это время происходили всплески радиоизлучения длительностью от нескольких часов (декабрь, 18,405—18,434, $\Delta t = 0^h,7$, $\Delta S \approx 1$ Ян и декабрь, 18,693—18,792, $\Delta t = 2^h,4$; $\Delta S \approx 1,8$ Ян) до нескольких дней (периоды 11—13 и 18—21 декабря). В мае 1978 г. плотность потока от источника достигала величины 1,8 Ян. Возможно, что повышенный уровень его излучения в эти периоды был вызван наложением множества очень коротких всплесков.

В этой связи рассмотрим более подробно поведение объекта 18.XII 1977 г. Обращает на себя внимание тот факт, что для максимальных значений потока в моменты 18,755 и 18,792 среднеквадратичные отклонения более чем в 2 раза превышают соответствующие величины для близких по времени измерений. Оценки с использованием критерия F показывают, что отношение $\sigma_1^2/\sigma_2^2 = 4$ при числе степеней свободы, равном 7, в обоих случаях значимо отлично от 1 при уровне значимости 0,05. Безоблачное небо и стабильность погодных условий в этот день исключают возможность такого увеличения среднеквадратичного отклонения отдельных результатов измерений внутри этих двух сеансов наблюдений вследствие флуктуаций излучения и поглощения в атмосфере Земли. Остается предположить, что непосредственно в ходе наблюдений происходили изменения интенсивности излучения Лебеда X-3, вызвавшие возрастание формальной среднеквадратичной ошибки. Поэтому отдельные результаты измерений внутри каждого сеанса наблюдений в этот день были усреднены последовательно по два.

Результаты такой операции нанесены на рисунок в зависимости от времени. Вертикальными отрезками указаны ошибки полученных значений плотностей потоков. Ошибки в этом случае были определены по аналогичным результатам близких по времени и направлению наблюдений других не слишком интенсивных источников, т. е. были определены ошибки, обусловленные атмосферными флуктуациями. Из рисунка следует, что в моменты, близкие к 18^h10^m и 19^h00^m, в излучении Лебеда X-3 действительно произошло два всплеска длительностью $\Delta t < 10^m$ с амплитудой 1,7 Ян при среднем уровне



Поведение радиоизлучения источника Лебедь X-3 18.XII 1977 г. Кружками нанесены данные из таблицы

излучения между всплесками около 2 Ян. Верхние пределы размеров излучающих областей в этом случае должны быть $d < c\Delta t = 1,8 \cdot 10^{13}$ см.

Оценим параметры радиоизлучающих областей, предполагая, что изменения интенсивности излучения определяются эволюцией облака релятивистских электронов, расширяющегося равномерно ($d \sim t$) и изотропно. Максимум интенсивности излучения достигается в этом случае за отрезок времени, меньший половины длительности всплеска. Следовательно, размеры излучающей области в максимуме излучения должны быть $d < 0,9 \cdot 10^{13}$ см. Заметим, что эта величина в 20 раз больше расстояния между компонентами в модели двойной звезды для рентгеновского источника [13], но в 10^3 раз меньше верхнего предела размеров области генерации радиоизлучения, полученного для более мощного всплеска в мае 1974 г. [4]. Если расстояние до объекта $D = 10$ кпс [14], то яркостная температура излучения должна превышать $T_{\text{я}} > 1,7 \cdot 10^{12}$ К. В [15] показано, что яркостная температура облака релятивистских электронов при синхротронном механизме излучения не может существенно превышать величины 10^{12} К вследствие потерь энергии электронами на обратное комптоновское рассеяние. Следовательно, на начальной стадии рассматриваемых всплесков значительная часть энергии релятивистских электронов должна тратиться на обратное комптоновское рассеяние. К такому же выводу приводит рассмотрение и более мощных всплесков [3]. Нижний предел угловых размеров источника при наличии указанного эффекта дается выражением [15]: $\theta > 1,3 \cdot 10^{-3} S^{0,5} f^{-1}$, где S — максимальная плотность потока (Ян) на частоте f (ГГц). В нашем случае имеем $\theta > 0,76 \cdot 10^{-4}$ угл. сек., и при указанных выше линейных размерах источника расстояние должно быть существенно меньше 7,8 кпс. Этот результат находится в согласии с результатами определения расстояния до источника Лебедь X-3 по наблюдениям линий поглощения гидроксидов OH и формальдегида H_2CO [16] и по низкочастотному обрезанию спектра рентгеновского излучения [3], где показано, что расстояние до источника не должно превышать 4 кпс.

Далее, в момент достижения максимума интенсивности на $\lambda = 1,35$ см можно оценить напряженность магнитного поля в области генерации радиоизлучения [15] $B \approx 2,3 \cdot 10^{-5} (\theta^2/S)^{2/5} f^{5/3} > 1,5 \cdot 10^{-3}$ Гс, которая согласуется с величиной напряженности магнитного поля, оцененной для всплеска в кон-

це сентября 1972 г. по результатам измерения круговой поляризации излучения источника Лебедь X-3 [6].

Заметим в заключение, что, хотя при первоначальных оценках принималась максимальная скорость расширения облака релятивистских частиц, равная скорости света, полученные выше выводы не требуют такого предположения. Например, при расстоянии до источника, равном ~ 3 кпс, все оценки остаются справедливыми при скорости расширения $0,3 c$, которая близка к обычно получаемым величинам скорости [3, 15].

Таким образом, результаты наблюдений источника Лебедь X-3 в 1976—1978 гг. на волне $1,35$ см свидетельствуют об уменьшении активности объекта в радиодиапазоне по сравнению с наблюдавшейся в 1972—1974 гг. В излучении источника по-прежнему происходят всплески интенсивности длительностью от нескольких минут до нескольких дней. Оценки параметров всплесков, наблюдавшихся 18.XII 1977 г., дают основания предполагать наличие значительных потерь релятивистскими электронами энергии на обратное комптоновское рассеяние в начальной стадии развития всплесков и лучше согласуются с меньшими значениями имеющихся оценок расстояний до источника.

Авторы считают своим приятным долгом выразить искреннюю признательность А. Б. Северному за интерес к работе и полезное обсуждение результатов.

Декабрь 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Mason K. O., Bocklin E. E., Blankinship L. e. a.* — *Astrophys. J.*, 1976, 207, p. 78.
2. *Mason K. O.* — *Mem. Soc. astron. Ital.*, 1974, 45, p. 867.
3. *Hjellming R. M.* — *Galactic and extragalactic radio astronomy*/Ed. G. L. Vershuur, and K. I. Kellermann. Berlin; Heidelberg; New York, 1974, p. 159. (рус. пер.: Галактическая и внегалактическая радиоастрономия/Под ред. Ю. Н. Парийского и И. В. Госачинского. М.: Мир, 1976, с. 245).
4. *Seaquist E. R., Gregory P. C., Perley R. A. e. a.* — *Nature*, 1974, 251, p. 394.
5. *Ledden J. E., Hodge P. E., Aller H. D.* — *Nature*, 1976, 262, p. 669.
6. *Aller H. D., Hodge P. E.* — *Nature Phys. Sci.*, 1973, 245, p. 40.
7. *Seaquist E. R.* — *Astrophys. J.*, 1976, 207, p. 88.
8. *Ефанов В. А., Мусеев И. Г., Нестеров Н. С.* — *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1979, 60, с. 3.
9. *Домнин С. Л., Ефанов В. А., Корсенская Е. С.* и др. — *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1977, 57, с. 205.
10. *Gregory P. C., Seaquist E. R., Hughes V. A., Woodsworth A.* — *Astrophys. J.*, 1975, 199, p. 467.
11. *Bohenstengel H. D., Henning K., Wendker H. J.*, — *Nature*, 1975, 256, p. 2.
12. *McEllin M.* — *Mon. Not. Roy. astron. Soc.*, 1975, 175, p. 5.
13. *Владимирский Б. М.* — *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1979, 60, с. 84.
14. *Braes L. L. E., Miley G. K., Shane W. W. e. a.* — *Nature Phys. Sci.*, 1973, 242, p. 66.
15. *Kellermann K. I.* — *Galactic and extragalactic radio astronomy*/Ed. G. L. Vershuur and K. I. Kellermann. Berlin; Heidelberg; New York, 1974, p. 320 (рус. пер.: Галактическая и внегалактическая радиоастрономия/Под ред. Ю. Н. Парийского и И. В. Госачинского. М.: Мир, 1976, с. 496).
16. *Turner B. E.* — *Nature Phys. Sci.*, 1972, 239, p. 132.

УДК 523.164.4

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ
ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ
В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ

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

Плотности потоков 104 внегалактических радиоисточников были измерены на волне 1,35 см в течение четырех периодов времени в 1977—1978 гг. Наблюдались источники из Паркского обзора, имеющие поток на частоте 2,7 ГГц, $S \geq 1$ Ян и спектральный индекс $\alpha > -0,5$ вблизи этой частоты, а также лацертиды и переменные источники. Для ряда объектов потоки были измерены на волнах 0,82; 2 и 6 см в конце 1977 г. Показано, что результаты измерений на волне 1,35 см не содержат значительных систематических ошибок. Обращается внимание на значительные изменения мощности излучения источников 3С 111, OV — 236 и квазара ОН 471 ($z = 3,40$) за несколько лет. Приведены сведения о суточных вариациях интенсивностей некоторых объектов, в том числе и для ОН 471. Кратко обсуждаются спектры источников в микроволновом диапазоне, определенные в конце 1977 г. и в другие моменты времени.

SOME RESULTS OF EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES OBSERVATIONS IN MICROWAVE RANGE, by V. A. Efanov, I. G. Moiseev and N. S. Nesterov.— Flux densities of 104 extragalactic radio sources measured at wavelength 1.35 cm in course of 4 observational periods in 1977—1978 are presented. Parkes sources with flux densities $S \geq 1$ Jy at frequency 2.7 GHz and spectral indexes $\alpha \geq -0.5$, lacertides and variable sources were observed. Emission intensities of some sources were measured in 1977 at waves 0.82, 2 and 6 cm. The absence of systematic errors in 1.35 cm measurements is demonstrated. The attention is drawn to large intensity variations of sources 3C 111, OV-236 and quasar OH 471 ($z = 3.40$) for several years period. Rapid variations of some objects (OH 471 including) are proposed and available data are given. Source spectra determined in 1977 and at other moments are discussed briefly.

В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в 1977—1978 гг. был продолжен обзор на волне 1,35 см внегалактических радиоисточников с избытком интенсивности микроволнового излучения [1]. Для дальнейших наблюдений были отобраны источники из обзора на 2,7 ГГц в Парксе, имеющие в диапазоне частот 2,7—8,1 ГГц спектральный индекс $\alpha \geq -0,5$ и плотность потока на частоте обзора $f = 2,7$ ГГц ($\lambda = 11,1$ см) $S \geq 1$ Ян ($1 \text{ Ян} = 10^{-26} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$) [2]. Здесь α определяется согласно соотношению $S \sim f^\alpha$. Параллельно наблюдались объекты типа BL Lac (лацертиды) из списков, приведенных в [3, 4], а также радиоисточники, которые в ходе обзора [1] были заподозрены в переменности. Интенсивности излучения отдельных объектов в ноябре—декабре 1977 г. были измерены также на волнах 0,82; 2 и 6 см.

Измерения на волнах 1,35 и 0,82 см были выполнены на 22-метровом радиотелескопе КАО, угловое разрешение которого на этих волнах составляло 2',55 и 1',65. Использовались модуляционные радиометры с мазерами на входе с чувствительностями около 0,05 и 0,07 К соответственно при постоянной времени выхода радиометров $\tau = 1$ с. Наблюдения на 2 и 6 см проводились при помощи 64-метрового радиотелескопа CSIRO в Парксе (Авст-

Таблица 1

Источник	Другое наименование	Оптический тип	Плотность потока (Ян) на эпоху				
			1977,96		1978,28	1978,31	1978,41
			$\lambda = 0,82$ см	$\lambda = 1,35$ см	$\lambda = 1,35$ см		
0048-097	OB-081	Л	0,52±0,05	0,58 0,13			
0106+013	OC 012	К		3,57±0,45			
0219+428	3C 66A	Л		0,46 0,45			
0235+164	OD 160	Л	См. табл. 3	См. табл. 3			
0300+470	4C 47.08	Л	2,15 0,25	2,85 0,22	2,61±0,43		2,79±0,66
0316+413	3C 84	Г	См. табл. 3	См. табл. 3	37,30 1,60	39,19±0,76	
0336-019	СТА 26	К		2,40 0,21			
0355+508	NRAO 150		13,07 0,65	13,24 0,18	11,60 0,39	См. табл. 3	14,91 0,78
0404+03				0,55 0,23			
0415+379	3C 111	Г	1,97 0,13	См. табл. 3	2,61 0,13	2,08 0,18	1,03 0,30
0420-014	OF-035	К		2,80 0,36			
0430+052	3C 120	Г	2,97 0,22	3,73 0,12		1,03 0,50	
0433+295	3C 123	Г	1,62 0,28	3,48 0,09			
0440-003	OF-067	К		1,51 0,54			
0500+019	OC 003			3,87 0,76			
0528+134		RSO	1,99 0,40	2,49 0,18		2,33 0,27	
0642+449	OH 471	К		См. табл. 3	1,14 0,85	1,75 0,11	2,56 0,19
0723-008	OI-039	NSO		1,79 0,19			
0735+178	OI 158	Л	См. табл. 3	См. табл. 3	1,79 0,28	1,72 0,10	
0736+017	OI 061	К		3,20 0,10	2,31 0,40		
0743-006	OI-072	NSO		1,09 0,08			
0748+126		BSO		2,48 0,23			
0754+100	OI 090.4	Л	1,20 0,10	0,92 0,04	0,76 0,19	0,86 0,09	
0808+019		BSO		1,21 0,04			
0818-128	OJ-131	Л		0,88 0,25			
0829+046		Л		0,78 0,17			
0838+133	3C 207	К		1,12 0,61			
0851+202	OJ 287	Л	6,65 0,19	См. табл. 3	4,35 0,55	См. табл. 3	См. табл. 3
0906+430	3C 216	К		0,75 0,45			0,87 0,14
0906+015	4C 01.24	К		1,55 0,23			
0912+297	OK 222	Л		См. табл. 3		0,012 0,09	
0922+005	OK 037	К		1,19 0,30			
0923+392	4C 39.25	К	6,28 0,70	6,81 0,31		6,22 0,15	6,05 0,16
0954+556	OK 591	Л				0,88 0,18	
0957+227		Л		0,66 0,13		-0,02 0,14	
1034-293		NSO		2,96 0,43			
1055+018	OL 093	К	2,95 0,74	2,60 0,17	1,74 0,40	2,40 0,20	3,15 0,32
1101+384	Марк 421	Л				0,75 0,27	
1127-145	OM-146	К		2,19 0,08		1,43 0,12	2,31 0,24
1147+245	OM 280	Л		1,09 0,04			
1215+303	ON 325	Л		0,32 0,22		0,15 0,19	
1219+285	ON 231	Л		2,79 0,13	2,65 1,02	1,96 0,16	
1225+206	4C 20.29	Л		0,20 0,11		0,45 0,18	
1226+023	3C 273	К	31,00 0,95	См. табл. 3	28,63 0,53	28,61 0,26	27,08 0,49
1243-072		BSO				1,91 0,13	0,57 0,22
1253-055	3C 279	К	9,58 0,60	10,84 0,13	11,73 0,58	10,53 0,14	11,53 0,76
1302-102		BSO					1,00 0,40
1307+121		Л		1,04 0,22			
1328+307	3C 286	К		1,90 0,23		2,80 0,36	
1335-127		BSO				5,56 0,46	6,00 0,21
1354-152		BSO				1,25 0,19	1,32 0,35

Таблица 1 (продолжение)

Источник	Другое наименование	Оптический тип	Плотность потока (Ян) на эпоху					
			1977,96		1978,28	1978,31	1978,41	
			$\lambda = 0,82$ см	$\lambda = 1,35$ см	$\lambda = 1,35$ см			
1400+162	4C 16.39	Л		0,44 0,08				
1404+286	OQ 208	Г				0,98 0,11		
1406-076		NSO				0,62 0,06		0,59 0,28
1430-178		BSO						0,38 0,30
1435-218		BSO				0,04 0,30		
1445-161						1,09 0,25		0,39 0,16
1502+106	OR-103	Л		2,59 0,65		1,30 0,17		1,02 0,27
1510-089	OR-117	К		2,11 0,19	1,68 0,40	1,96 0,30		
1511-100		BSO				0,83 0,34		
1514+197		Л		0,81 0,17				0,50 0,16
1514-241	OR-225	Л				1,30 0,32		
1524-136	OR-140	Г				0,29 0,25		
1538+149	4C 14.60	BSO		1,72 0,24				
1548+056	OR 080	BSO						1,51 0,16
1638+398	NRAO 512	К		0,47 0,12		0,33 0,15		
1641+399	3C 345	К		8,52 0,32		7,37 0,23		8,26 0,51
1652+398	Марк 501	Л		1,29 0,10				1,67 0,41
1655+077	OS 092	BSO		2,49 0,37				1,16 0,36
1656+053	OS 094	BSO		2,14 0,22				1,02 0,42
1717+177	OT 129	BSO						0,65 0,19
1730-130	NRAO 530	К		6,54 0,32	4,55 0,40	5,06 0,16		4,32 0,37
1732+094	OT 054							0,37 0,26
1741-038	OT-068			2,02 0,17				
1749+096	OT 081	Л		1,98 0,13	3,58 0,26	3,74 0,26		2,77 0,22
1801+01						0,88 0,22		1,23 0,23
1807+698	3C 371	Г						2,44 0,23
1828+487	3C 380	К		2,82 0,07	3,18 0,32			2,83 0,40
1921-293	OV-236			7,50 0,96		11,32 0,28		10,06 1,07
1936-155				1,01 0,10		1,20 0,21		
2005+403		К		3,82 0,18				3,35 0,24
2008-159		BSO		1,93 0,14				1,69 0,16
2021+614	OW 637							3,11 0,67
2029+121	OW 149	BSO						1,18 0,17
2037+511	3C 418	BSO		5,39 0,84		4,07 0,14		4,87 0,35
2037-253		BSO						0,52 0,25
2032+107	OW 1549	NSO						0,33 0,26
2044-168		BSO						-0,02 0,22
2047+098								0,72 0,19
2121+053	OX 036	К		3,57 1,35		3,67 0,12		
2128+048	OX 046					1,18 0,11		
2131-021	OX-053	BSO				1,09 0,16		1,46 0,41
2134+004	OX 057	К				6,32 0,35		5,54 0,29
2136+141	OX 161	К				1,57 0,23		
2144+092	OX 074	К				1,04 0,26		2,16 0,44
2145+067	4C 06.69	К				4,10 0,51		3,33 0,51
2149+069	OX 081	К				1,30 0,20		
2200+420	BL Lac	Л	2,19	2,86 0,18		См. табл. 3	См. табл. 3	
2216-038	OY-027	К	0,26	4,32 0,10		4,02 0,60		2,76 0,30
2223-052	3C 446	К				4,17 0,17		2,84 0,31
2227-088		К				3,50 0,72		
2230+114	СТА 102	К						1,31 0,33

Таблица 1 (окончание)

Источник	Другое наименование	Оптический тип	Плотность потока (Ян) на эпоху									
			1977,96		1978,28	1978,31	1978,41					
			$\lambda = 0,82$ см	$\lambda = 1,35$ см	$\lambda = 1,35$ см							
2251+158	3C 454.3	К	4,67	0,29	5,29	0,25		5,20	0,28	5,82	0,16	
2254+074	OY 091	Л						0,60	0,23	1,76	0,14	
1228+126	3C 274 *	Г	14,3		21,6	0,7	21,6	0,7	21,6	0,7	21,6	0,7
			(14,7	1,5)	(21,5	0,3)		(21,7	0,32)	(21,45	0,6)	
2037+421	DR 21 *	Н II	17,5	0,5	19,5	0,6	19,5	19,5	19,5	19,5	19,5	
Юпитер *		Планиета	157,0	5,5	138,0	3,5		(142,1	4,1)	(140,2	3,0)	
$T_{я}, К$			(157,4	7,4)	(142,9	3,7)						
Сатурн *		Планиета	144,0	5,5	128,0	5,5						
$T_{я}, К$					(128,6	4,9)		(131,3	3,3)			

Примечание. * — калибровочные источники.

ралия) с угловым разрешением $2',1$ и $4',1$ на этих волнах и радиометров с параметрическими усилителями, чувствительность которых составляла около 0,01 и 0,02 К соответственно при $\tau = 1$ с. Методика наблюдений и редукиции антенных температур в абсолютные плотности потоков с использованием наблюдений стандартных источников описана в [1, 5] для обоих инструментов.

Измеренные плотности потоков от источников на длинах волн 0,82 и 1,35 см в соответствующие моменты времени приведены в табл. 1. Обозначения источников даны как в системе МАС, так и в системах наиболее употребительных каталогов. Оптические типы их указаны символами: BSO(RSO) — голубые (красные) звездообразные объекты, Г — галактики, NSO — звездообразные объекты нейтрального цвета, К — квазары, Л — лацертиды. Там же приведены сведения о стандартных источниках, использовавшихся для калибровок. Для них даны принятые значения плотностей потоков или яркостных температур $T_{я}$ (для планет), а в скобках — измеренные относительно DR 21. Результаты наблюдений на волнах 2 и 6 см приведены в табл. 2 в аналогичном виде. У некоторых источников наблюдались быстрые изменения интенсивностей излучения на одной или на нескольких длинах волн в течение отдельных периодов наблюдений. Данные измерений для таких объектов даны более подробно в табл. 3. В нее включены также результаты наблюдений, полученные в мае—июне 1972 г. на длине волны 0,82 см с применением мазера, и потоки, измеренные в декабре 1977 г. без применения мазера. Дополнительные данные в табл. 3, которые не были использованы в [6] при исследовании быстрой переменности объектов различных оптических классов, подтверждают основной вывод, полученный там: изменения интенсивности с характерным временем в одни сутки присущи в основном квазарам и лацертидам.

Список радиоисточников, представленный в табл. 1, не является полным ни по одному из параметров, поэтому статистический анализ результатов наблюдений нам сейчас представляется преждевременным. Сделаем только некоторые замечания о поведении отдельных интересных объектов с привлечением данных из [1]. Так у N-галактики 3C 111 с апреля 1975 г. по апрель 1978 г. плотность потока уменьшилась в 3,5 раза, а измерения в мае 1978 г. свидетельствуют о дальнейшем уменьшении потока. Всплеск радиоизлучения 3C 111 начался в 1974 г. [7]. Полная энергия, выделенная в форме радиоволн, оценивается в 10^{45} эрг при постоянной Хаббла $H = 55 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпс}^{-1}$ и красном смещении $z = 0,0485$ [8]. Плотности потоков источника OV—236 и квазара с $z = 3,40$ [9] ОН 471 в течение двух лет в первом случае и одного

Таблица 2

Источник	Другое наименование	Оптический тип	Плотность потока (Ян) на эпоху	
			1977,87 ($\lambda = 2$ см)	1977,96 ($\lambda = 6$ см)
0605—085	ОН—010	К	2,06±0,20	2,72±0,07
0624—058	ЗС 161	Г	2,11 0,20	6,18 0,20
0735+178	ОI 158	Л	1,82 0,10	1,82 0,05
0736+017	ОI 061	К	2,42 0,20	2,33 0,06
0754+100	ОI 090.4	Л	0,76 0,02	0,89 0,02
0818—128	ОJ—131	Л	0,91 0,01	0,84 0,01
0829+046		Л	0,47 0,01	0,46 0,04
0834—201	ОJ—257.5	К	1,52 0,10	2,13 0,03
0851+202	ОJ 287	Л	3,80 0,12	2,96 0,05
0906+015	4С 01.24	К	1,62 0,05	0,72 0,01
1040+123	ЗС 245	К	0,98 0,04	1,65 0,01
1055+018	ОL 093	К	2,56 0,06	2,74 0,03
1127—145	ОМ—146	К	3,07 0,06	5,20 0,07
1148—001	ОМ—080	К		1,79 0,02
1213—172			1,76 0,09	1,56 0,03
1216+06	ЗС 270	Г		3,70 0,08 (8,55)
1219+045		Л	1,16 0,06	0,93 0,03
1222+131	ЗС 272.1	Г	0,98 0,04 (1,20)	2,66 0,07 (2,77)
1226+023	ЗС 273	К	36,27 0,16	40,47 0,42 см. табл. 3
1241+166	ЗС 275.1	К	0,49 0,04	0,94 0,03
1245—197			0,83 0,03	2,45 0,02
1252+119	ОН 187	К	0,84 0,04	0,98 0,04
1253—055	ЗС 279	К	11,74 0,14	13,95 0,14
1330+02	ЗС 296	Г	0,40 0,04 (1,21)	1,34 0,04 (1,84)
1414+11	ЗС 287.1	Г	0,78 0,04 (0,89)	1,36 0,04 (1,41)
1510—089	ОР—017	К	1,72 0,11	1,46 0,04
0915—118	ЗС 218 *	Г		13,1 (13,3)
1228+126	ЗС 274 *	Г	26,6 (28,4)	

Пр и м е ч а н и е. * — калибровочные источники. Для протяженных источников в скобках даны полные плотности потоков.

года во втором возросли более чем в 3 раза. Изменения с такими отношениями потоков в максимуме и минимуме интенсивности излучения наблюдались только у восьми объектов из 99, исследовавшихся в течение 10 лет [10], причем два из них, 0235 + 16 и ОI 287, являются лацертидами. Интервал времени земного наблюдателя в 1 год в системе координат, связанной с ОН 471, согласно преобразованию Лоренца соответствует интервалу в 5 месяцев. Кроме того, данные в табл. 3 и приведенные в [11] на 31,4 ГГц (9,5 мм) свидетельствуют об изменениях интенсивности источника за время меньше двух суток в собственном времени квазара. Большая амплитуда вариаций интенсивности, малое время ее изменения и наличие суточных флуктуаций радиоизлучения и у квазара с большим красным смещением свидетельствуют о его подобии лацертидам.

При определении спектров излучения с помощью различных инструментов необходимо обеспечить отсутствие значительных систематических ошибок измерения на каждом из них. Рис. 1 иллюстрирует связь между потоками, измеренными в КАО на 1,35 см, и результатами измерений других авторов. На рисунке потоки S_1 измеренные в КАО в момент 1977,25, нанесены в зависимости от потоков S_2 , измеренных на этой же длине волны Оуэном и др. в момент 1977,08 (крестики) [12], и потоков на волне 9,5 мм на эпоху 1977,33 (темные кружки) [13]. Результаты измерений на 9,5 мм были редуцированы к 1,35 см с использованием спектральных индексов излучения источников

Таблица 3

0235+164

Дата наблюдений, УТ	Длина волны, см	Плотность потока, Ян	Дата наблюдений, УТ	Длина волны, см	Плотность потока, Ян
1977, декабрь			0735+17		
11,80	1,35	1,79±0,14	1977, декабрь		
12,75	0,82	1,69 0,18	13,00	1,35	3,85±0,37
13,78	0,82	1,78 0,20	13,06	1,35	1,76 0,43
14,82	0,82	1,76 0,70		0,82	1,38 0,17
17,92	1,35	2,56 0,36	13,99	1,35	3,46 0,51
19,79	0,82	2,41 0,13		0,82	1,78 0,21
20,79	1,35	2,45 0,26	14,42	1,35	1,80 0,37
3C 84			16,04	1,35	1,42 0,22
1972, май			16,93	1,35	1,30 0,22
28, 34	0,82	35,5 1,1	17,96	1,35	2,00 0,18
1977, декабрь			19,00	1,35	2,24 0,18
1,05	1,35	40,5 3,5		0,82	2,32 0,29
1,88	1,35	39,7 1,7	19,97	1,35	2,60 0,40
5,92	1,35	39,7 2,5		0,82	2,38 0,18
	0,82	39,6 8,9	OJ 287		
11,00	1,35	42,1 1,3	1977, декабрь		
11,90	1,35	40,5 0,5	11,11	1,35	5,14±0,37
13,71	0,82	38,9 2,1	12,42	1,35	4,62 0,47
14,05	1,35	40,4 0,5	13,10	1,35	6,04 0,49
	0,82	39,3 1,3		0,82	5,30 0,38
18,02	1,35	37,7 0,8		6,00	2,86 0,03
20,00	1,35	36,5 0,5	13,97	0,82	5,70 0,49
	0,82	36,1 0,6	14,07	1,35	5,52 0,36
NRAO 150				6,00	2,90 0,43
1977, декабрь			16,08	1,35	5,62 0,26
1,06	1,35	15,4±1,9		6,00	2,90 0,43
5,99	1,35	14,5 3,2	17,01	1,35	5,67 0,81
1978, апрель				6,00	2,92 0,43
21,70	1,35	11,2 0,5	17,99	1,35	5,45 0,24
23,72	1,35	15,2 0,5		6,00	3,47 0,43
3C 111			18,99	1,35	5,47 0,60
1977, декабрь				0,82	4,50 0,70
11,08	1,35	3,58 0,22	20,08	1,35	5,44 0,16
11,88	1,35	2,40 0,17		0,82	7,20 0,27
17,99	1,35	3,04 0,53	21,00	1,35	4,52 0,23
20,02	1,35	2,95 0,45	21,08	1,35	8,72 1,12
3C 120			1978, апрель		
1977, декабрь			7 и 11	1,35	4,8 1,8
1,02	1,35	4,7 1,1	12,88	1,35	4,30 0,56
5,90	1,35	5,0 2,0	21,82	1,35	2,99 0,17
OH 471			22,80	1,35	3,45 0,27
1977, декабрь			23,79	1,35	3,84 0,30
14,11	1,35	1,34 0,13	25,81	1,35	4,11 0,26
18,06	1,35	1,97 0,20	26,81	1,35	4,74 0,29
0735+17			май, 27, 71	1,35	5,19 0,50
1977, декабрь			июнь, 1, 75	1,35	2,27 0,39
11,42	1,35	1,85 0,16	0912+297		
12,10	1,35	2,03 0,13	1977, декабрь		
			12,10	1,35	0,51 0,06
			21,00	1,35	1,04 0,21

Окончание табл. 3

Дата наблюдений, УТ	Длина волны, см	Плотность потока, Ян	Дата наблюдений, УТ	Длина волны, см	Плотность потока, Ян
ЗС 273			ЗС 279		
1972, май			1972, май		
26,83	0,82	38,4 ± 1,4	27,75	0,82	6,5 ± 0,6
27,76	0,82	37,7 2,6	1977, декабрь		
июнь, 2,67	0,82	44,3 2,5	1,18	1,35	10,1 1,9
10,68	0,82	43,0 2,5	BL Lac		
1977, декабрь			1977, декабрь		
1,15	1,35	38,0 1,9	1 и 5	1,35	3,1 ± 0,9
11,21	1,35	33,0 0,6	1978, апрель		
12,24	1,35	32,8 0,4	23,06	1,35	2,60 0,05
13,28	1,35	32,1 0,9	24,15	1,35	3,60 0,19
	0,82	33,1 1,8	май, 25, 97	1,35	3,68 0,49
	6,00	35,6 1,6	26,94	1,35	2,67 0,25
14,24	1,35	33,3 0,6	28,05	1,35	3,09 0,28
	6,00	37,7 1,7	30,97	1,35	3,30 0,10
16,26	1,35	34,1 0,5	июнь, 1, 15	1,35	2,41 0,50
	6,00	40,5 0,6	2,00	1,35	2,79 0,32
17,0	6,00	41,0 0,9	ЗС 454.3		
18,25	1,35	34,5 0,5	1977, декабрь		
	6,00	42,3 0,9	5,79	1,35	6,3 ± 1,7
19,05	1,35	31,0 0,6			
	0,82	32,4 1,3			
	6,00	40,0 2,0			
20,12	1,35	30,1 0,6			
	0,82	28,7 2,1			
21,20	1,35	31,9 1,6			

в диапазоне от 6 до 0,95 см, приведенных в [13]. Вертикальные и горизонтальные размеры крестиков показывают среднеквадратичные ошибки соответствующих потоков. Среднее значение отношения потоков, измеренных в КАО и приведенных в [12] для 14 общих объектов, составляет $(S_1/S_2) = 1,00 \pm \pm 0,04$. Аналогичная величина с использованием данных из [13] равна $1,03 \pm 0,04$ при выборке в 8 источников. Для 14 источников, эпохи наблюдений которых в [12] и в КАО сильно различались, получено среднее

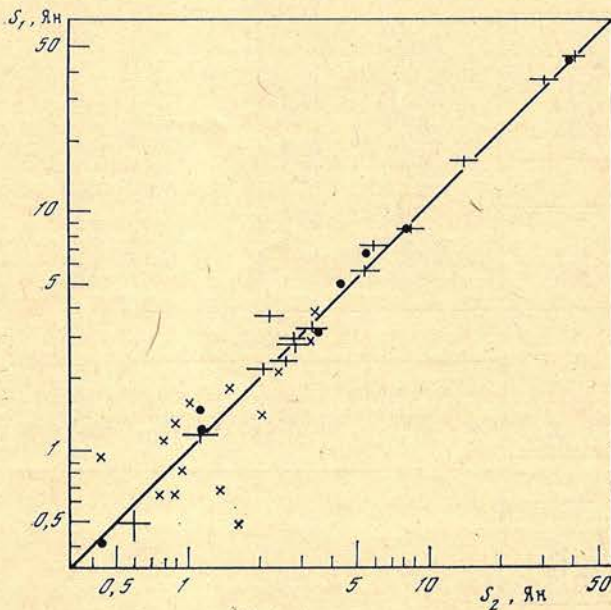


Рис. 1. Связь между плотностями потоков, измеренными в КАО на $\lambda = 1,35$ см (S_1) и приведенными в [12, 13] (S_2). Крестиками нанесены результаты, полученные в моменты времени, отличающиеся более чем на год

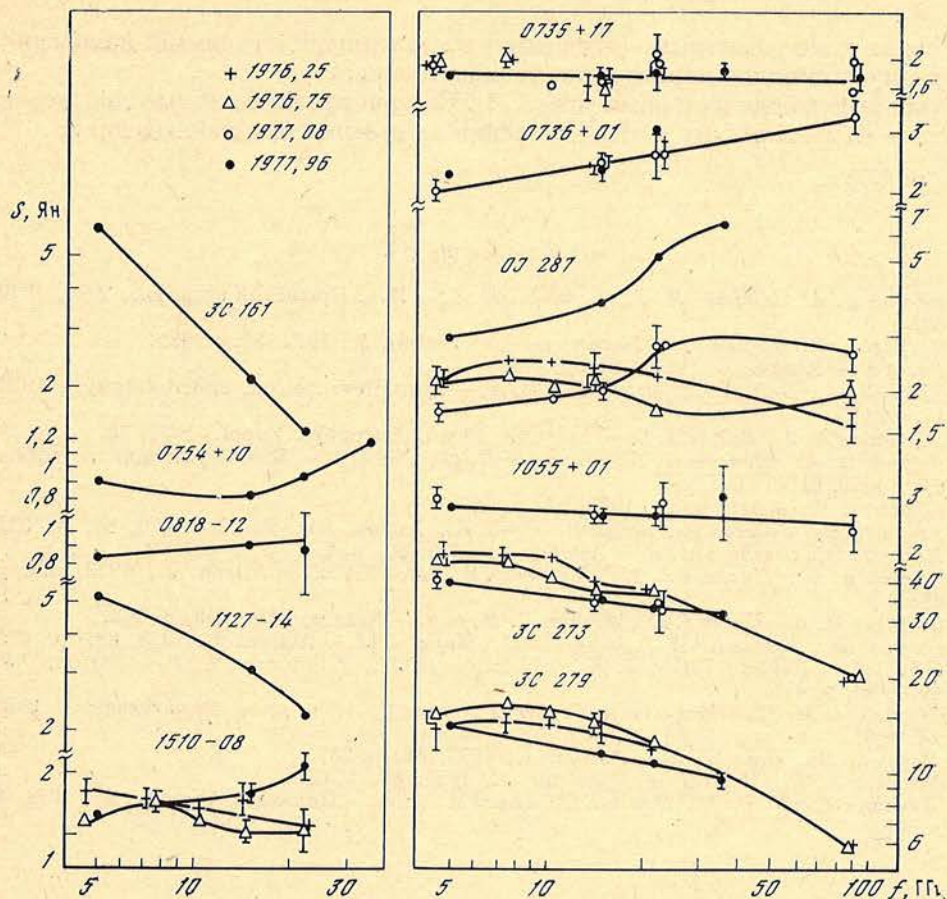


Рис. 2. Спектры некоторых источников

Обозначения для разных эпох указаны в левой верхней части рисунка

значение $(S_1/S_2) = 1,02 \pm 0,13$. Увеличение среднеквадратичного отклонения в последнем результате отражает изменения потоков источников, происшедшие за интервалы времени между эпохами наблюдений. Следовательно, по крайней мере на 1,35 см значительные и систематические ошибки измерений в КАО отсутствуют.

На рис. 2 приведены спектры нескольких источников в диапазоне 6 см — 0,82 см на момент 1977,96, построенные по данным табл. 1 и 2. Для сравнения на нем указаны спектры этих источников в диапазоне волн 6,5—0,3 см на другие эпохи. При составлении их использовались данные из [1, 10, 12, 14—16]. Если ошибки использовавшихся значений плотностей потоков не указаны, то они меньше размеров значков. Из рис. 1 следует, что в 1976—1977 гг. в спектрах OJ 287, 3C 273, 3C 279 и 1510—08 происходили заметные изменения. Спектр источника 0735 + 17 оставался квазиплоским все это время. Интересно отметить, что если у OJ 287 и 1510—08 более значительные изменения происходили в миллиметровом диапазоне, то у 3C 273 и 3C 279 изменения происходили в основном в сантиметровом диапазоне длин волн. В моменты 1976,25 и 1976,75 в спектре 3C 273 заметна тонкая структура, отражающая, по-видимому, наличие нескольких компактных компонент в источнике [17]. Эволюция спектра OJ 287 за два года отражает угасание одного всплеска и развитие нового, проявившегося в момент 1976,75 на волне 3,3 мм. На падающей ветви этого всплеска в апреле и мае—июне 1978 г. происходили значительные вариации интенсивности излучения с характерным временем в несколько суток. В [6], где подробно исследовалась быстрая переменность объектов различных оптических классов, уже отмечалась та-

кая связь между быстрыми (дневными) и медленными (годовыми) изменениями ради излучения переменных радиоисточников.

Авторы глубоко признательны А. Б. Северному за полезные дискуссии, а также С. Л. Домнину и И. Д. Стрепко за помощь при наблюдениях.

Декабрь 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. Ефанов В. А., Мусеев И. Г., Нестеров Н. С. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1979, 60, с. 3.
2. Condon J. J., Hicks P. D., Jauncey D. L. — Astron. J., 1977, 82, p. 692.
3. Pacht E. — Astron. J., 1976, 81, p. 574.
4. Stein W. A., Dell S. L., Strittmatter P. A. — Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1976, 14, p. 173.
5. Shimmins A. J., Bolton J. G. — Austr. J. Phys., Astrophys. Suppl., 1972, 23.
6. Ефанов В. А., Мусеев И. Г., Нестеров Н. С., Райт А. — Изв. Крымской астрофиз. обс., 1979, 61, с. 70.
7. Schilizzi R. T. — Astron. J., 1976, 81, p. 946.
8. Smith H. E., Spinrad H., Smith E. O. — Publ. Astron. Soc. Pacific, 1976, 88, p. 621.
9. Kraus J. D., Gearhart M. R. — Astron. J., 1975, 80, p. 1.
10. Andrew B. H., MacLeod J. M., Harvey G. A., Medd W. J. — Astron. J., 1978, 83, p. 863.
11. Gearhart M. R., Kraus J. D., Andrew B. H. et al. — Nature, 1974, 249, p. 743.
12. Owen F. N., Porcas R. W., Mufson S. L., Moffet T. J. — Astron. J., 1978, 83, p. 685.
13. Witzel A., Pauliny-Toth I. I. K., Geldzahler B. J., Kellermann K. I. — Astron. J., 1978, 83, p. 475.
14. Мингалеев М. Г., Пустильник С. А., Трушкин С. А. и др. — Астрофизика, 1978, 14, с. 91.
15. Hobbs R. W., Dent W. A. — Astron. J., 1977, 82, p. 257.
16. Schwartz P. R., Waak J. A. — Astron. J., 1978, 83, p. 683.
17. Паулини-Тос И. И. К., Пройс Е., Витцел А. и др. — Письма в Астрон. ж., 1978, 4, с. 64.

УДК 523.745

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
КРУПНОМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СОЛНЦЕ

В. А. Котов, Н. Н. Степанян

На основе сравнения общего магнитного поля Солнца как звезды, измеренного с магнитографом, и фоновых полей, определенных по H_{α} -картам, получены следующие характеристики крупномасштабных магнитных полей на Солнце.

1. Определена средняя напряженность магнитного поля в фотосфере: $\sim 2,2$ Гс.
2. Напряженность поля областей, занятых S-полем, несколько больше, чем областей N-поля.
3. Основной период обращения крупномасштабных магнитных полей в 1973—1976 гг. был $\sim 27,04$ — $27^d,15$. В 1976—1978 гг. наблюдались два периода: $\sim 26,75$ и $29^d,30$. Это интерпретируется как смещение крупномасштабных структур магнитного поля старого 11-летнего цикла к экватору и появление высокоширотных структур нового цикла.
4. Получено, что фоновое поле в N-полушарии в среднем положительно ($\sim +0,14$ Гс), а в S-полушарии отрицательно ($\sim -0,14$ Гс).
5. В южном полушарии магнитные структуры вращаются несколько быстрее, чем в северном, что может быть, если в S-полушарии структуры расположены ближе к экватору, чем в N-полушарии.

CHARACTERISTICS OF THE LARGE-SCALE MAGNETIC FIELDS ON THE SUN, by V. A. Kotov and N. N. Stepanyan.— Some properties of the solar large-scale magnetic fields were determined while comparing the solar mean magnetic field measured by magnetograph [1, 2, 12] and the background fields inferred from H-alpha maps [7, 9]:

- (1) Average strength of the photospheric magnetic field is found to be about 2.2 Gs.
- (2) The field strength in S-polarity regions appears to be 10% larger than that in N-polarity regions.
- (3) The main rotational period of large-scale fields was about 27.04— $27^d,15$ for the time interval 1973—1976; later, in 1976—1978, the two periods, about 26.75 and $29^d,30$, were dominant. It can be explained by the shift of the large-scale structures of the old 11-year solar cycle towards the equator and by the appearance of the higher-latitude structures of the new cycle.
- (4) In 1974—1978 the background magnetic field on the average was positive ($\sim +0.14$ Gs) in the N-hemisphere, and negative (~ -0.14 Gs) in the S-hemisphere.
- (5) Magnetic structures in the S-hemisphere rotated somewhat faster than those in the N-hemisphere. This shows that the southern structures were located at lower latitudes than the northern structures.

Нами предпринята попытка выявить некоторые характеристики слабых магнитных полей на Солнце, используя результаты как магнитографических измерений общего поля Солнца как звезды (ОМП), так и определения площадей, занятых фоновым полем (ФП) N- и S-полярности, по H_{α} -картам. Каждый из этих методов имеет свои достоинства и недостатки. В частности, измерения ОМП с магнитографом позволяют получить количественные характеристики (суммарного по диску) магнитного поля, но не дают, например, информации о различии полей в N- и S-полушариях. Изучение же H_{α} -карт дает возможность более детально проследить структуру крупномасштабных магнитных полей и ее изменение со временем; но в этом методе мы имеем дело только с

величинами площадей, занятых N- или S-полем, и ничего нельзя сказать о самой напряженности магнитного поля. Совместное использование обоих методов позволит сделать более общие заключения о крупномасштабных магнитных полях на Солнце и их развитии со временем.

1. Общее магнитное поле Солнца по наблюдениям с помощью магнитографа

Интерес к измерениям ОМП вызван тесной связью между фотосферными полями Солнца и межпланетным магнитным полем [1, 2]. Они обнаруживают одинаковую секторную структуру, вращающуюся вместе с Солнцем и медленно эволюционирующую со временем; секторная структура определяет для спокойного Солнца ход магнитных силовых линий от фотосферы до короны и далее — в межпланетном пространстве вплоть до орбиты Юпитера. С этой структурой, точнее, с границами секторов, коррелируют некоторые явления солнечной активности (вспышки, корональные потоки, радиоэмиссия и др.); вместе с тем секторная структура не показывает связи с расположением солнечных пятен на диске [3, 4], так что ОМП Солнца, по-видимому, представляет глобальную характеристику солнечного магнетизма.

Измерения ОМП Солнца как звезды были начаты А. Б. Северным [5] в 1967 г., для чего был применен весьма эффективный метод — магнитографические наблюдения Солнца в параллельном пучке. Чувствительность крымского магнитографа при этих измерениях составляла около $\pm 0,15$ Гс; однако, как было показано в [2], фактическая ошибка отдельного определения ОМП иногда достигает $\pm 0,5$ Гс.

Хотя магнитное поле в отдельных участках «невозмущенной» фотосферы может составлять десятки гаусс, суммарное ОМП, представляющее собой средний по диску разбаланс между N- и S-полярностями, редко превышает 0,5 Гс (по абсолютной величине). Поэтому регистрация ОМП является трудной, находящейся почти на грани технических возможностей задач. Новый специализированный Станфордский солнечный телескоп [6], где регулярные наблюдения ведутся с 16.V 1975 г., обладает необходимой чувствительностью (стандартная ошибка отдельного определения $\pm 0,05$ Гс). Крымские наблюдения имеют гораздо большую погрешность (по нашей оценке, стандартная ошибка равна $\pm 0,27$ Гс для измерений в 1970—1976 гг., выполненных в основном на Малом башенном солнечном телескопе; для БСТ погрешность несколько меньше). Тем не менее, охватывая период с 1968 по 1976 г., они представляют ценную информацию об эволюции ОМП и его характеристиках.

2. Фоновые магнитные поля Солнца, полученные из H_{α} -наблюдений

Синоптические карты Солнца, построенные по H_{α} -наблюдениям, как показано в [7, 8], могут служить независимым источником сведений о крупномасштабных магнитных полях на Солнце. H_{α} -карты, полученные по методу Мак-Интоша [9], публикуются ежемесячно в [10] для каждого оборота Солнца. На них приведены границы между областями фоновых полей N- и S-полярности.

Метод обработки этих карт сводился к следующему. Каждая карта разбивалась по долготе на суточные интервалы (по $13^{\circ},5$ гелиографической долготы); по широте рассматривалась зона $\pm 60^{\circ}$. В каждом суточном интервале ($13^{\circ},5$ по долготе и 60° по широте) подсчитывалась площадь, занятая положительным (N) и отрицательным (S) полем. Такие подсчеты проводились отдельно для северной и южной полусфер Солнца. Разность площадей, занятых N- и S-полем, назовем результирующим фоновым полем данной площадки. В [7, 11] было показано, что в ОМП основной вклад вносят центральные части Солнца (примерно $\pm 60-65^{\circ}$ по широте и долготе). Поэтому для сравнения фоновых полей с непосредственно измеренным ОМП для каждого дня мы рассматриваем результирующие фоновые поля в пятиднев-

ной зоне. Таким образом, каждому дню ставилась в соответствие разность площадей, занятых N- и S-полюс в пятидневной зоне одного полушария, где рассматриваемый день — центральный. В дальнейшем везде именно эти величины будем называть фоновым полем (ФП) в N- или S-полушарии для данного дня.

Без разделения по полусферам в [7] было показано, что ФП хорошо коррелирует с ОМП и вносит в него основной вклад. Лишь самые крупные активные области могут вносить ощутимый вклад в ОМП, сравнимый с самим общим полем.

3. Характерные периоды обращения и величина фоновых полей всего Солнца

Полный список данных по магнитографическим определениям ОМП в Крымской обсерватории включает 1378 измерений, полученных с 19.III 1968 г. по 13.X 1976 г. Измерения делались, как правило, раз в день, если позволяла погода. По всему этому материалу был построен «спектр мощности», показанный на рис. 1 (здесь мы добавили в отличие от [12] также измерения 1968 г.). Он построен методом, изложенным в [13], где в качестве критерия значимости данного периода принимается отношение $2A/\sigma$ (A — амплитуда изменения ОМП с пробным периодом, σ — средняя ошибка в определении результирующей кривой). Всего было просчитано 310 периодов в диапазоне $24,00-30^d,18$ с инкрементом по периоду $0^d,02$.

Аналогичная процедура поиска основных периодичностей была применена к данным по ФП, определенному по H_c -картам. При этом учитывалось изменение средней за год напряженности ОМП со временем (см. [12]; для 1977 и 1978 гг. мы использовали измерения ОМП Станфордской обсерватории), для чего все значения ФП для данного года умножались на коэффициент, равный отношению средней напряженности (по абсолютной величине) ОМП данного года к таковой для 1974 г. Таким образом предполагалось, что ход ОМП со временем должен отражаться в изменении фотосферного поля, а тем самым и в величине ФП. Распределения величины $2A/\sigma$ для ФП в зависимости от пробного периода представлены на рис. 2 (для 1973—1976 гг. и 1976—1978 гг.).

Из рис. 1 следует, что для 1968—1976 гг. наиболее значимый период ОМП, как и в [12], был равен $P_0 = 27,04 \pm 0^d,06$ ($2A/\sigma = 8,3$). Два соседних симметрично расположенных пика мощности на периодах $P_{1,2} \approx 26^d,65$ и $27^d,45$ могут быть связаны или со скважностью ряда наблюдений, или с реальной 5-летней модуляцией ОМП ($P_0 \cdot P_{1,2} / |P_0 \pm P_{1,2}| \approx 5$ лет).

Средние результирующие кривые ОМП (1968—1976 гг.) и ФП (1973—1976 гг.) для периода $27^d,04$ сопоставлены на рис. 3. Обращает на себя внимание хорошее совпадение обеих кривых как по форме, так и по фазе, что лишнее раз свидетельствует о том, что ФП дает в среднем хорошее представление о поведении ОМП Солнца как звезды.

Из сравнения двух кривых на рис. 3 можно определить, какова средняя напряженность магнитного поля в фотосфере (обозначим ее H_0). Между средними значениями ОМП, ФП и H_0 должно существовать соотношение

$$\text{ОМП} \approx H_0 \frac{\text{ФП}}{2550},$$

где $\text{ФП} = S_+ - S_-$ — разность площадей (в мм^2), занятых N- и S-полюсностями, 2550 — площадь 5-дневной зоны на картах (в мм^2). Для периода 1968—1976 гг. средняя амплитуда изменения ОМП с периодом $27^d,04$ составляла $A_1 = 0,294$ Гс; фоновое поле в 1973—1976 гг. изменялось с амплитудой $A_2 = 271$ (мм^2). Учитывая, что средняя напряженность ОМП для периода 1973—1976 гг. была в $k = 1,26$ раза меньше, чем в 1968—1976 гг. [12], получаем для 1973—1976 гг. среднюю напряженность фотосферного магнитного

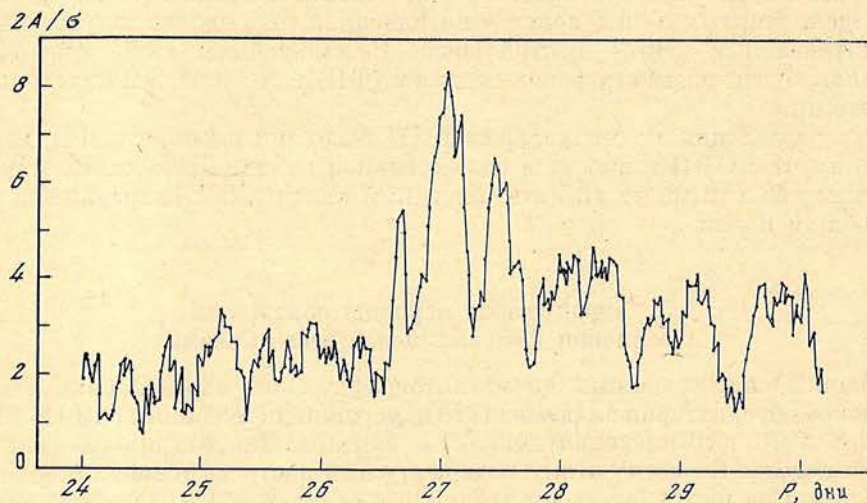


Рис. 1. Распределение величины $2A/\sigma$ в зависимости от пробного периода (в днях) для общего магнитного поля Солнца (1968—1976 гг.). Количество крымских измерений ОМГ $n = 1378$

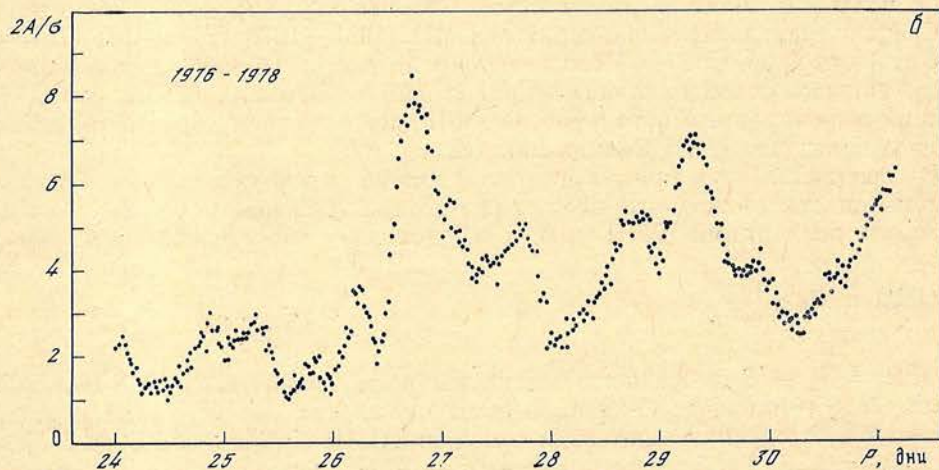
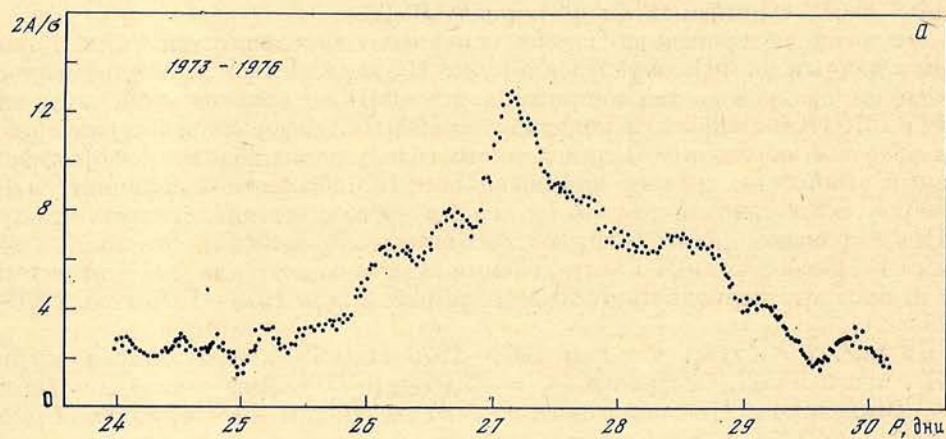


Рис. 2. «Спектр мощности» (зависимость величины $2A/\sigma$ от пробного периода) фонового поля Солнца для интервала 1973—1976 гг. ($n = 1185$) и для интервала 1976—1978 гг. ($n = 849$)

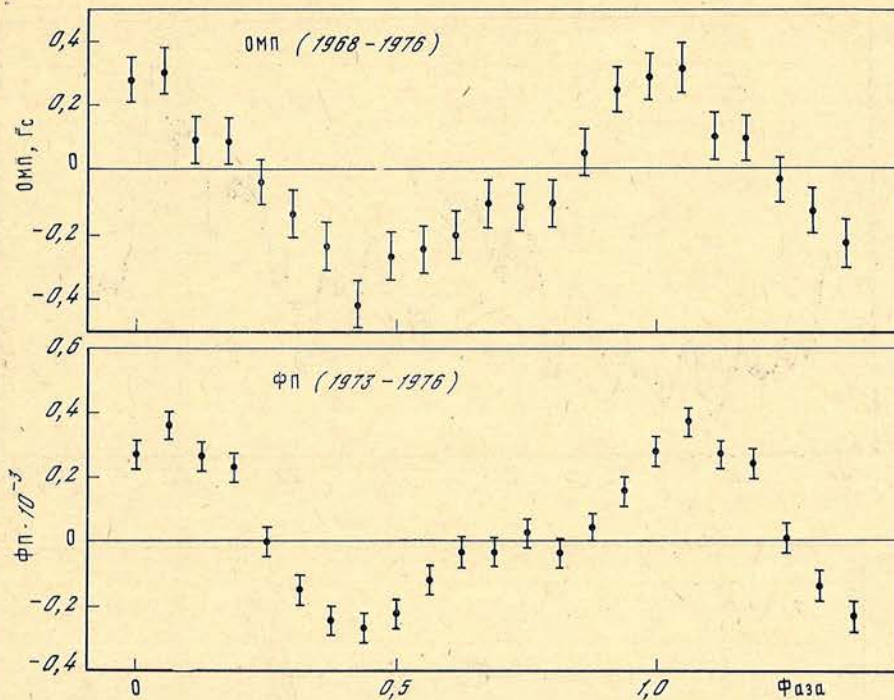


Рис. 3. Результирующие кривые ОМП (1968—1976 гг., $n = 1378$) и ФП (1973—1976 гг., $n = 1185$) для периода $27^d,04$

По горизонтальной оси отмечена фаза периода $27^d,04$; вертикальными черточками указаны ошибки $2\sigma (\pm\sigma)$. Нулевая фаза соответствует 08^h UT 1.I 1973 г.

поля

$$H_0 \approx \frac{2550}{k} \frac{A_1}{A_2} \approx 2,2 \text{ Гс},$$

что находится в хорошем согласии с данными [7, 11].

Обратим внимание на одну особенность кривых на рис. 3. В области фаз $\sim 0,625-0,875$ фоновое поле близко к нулю, т. е. в этих фазах площади, занятые N- и S-полями, почти равны. Напряженность же ОМП при этом заметно отличается от нуля и равна $\sim -0,1$ Гс. Отсюда можно заключить, что напряженность областей, занятых S-полями, в среднем несколько больше (примерно на 10%), чем областей N-поля. Этот вывод может существенно зависеть от надежности проведения нулевой линии ОМП на рис. 3, однако независимые измерения ОМП в обсерватории Маунт Вилсон в 1970—1976 гг. показывают такую же асимметрию внутри периода $27^d,04$ для ОМП, что подтверждает реальность этого эффекта.

По-видимому, отмеченный выше факт отражает магнитную асимметрию Солнца, на которую ранее указывалось А. Б. Северным [14]; в частности, им было обнаружено, что в 1965 г. (в дни наблюдений) имелся повсеместный (по диску) небольшой перевес средних напряженностей S-полярности над средними напряженностями N-полярности (в целом, однако, магнитный разбаланс по диску определялся размерами площадей, занятых N- и S-полями).

Обратимся к рис. 2. Как видим, по материалам 1973—1976 гг. уверенно выделяется только один период около $27^d,15$. Для 1976—1978 гг. наиболее значимыми являются два периода: $26,75$ и $29^d,30$. Кроме того, вероятно, есть период $\geq 31^d$.

Появление новых периодов и уменьшение «старого» периода ($27^d,15$) можно интерпретировать следующим образом. На фазе спада активности 20-го цикла фоновые поля определялись структурами, находящимися на сред-

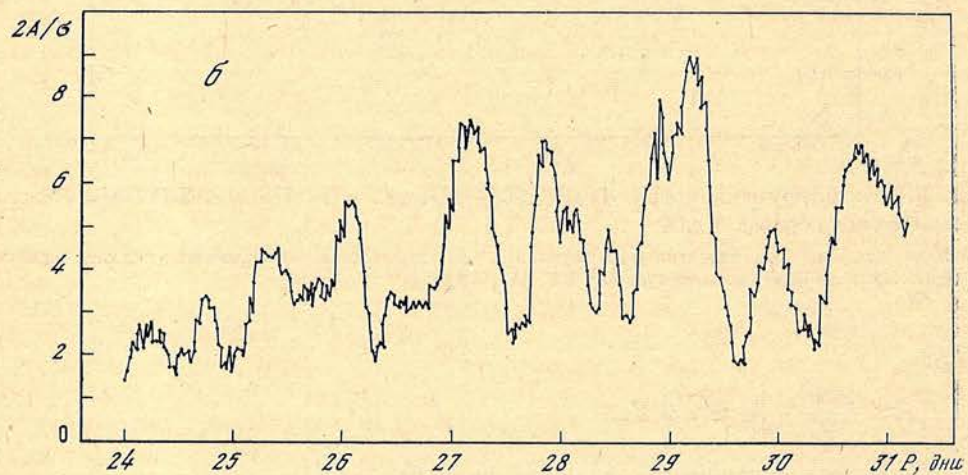
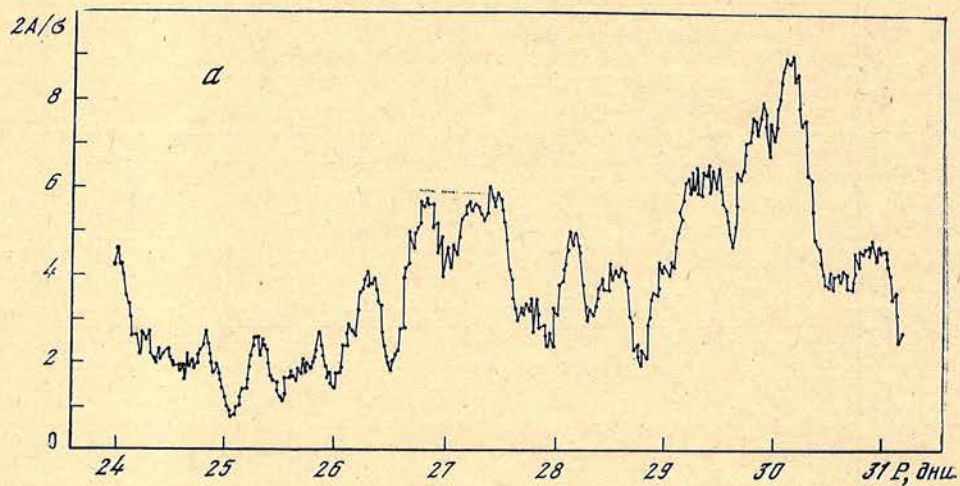


Рис. 4. То же, что на рис. 2 (1974—1978 гг.)

а — для N-полусферы, $n = 1273$; б — для S-полусферы, $n = 1273$

них широтах. С переходом к новому, 21-му, циклу структуры старого цикла все больше смещались к экватору, что соответствует уменьшению периода обращения, а на высоких широтах образуются структуры нового цикла, период обращения которых должен быть заметно длиннее.

Если обратиться к результатам определения дифференциального вращения по различным образованиям в атмосфере Солнца [15], то (синодические) периоды вращения, равные 27,15; 26,75 и 29^d,30, и соответствующие им угловые смещения: 13,26; 13,46 и 12°,29 (в сутки) для фотосферных магнитных полей и волокон относятся к широтам 45, 40 и 60°.

4. Фоновые поля в N- и S-полусферах Солнца

Рассмотрим теперь результаты, полученные при изучении фоновых полей отдельно в каждой полусфере. На рис. 4 представлен «спектр мощности» (точнее, распределение $2A/\sigma$ в зависимости от периода) фоновых полей для N- и S-полусфер. Оба графика построены по материалам 1974—1978 гг.

Картина здесь более сложная, чем для всего диска. Прослеживаются несколько периодов различной значимости. Тем не менее периоды, близкие к 27 и 29 дням, видны на обоих графиках. Почти все максимумы на графике для S-полусферы оказываются сдвинутыми на $\sim 0,2$ дня влево, т. е. всем

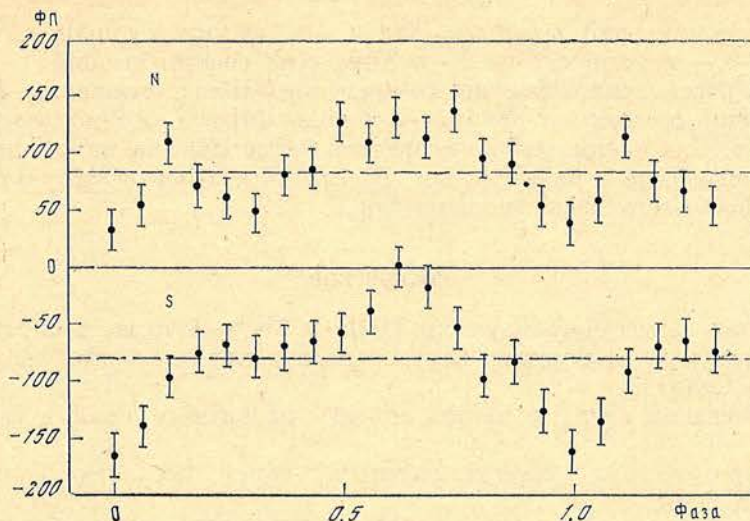


Рис. 5. Средние кривые изменения с периодом $27^d,04$ фонового поля N-полусферы (вверху) и S-полусферы (внизу) для интервала 1974—1978 гг.

По горизонтальной оси нанесена фаза периода $27^d,04$; вертикальными черточками указаны ошибки $2\sigma (\pm\sigma)$. Нулевая фаза соответствует 08^h УТ 1.I 1974 г.

значимым периодам P_N в N-полусфере (кроме $P_N = 26^d,85$) есть соответствующие периоды $P_S \approx P_N - 0^d,2$ в S-полусфере. (Правда, относительная значимость этих периодов в обеих полусферах различна.) Т. е. в южном полушарии структуры вращаются несколько быстрее, чем в северном, что может соответствовать различному широтному распределению структур (в среднем в S-полушарии структуры должны располагаться ближе к экватору).

Отдельно по полушариям средние кривые изменения ФП с периодом $27^d,04$ для 1974—1978 гг. показаны на рис. 5. Напомним, что мы предполагаем $\alpha \text{ r}i0i H_0 = \text{const}$ всюду в фотосфере. Поэтому фактически обе эти кривые должны отражать поведение ОМП отдельно по полусферам. Отсюда вытекает важный вывод о том, что в рассматриваемый период времени общее поле Солнца было преимущественно положительным ($\sim +0,14$ Гс) в N-полусфере и преимущественно отрицательным ($\sim -0,14$ Гс) в S-полусфере-

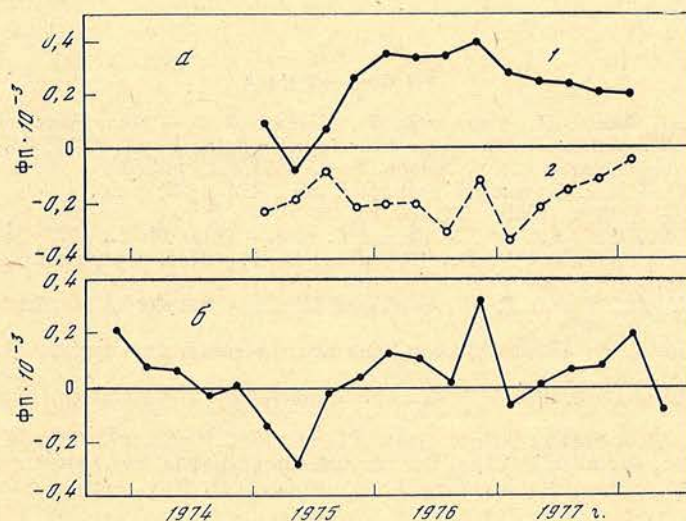


Рис. 6. Кривые изменения фонового поля
 а — отдельно по полушариям (кривая 1 — для N-полушария, 2 — для S-полушария); б — для всего диска. Точками нанесены среднеквартальные значения ФП

Знак этой асимметрии такой же, как и для полярного поля в эти годы («+» и «-» — полярности на N- и S-полюсах соответственно).

Теперь рассмотрим изменение со временем ФП по полушариям. На рис. 6 представлены средние за квартал величины ФП в N- и S-полусфере и для всего диска. Как видим, только в середине 1975 г. фоновое поле N-полусферы и всего диска было отрицательным. В остальные периоды результирующее фоновое поле всего диска положительно.

Заключение

На основе совместного изучения ОМП за 1968—1976 гг. и ФП за 1973—1978 гг. получены следующие характеристики крупномасштабного магнитного поля Солнца.

1. Определена средняя напряженность магнитного поля в фотосфере: $\sim 2,2$ Гс.
2. Напряженность областей, занятых S-полем, несколько больше, чем областей N-поля.
3. Основной период обращения ОМП и ФП в 1973—1976 гг. был 27,04—27^d,15. В 1976—1978 гг. по ФП наблюдаются два периода: 26,75 и 29^d,30. Это можно интерпретировать как смещение крупномасштабных структур магнитного поля старого 11-летнего цикла к экватору и появление высокоширотных структур нового цикла.
4. Получено, что ФП в N-полусфере в среднем положительно ($\sim + 0,14$ Гс), а в S-полусфере — отрицательно ($\sim -0,14$ Гс). Это свидетельствует о том, что дипольное крупномасштабное поле Солнца простирается на широты ниже 60°.
5. В южном полушарии все структуры вращаются несколько быстрее, чем в северном, что может быть, если в S-полушарии структуры расположены ближе к экватору, чем в N-полушарии.
6. Получено изменение ФП по полусферам и по всему диску с 1974 по 1978 г.

Авторы признательны академику А. Б. Северному за обсуждение работы, Р. Говарду и Ф. Шереру за предоставление измерений ОМП, выполненных в обсерваториях Маунт Вилсон и Станфорд, а также приносят искреннюю благодарность Н. Райковой, С. Бондаренко, Г. Смирновой за помощь в обработке материала.

Декабрь 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Severny A., Wilcox J. M., Scherrer P. H., Colburn D. S.* — Solar Phys., 1970, 15, p. 3.
2. *Scherrer P. H., Wilcox J. M., Kotov V. A. et al.* — Solar Phys., 1977, 52, p. 3.
3. *Severny A. B.* — Quart. J. Roy. Astron. Soc., 1971, 12, p. 363.
4. *Огирь М. Б.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1978, 58, с. 26.
5. *Severny A.* — Nature, 1969, 224, p. 53.
6. *Scherrer P. H., Wilcox J. M., Svalgaard L. et al.* — Solar Phys., 1977, 54, p. 353.
7. *Котов В. А., Степанян Н. Н., Щербакова З. А.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 56, с. 75.
8. *Duvall T. L., Jr., Wilcox J. M., Svalgaard L. et al.* — Stanford Univ. Inst. Plasma Res. Rep., 1977, N 700.
9. *Мак-Интош П. С.* Наблюдения и прогноз солнечной активности, М.: Мир, 1976, с. 43.
10. Solar-Geophys. Data, 1973—1978, U.S. Department of Commerce, (Boulder, Colorado, U.S.A.).
11. *Scherrer P. H.* — Stanford Univ. Inst. Plasma Res. Rep., 1973, N 554.
12. *Котов В. А., Демидов М. Л.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1980, 61, с. 3.
13. *Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.* — Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1978, 183, p. 61.
14. *Северный А. Б.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1968, 38, с. 3.
15. *Howard R.* — Publ. Astron. Soc. Pacific, 1974, 83, p. 550.

УДК 523.746

**ИЗМЕНЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ
В ПЯТНАХ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ McMath 14943
12—19 СЕНТЯБРЯ 1977 г.**

Э. А. Барановский, Н. Н. Степанян

Получены эмпирические модели для 20 ядер солнечных пятен. Пять из этих моделей представляют развитие одного пятна за период 8 дней. Модели рассчитаны по крыльям линий K Ca II и D₂Na I. Показано, что метод расчета моделей пятен по крыльям указанных линий позволяет с достаточной надежностью определять плотность в пятне (число атомов водорода в 1 см³). Получено, что при развитии пятна плотность в нем сначала убывала, а температура менялась мало, затем начался рост как температуры, так и плотности. Плотность менялась в пределах почти одного порядка. В общем большие темные пятна обнаруживают тенденцию иметь более низкую плотность.

The Change of the physical conditions in the sunspots of active region McMath 14943 in September 12—19 1977, by E. A. Baranovsky and N. N. Stepanyan. — The empirical models are obtained for 20 sunspot umbras. Five of these models represent the development of one spot for the 8 day period. The models are derived from the wings of K Ca II and D₂ Na I lines. It is shown that the method of the sunspot models calculation using the wings of above mentioned lines permits the derivation of spot density with agreeable accuracy. For the developing spot it is found that at first the temperature has been scarcely changing, but the density has been decreasing; then both temperature and density is increasing. The density has been changing in the ranges of nearly one order. In general the large dark spots reveal a tendency of having lower density.

Мы продолжаем серию статей [1—3] по созданию единой методики определения физических условий в различных элементах солнечной активности с целью изучения эволюции активных областей.

На материале наблюдений активной области McMath 14943 в сентябре 1977 г. опробован новый метод построения модели пятна по одновременно получаемым контурам линий H_α, K Ca II и D₂Na I.

Наблюдения

В сентябре 1977 г. на БСТ-2 (диаметр главного зеркала 45 см, $f = 21$ м) в Крымской астрофизической обсерватории проводились спектральные наблюдения активной области McMath 14943 по международной программе КАПГ. Результаты наблюдений этой области всеми участниками программы опубликованы в [4].

Активная область McMath 14943 была самой большой областью нового цикла. За время прохождения по диску она дала 5 протонных вспышек (2 эллиптические и 3 на диске). В первые дни после выхода из-за лимба в ней была δ-конфигурация. 14.IX основные пятна разной полярности разделились, но в хвостовом пятне δ-конфигурация сохранилась. Вся группа в целом и головное пятно отдельно характеризовались аномально большим вращением, наблюдавшимся до 16.IX. В сантиметровом диапазоне радиоизлучения над областью наблюдалось несколько источников с различным изменением во времени спектра и поляризации. Аномально низкое излучение в метровом

диапазоне свидетельствовало о расположении корональной конденсации в нижних слоях короны.

Нами проводилось фотографирование спектров отдельных разрезов активной области с 10 по 21.IX. Одновременно на один и тот же кадр пленки (13×18 см) фотографировались спектры в области H_{α} , D_2Na I (III порядок) и K Ca II (V порядок спектра, дисперсия 0,3 Å/мм). Одна серия наблюдений состояла из 15—20 разрезов активной области. Обычно получались 2—3 серии спектров за день, если позволяла погода.

Фотометрическая обработка спектров

При фотометрировании контуров линий H_{α} , D_2Na I и K Ca II в пятнах и невозмущенной фотосфере высота щели фотометра выбиралась равной приблизительно $1/3$ величины наименьшего из изучаемых ядер пятен на спектре. Таким образом, наши результаты будут относиться к средним значениям плотности и температуры в центральных частях тени пятен. По таким измерениям мы ничего не можем сказать о тонкой структуре тени пятна и не будем рассматривать двухкомпонентные модели.

Для определения контраста пятен были сделаны фотометрические разрезы поперек дисперсии.

Контуров линий в невозмущенной фотосфере сравнивались с данными других авторов. В частности, хорошее согласие наших контуров линии K получается с результатами [5—7].

По спектрам края Солнца был определен ход рассеянного света с длиной волны. С $\lambda 6560$ до 4300 Å он почти не меняется, а затем довольно резко возрастает. У $\lambda 3930$ Å рассеянный свет примерно в 2 раза больше, чем у $\lambda 6560$ Å. Величина рассеянного света для каждого пятна определялась по контуру H_{α} , о чем будет сказано ниже.

Вычисления

Для получения моделей пятен мы изучаем контуры крыльев линий K Ca II, D_2Na I и H_{α} . При расчете теоретических контуров мы используем то обстоятельство, что крылья сильных линий образуются в тех слоях, где оптическая глубина в центре линий много больше единицы (10^3 — 10^6). В этих условиях функция источников S практически равна функции первичных источников B в уравнении

$$S(t) = (1 - \varepsilon) \int K(|t - t'|) S(t') dt' + \varepsilon B, \quad (1)$$

($1 - \varepsilon$) — вероятность выживания кванта при рассеянии, K — ядро уравнения. Величина B для рассматриваемых линий в нашей задаче оказывается равной функции Планка (с локальной температурой).

Расчеты контуров крыльев сводятся теперь к вычислению интенсивности выходящего излучения по формуле

$$I_{\nu} = \int_0^{\infty} [S(t) \varphi_{\nu}(t) + r(t) B(t)] \exp \left[- \int_0^t [\varphi_{\nu}(t) + r(t)] \frac{dt}{\mu} \right] \frac{dt}{\mu}, \quad (2)$$

где $S(t) = B(t)$, t — оптическая глубина в центре линии, φ_{ν} — профиль коэффициента поглощения в линии с нормировкой $\varphi_{\nu_0} = 1$, $r(t)$ — отношение коэффициента непрерывного поглощения к коэффициенту поглощения в центре линии, $\mu = \cos \theta$.

Источники непрерывного поглощения — отрицательные ионы водорода и нейтральные атомы Mg и Si. Последние дают вклад порядка нескольких процентов.

Ионизация Na рассчитывается для двухуровневой модели атома с полем излучения, соответствующим эффективной температуре пятна.

Коэффициенты непрерывного поглощения вычислены для H^- по [8] ($\lambda = 5000 \text{ \AA}$):

$$k_\lambda (H^-) = n_e p_e [3,14 \cdot 10^{-2} + 0,2241\Theta - 0,0113\Theta^2 + 1,175\Theta^{3/2} e^{1,726\Theta} (1 - e^{-2,88 \cdot 10^4/T})] \cdot 10^{26}, \quad (3)$$

$\Theta = 5040/T$, а для Mg I и Si I по [8, 9]; n_e, p_e — электронные концентрация и давление.

Для определения p_e рассчитывалась ионизация в предположении ЛТР атомов Si, Mg, Fe, Na, Ca, Al, S, H.

Коэффициенты поглощения в линиях D_2 и K — фойгтовские, с параметрами уширения для линии D_2 $\gamma_r = 6,5 \cdot 10^7$, $\gamma_{ст} = 1,66 \cdot 10^{-3} (T/5000)^{0,42} n_H$, для линии K $\gamma_r = 1,5 \cdot 10^8$, $\gamma_{ст} = 1,5 \cdot 10^{-8} (T/5000)^{0,3} n_H$, $\gamma_r, \gamma_{ст}$ — радиативные и столкновительные уширения соответственно.

Коэффициент поглощения в крыле H_α вычисляется как фойгтовский, но с учетом и штарковского уширения по [10], т. е. к величинам $\gamma_r, \gamma_{ст}$ прибавляется $\gamma_{шт}$:

$$\gamma_r = 9,97 \cdot 10^7, \quad \gamma_{ст} = 2,76 \cdot 10^{-7} n_H, \quad \gamma_{шт} = 4,0 \cdot 10^{-4} n_e;$$

n_H — количество атомов водорода в 1 см^3 .

Населенность второго уровня атома водорода n_2/n_1 вычисляется по формуле Больцмана (в фотосфере функция источников для L_α равна функции Планка).

Для проверки правильности предпосылки и вычислений мы сравнили теоретические контуры H_α, D_2 и K, вычисленные для модели невозмущенного Солнца [9], с наблюдаемыми [5—7] и получили хорошее согласие.

Сравнение теории с наблюдениями

Для определения физических условий в пятнах мы используем здесь в основном две линии — D_2 Na I и K Ca II. Третья линия — H_α служит главным образом для определения рассеянного света. Для самых больших пятен крылья H_α ($\Delta\lambda \geq 1,5 \text{ \AA}$) обусловлены практически полностью рассеянным светом.

Линии D_2 Na I и K Ca II зависят различным образом от температуры и плотности — это вызвано главным образом тем обстоятельством, что число атомов Ca II в пятне не меняется (почти весь кальций находится в состоянии Ca II), в то время как число атомов Na I сильно зависит и от температуры, и от плотности. Вследствие этого использование крыльев двух линий D_2 и K позволяет определить как температуру T (τ), так и плотность n_H (τ); n_H — количество атомов водорода в 1 см^3 , τ — оптическая глубина в непрерывном спектре. Таким образом, не нужно задавать величину градиента какой-либо из величин — T или n_H , как это приходится делать при использовании крыла только одной линии.

Вычисления показали, что контуры крыльев (соотношение интенсивностей для D_2 и K) довольно сильно зависит от плотности принятой модели. На рис. 1 показаны теоретические контуры для двух моделей (I, II), в одной из которых плотность в 6 раз больше, чем в другой. Ход температуры в моделях подобран таким образом, чтобы для линии D_2 Na I теория и наблюдения совпадали для обеих моделей. Как видно из рисунка, теоретические контуры линии K Ca II различаются при этом очень сильно — интенсивность изменяется в 1,4—1,6 раз. Такое изменение возможно измерить не только фотометрически, но и на фотоматериалах.

На рис. 2 показана зависимость интенсивности в крыле K Ca II ($\Delta\lambda = 8,5 \text{ \AA}$) от плотности моделей (при фиксированной интенсивности в крыле D_2 Na I ($\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$)). С помощью набора таких графиков можно находить плотность быстро, но не очень точно. Для точного определения модели, т. е. величины T (τ) и n_H (τ), делается постепенный подбор значений T (τ) и n_H (τ) таким образом, чтобы в конечном итоге получить совпадение теоретических и наблюдаемых контуров как для линии D_2 , так и для K. В этой процедуре

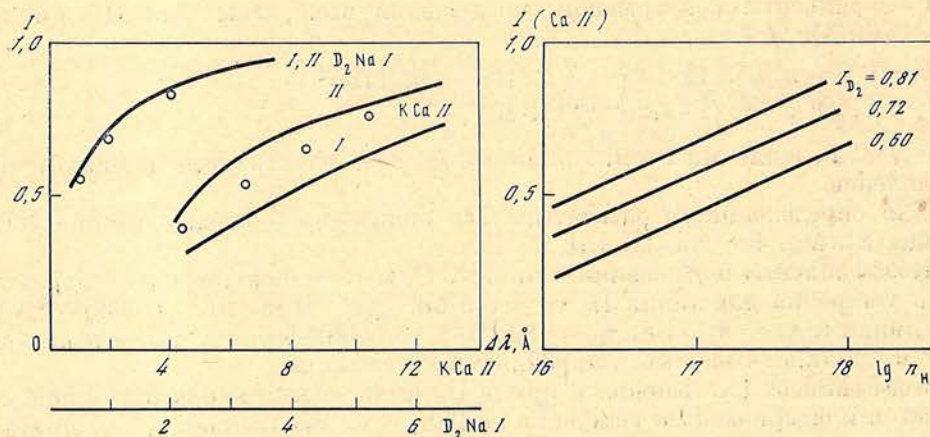


Рис. 1. Влияние плотностей моделей на контуры крыльев D_2Na и $K Ca II$
 Сплошные линии: I — низкая плотность, II — высокая плотность. Кружки — наблюдения

Рис. 2. Зависимость интенсивности I ($\Delta\lambda = 8,5 \text{ \AA}$) в крыле $K Ca II$ от плотности модели (на $\tau_{0,5} = 0,2$) для пятен с контрастом 0,2 и при фиксированном значении интенсивности I_{D_2} ($\Delta\lambda = 1,0 \text{ \AA}$) в крыле $D_2 Na I$

подбора модели сначала для какой-то заданной плотности находится такой ход $T(\tau)$, чтобы для одной линии (D_2 или K) теоретический контур крыла совпадал с наблюдаемым. Для одной линии это всегда возможно сделать. Если при этом теоретический контур второй линии не соответствует наблюдениям, то мы берем другой ход плотности $n_H(\tau)$ и повторяем подбор $T(\tau)$. И так до тех пор, пока не получим согласие теории с наблюдениями для обеих линий. Изменяя как величину температуры и плотности, так и градиент этих параметров, можно добиться хорошего согласования контуров на некотором интервале длин волн. Теоретические контуры H_α служат при этом для того, чтобы с их помощью и с помощью наблюдаемых контуров H_α находить рассеянный свет и исправлять наблюдаемые контуры D_2 и K на каждом шаге вычислений. Рассеянный свет находим по формуле

$$\alpha = \frac{I'_\Pi - I_\Pi}{I_\Phi - I'_\Pi}, \quad (4)$$

I'_Π , I_Π , I_Φ — интенсивности соответственно наблюдаемые и теоретические в пятне и наблюдаемая в фотосфере для какой-то длины волны.

Модели должны, кроме того, давать правильную величину контраста пятна для трех длин волн (вблизи линий H_α , D_2 и K). Сравнение теоретических и наблюдаемых величин контраста показало, что в области $K Ca II$ нет дополнительного поглощения в непрерывном спектре, т. е. поглощение определяется только ионами H^- . Наличие в этой области дополнительного поглощения увеличило бы здесь контраст пятна, но этого не наблюдается.

Результаты изучения пятен

Мы рассчитали таким образом модели для 20 пятен. Для каждого из них был определен ход $\lg n_H$ и T с $\tau_{0,5}$. На рис. 3 представлены эти кривые для наиболее стабильного ядра головного пятна группы для разных дней наблюдения. Как видно на этом рисунке, с 12 по 15.IX в пятне плотность день ото дня уменьшалась. А к 17.IX плотность в нем выросла на порядок. Градиент плотности несколько уменьшился к 17.IX. Температура 12—15.IX практически не менялась, а 17—19.IX заметно уменьшился градиент температуры.

На рис. 4 нанесены кривые изменения плотности и температуры с глубиной для 7 ядер 19.IX (номера ядер обозначены цифрами на графике справа).

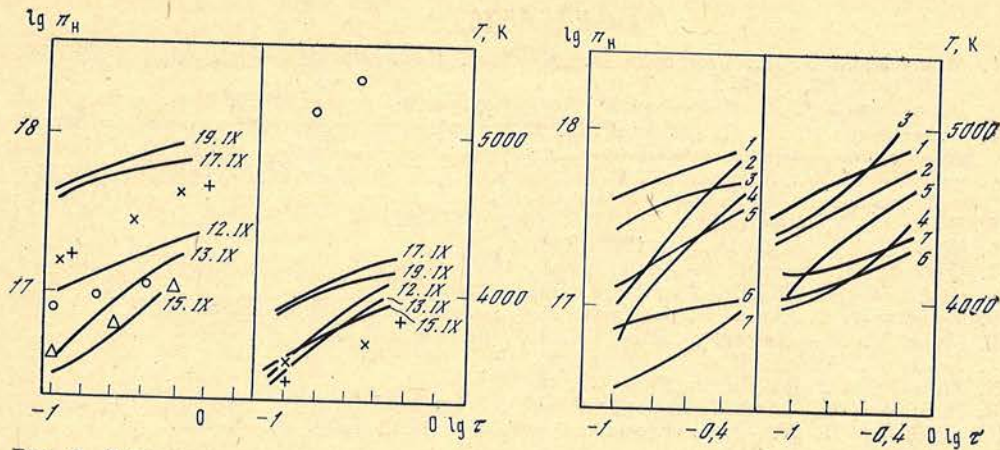


Рис. 3. Изменение температуры и плотности с развитием головного пятна с 12 по 19.IX 1977 г.

Кружки — для невозмущенной фотосферы, треугольники — расчеты для пятна по [11], прямые крестики — по [12], косые крестики — по [13]

Рис. 4. Температура и плотность для разных пятен, наблюдавшихся 19.IX 1977 г.

Ядра 2, 4, имеющие наибольший градиент плотности, возникли 19.IX. Остальные ядра наблюдались и ранее. Из них 1, 6, 7 — устойчивые ядра, 3, 5 — крупные ядра, заметно меняющиеся день ото дня.

Рассмотрение графиков, приведенных на рис. 3 и 4, а также всех остальных полученных нами графиков такого типа позволяет сделать некоторые выводы.

1. Среди рассмотренных нами пятен и остальных ядер, входящих в одну полутьнь, были пятна как более плотные, чем невозмущенная фотосфера, так и более разреженные. Как правило, более разреженные — большие ядра и отдельные пятна.

2. В большинстве случаев при изменении τ от 0,3 до -1 $\lg n_H$ уменьшается на 0,3—0,4. Существенно больший градиент наблюдался в трех случаях. На рис. 3 ядро головного пятна по наблюдениям 13.IX имело большой градиент. В этот день оно резко выросло и начался его выход из δ -конфигурации. Еще больший градиент имеют два ядра (2 и 4) из представленных на рис. 4. Как уже говорилось выше, это были молодые ядра, существующие всего второй день. Таким образом, среди рассмотренных нами пятен наибольший градиент плотности был у развивающихся пятен.

3. Тот же вывод можно сделать и о ходе температуры. Чем стабильнее пятно, тем меньше градиент температуры в нем.

Вывод о том, что с развитием пятна градиент температуры в нем уменьшается, был получен в [14] при изучении пятен методом кривых роста.

Таким образом, мы можем сказать, что нет единой модели пятен. Споры о том, что пятно плотнее или разреженнее невозмущенной атмосферы, по-видимому, не имеют смысла.

В заключение отметим, что примененный нами метод построения модели пятна по контурам D_2 Na I и K Ca II и контрасту пятна в непрерывном спектре на трех длинах волн с учетом рассеянного света по H_α вполне оправдал себя. Он более чувствителен к изменению плотности в пятне, чем применявшиеся ранее методы определения моделей по линии D_2 Na I и зеленому триплету Mg I.

Авторы приносят искреннюю благодарность Н. И. Райковой за помощь в обработке данных.

Декабрь 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. Барановский Э. А., Степанян Н. Н.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 55, с. 14; 1978, 60, с. 135.
2. Барановский Э. А., Степанян Н. Н. — Солнечные данные, 1976, № 4, с. 92.
3. Барановский Э. А., Степанян Н. Н. Возникновение и эволюция активных областей на Солнце. М.: Наука, 1976, с. 31.
4. Коробова Э. Б., Кулешова К. Ф., Самтаров И. С. и др.— Труды IX консультативного совещания по физике Солнца, 1978.
5. White O. R.— *Astrophys. J.*, 1964, 139, p. 1340.
6. Waddel J.— *Astrophys. J.*, 1962, 136, p. 223.
7. Write O. R., Suemoto Z.— *Solar Phys.*, 1968, 3, p. 523.
8. Gingerich O.— *Smiths. Astrophys. Obs.*, 1964, 167, p. 17.
9. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R.— *Astrophys. J. Suppl.*, 1976, 30, N 4.
10. Griem H. R.— *Astrophys. J.*, 1960, 132, p. 883.
11. Fricke K., Elsässer H.— *Z. Astrophys.*, 1965, 63, S. 35.
12. Zwaan C.— *Solar Phys.*, 1974, 37, p. 99.
13. Hepoux J. C.— *Astron. Astrophys.*, 1969, 2, p. 288.
14. Степанян Н. Н.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 35, с. 166.

УДК 523,75

**О СВЯЗИ МЕЖДУ ИЗМЕНЕНИЯМИ
ЯРКОСТИ ВОДОРОДНЫХ ФЛОККУЛОВ
В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА СОЛНЦЕ**

М. Б. Огирь

Исследовано изменение яркости водородных флоккулов в семи группах пятен, принадлежащих пяти активным областям. Наблюдения выполнены на коронографе КГ-1 Крымской обсерватории в 1974 и 1977 гг.

Показано, что существуют корреляции в изменениях яркости флоккулов, расположенных в областях растущего магнитного поля. Это наблюдалось во флоккулах как одной группы пятен, так и разных групп, удаленных друг от друга на расстояние до $27 \cdot 10^4$ км. В уже развитых областях корреляции в основном прослеживаются лишь в пределах одной группы и лучше всего выражены при вспышках. Степень корреляции яркостей меняется при эволюции активных областей. По наблюдениям в течение трех дней была замечена хорошая корреляция яркостей всех флоккулов в области, где происходил рост магнитного поля, и ухудшение корреляций, которое можно объяснить или ослаблением поля при естественной эволюции активной области, или воздействием мощной вспышки. Наличие синхронных изменений яркости в областях, где происходил рост магнитного поля, возможно, свидетельствует об одновременном выносе магнитного поля или его возмущений в хромосферу.

ON THE H_{α} PLAGE BRIGHTNESS VARIATIONS RELATIONSHIP IN SOLAR ACTIVE REGIONS, by *M. B. Ogir*.— The variations of brightness in seven spot groups belonging to five active regions are discussed. The observations were made on the Crimean observatory coronagraph in 1974 and 1977.

The correlation in brightness variations of plages situated in the regions of growing magnetic field was obtained. This was observed in the plages of one spot group as well as in the different groups removing on about $27 \cdot 10^4$ km. In developed groups correlations are mainly seen within a spot group and they are expressed better during flares. The correlations of brightnesses are changing during the active region evolution. Three days observations showed good brightness correlations of all plages in the growing magnetic field region and their decrease that can be explained by the field weakening in the time of natural active region evolution or by the strong flare influence. The existence of the simultaneous variations of brightness in the regions with the growing magnetic field speaks in favour of the simultaneous carrying-out of magnetic field or its disturbances into the chromosphere.

Известно, что яркости флоккулов тесно связаны с величиной магнитного поля. Так, например, согласно [1] яркость флоккулов в среднем растет с увеличением напряженности поля (до достижения значений 200—300 Гс). В [2] было отмечено наличие в растущих группах пятен периодических сильных флуктуаций яркости флоккульных узелков, которые уже не наблюдались в сформировавшихся группах.

Изучение связей между изменениями яркости ряда флоккулов в активной области могло бы дать дополнительную информацию о ее развитии.

Многими авторами показано, что существует физическая связь между довольно далеко отстоящими друг от друга активными областями на Солнце. Так, в [3] такая связь была замечена по волокнам тонкой хромосферной структуры, соединяющим области магнитных полей противоположной по-

Таблица 1

Дата наблю- дения	Номер груп- пы по болле- тено «Солнеч- ные данные»	Дата прохож- дения группы через П. М.	Координаты на П. М.		Максимальная площадь груп- пы в млн. до- лях полу сфе- ры	Число иссле- дованных флоккульных узлов	Интервал наблюдения	Примечания о группе в день наблю- дения
			ϕ	λ				
5.VI 1974 г.	83	9,41 VI	+5°,0	125°5	158 (9.VI)	6	1) 8 ^h 52 ^m —9 ^h 50 ^m 2) 10 07 —11 09	Второй день после появ- ления пятен. Группа раз- вивается
	85	7,8 VI	-13,0	142,5	16 (6.VI)	3	1) 8 52 — 9 50 2) 10 07 —11 09	За 1 день до появления очень мелких пятен. Груп- па разви- вается
7.VII 1974 г.	95	4,5 VII	-17,0	149,0	98 (1.VII)	3	1) 8 40 —10 40 2) 16 04 —17 03	Максимум развития
	96	3,9 VII	-14,0	156,5	1334 (5.VII)	6	— » —	Максимум развития
	98	6,0 VII	-13,5	129,0	120 (6.VII)	3	— » —	Максимум развития; еще есть рост поля в цент- ре группы
16.IX 1977 г.	98	14,9 IX	+17,0	206,0	236 (14.IX)	7	6 42—7 59	Максимум развития
	99	15,6 IX	+ 8,5	197,0	975 (18.IX)		— » —	Максимум развития
18.IX 1977 г.	98	(см. выше)				8	6 04—8 30	Максимум развития
	99	(см. выше)				7	— » — 10 58—13 10	Максимум развития На спаде развития
19.IX 1977 г.	98	(см. выше)					— » —	Максимум развития
	99	(см. выше)						На спаде развития

лярности на расстояниях до 300 000 км. В [4] указывается, что рентгеновская эмиссия от активных областей на Солнце имеет вид петель или аркад петель, очерчивающих силовые линии магнитного поля и охватывающих по длине от 60 000 до 520 000 км. Нами делается попытка выявить с помощью фото-метрической обработки наблюдений наличие связей между яркостями флоккулов, расположенных как в пределах одной группы пятен, так и в разных группах. С этой целью был профотометрирован ряд флоккулов в семи группах пятен, принадлежащих пяти активным областям (см. табл. 1). Зарисовки этих областей с указанием измеренных узлов представлены на рис. 1 (а — д).

Изучение яркости флоккулов проводилось по кинофильмам, полученным на коронографе Крымской обсерватории в линии H_{α} при хороших изображениях. Выбиралось одно и то же место флоккула, и измерялась его максимальная яркость $I_{\text{фл}}$ по отношению к соседней невозмущенной хромосфере $I_{\text{н.д.}}$. При изучении событий 1974 г. щель фотометра вырезала из изображения флоккула площадку, соответствующую размерам $2",6 \times 2",6$ на Солнце, а для событий 1977 г. — $1",8 \times 1",8$.

На рис. 2 (а — д) представлены фрагменты построенных фотометрических кривых для большинства изученных флоккулов. Стрелками отмечены те колебания яркости, которые наблюдаются одновременно в нескольких узлах. Корреляции между изменениями яркости каждой пары флоккулов вычислялись в основном при сдвиге во времени k , равном одной минуте (для событий 19.IX сдвиг был равен 2 мин). Расчеты были выполнены на ЭВМ ЕС-1020. Рассматривались лишь те максимумы, где коэффициент корреляции r превосходил табличные значения r' для уровня значимости 0,02.

Представленные на рис. 1, а группы пятен 83 и 85 (5.VI 1974 г.) являются молодыми, развивающимися. Они расположены на расстоянии примерно

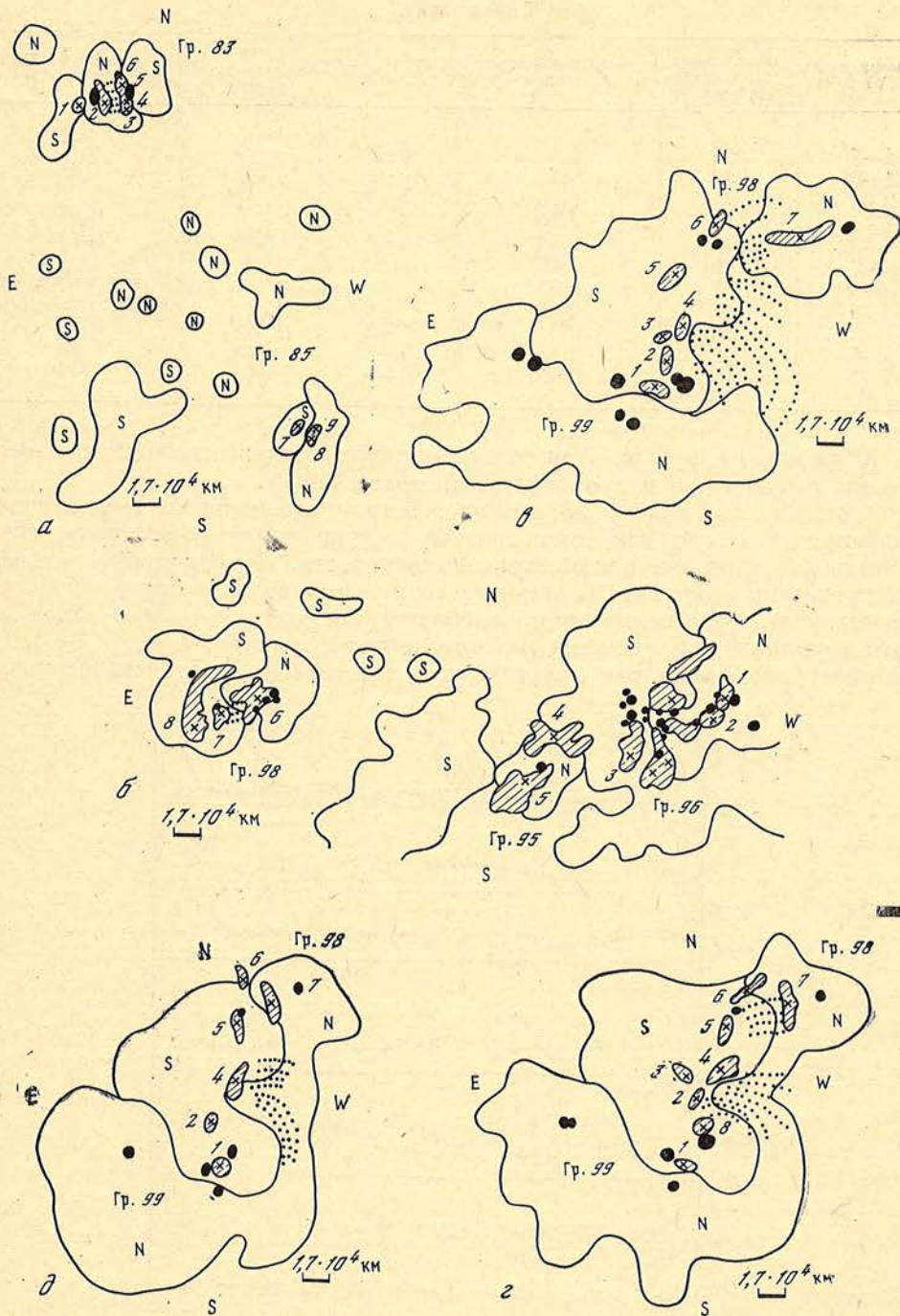


Рис. 1. Зарисовки активных областей

a — 5.VI 1974 г. Контуры магнитных полей даны по наблюдениям обсерватории Маунт Вилсон [5] 5.VI 15,45—16^h,88 UT.

б — 7.VII 1974 г. Контуры магнитных полей — по наблюдениям обсерватории Маунт Вилсон [8] 6.VII 22,00 — 23^h, 45 UT

в — 16.IX 1977 г. Контуры магнитных полей — по наблюдениям обсерватории Маунт Вилсон [9] 15.IX 17,37—18^h,93 UT.

г — 18.IX 1977 г. Контуры магнитных полей по наблюдениям обсерватории Маунт Вилсон [9] 17.I 18,96 — 20^h,01 UT.

д — 19.IX 1977 г. Контуры магнитных полей — по наблюдениям обсерватории Маунт Вилсон [9] 18.IX 17,68 — 19^h,79 UT.

Обозначения: зачерненные участки — пятна, площадки с номерами — флоккулы, крестом отмечено место измерения яркости; пунктир — волокна; тонкие сплошные линии — контуры магнитных полей

Таблица 2

Номера узлов (5.VI 1974)	Расстояние между узла- ми, тыс. км	r (нулевой сдвиг во времени; $r'=0,30$)	Номера узлов (5.VI 1974)	Расстояние между узла- ми, тыс. км	r (нулевой сдвиг во времени; $r'=0,30$)
1-7	255	0,4	5-6	5	0,55
1-9	265	0,7	6-8	269	0,46
2-3	16	0,55	7-9	13	0,40
2-4	16	0,50	8-9	5	0,45
2-5	17	0,45	5-8	264	0,40
2-6	19	0,45			r
3-4	7	0,75			(сдвиг во времени 6 мин; $r'=0,32$)
3-5	17	0,66	3-9	243	0,51
3-6	22	0,5	4-9	248	0,45
4-6	261	0,6	6-9	265	0,40
4-5	14	0,76			

$25 \cdot 10^4$ км друг от друга и, судя по кинофильмам, соединены слабыми, клочковатыми флоккулами и хромосферными волоконцами.

Флоккулы 2-6 группы 83, расположенные у оснований системы арочных волоконцев, т. е. согласно [6] в области растущего магнитного поля, обнаружили довольно синхронные колебания яркости. Коэффициенты корреляции приведены в табл. 2. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что яркость узла 1, расположенного в области растущего S-поля в хвостовой части группы 83, практически не коррелирует с яркостями узлов 2-6. Но она обнаружила неплохую корреляцию с яркостью узла 9, расположенного

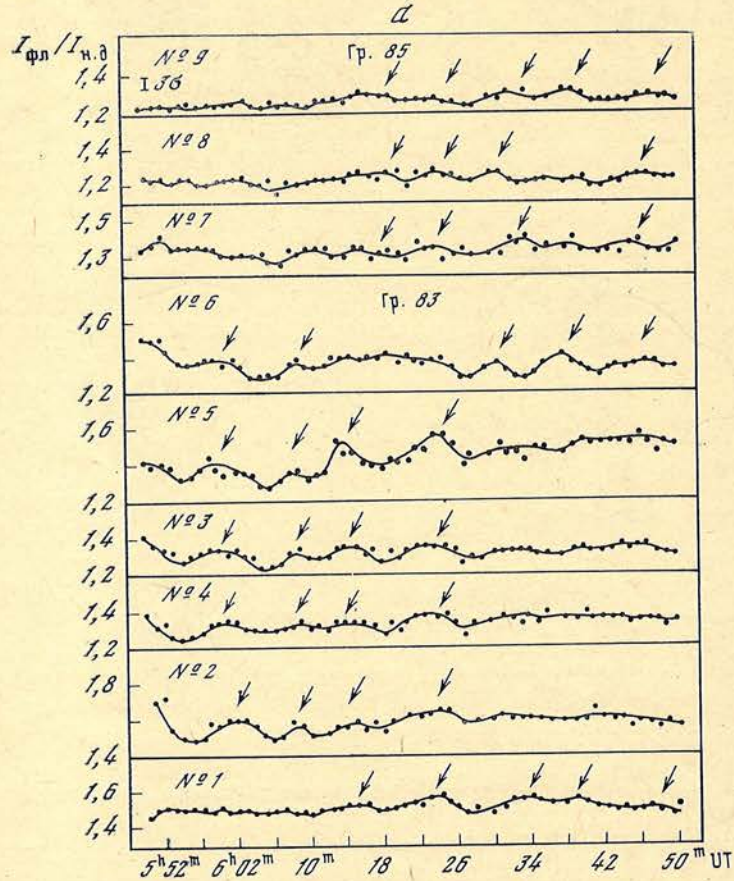
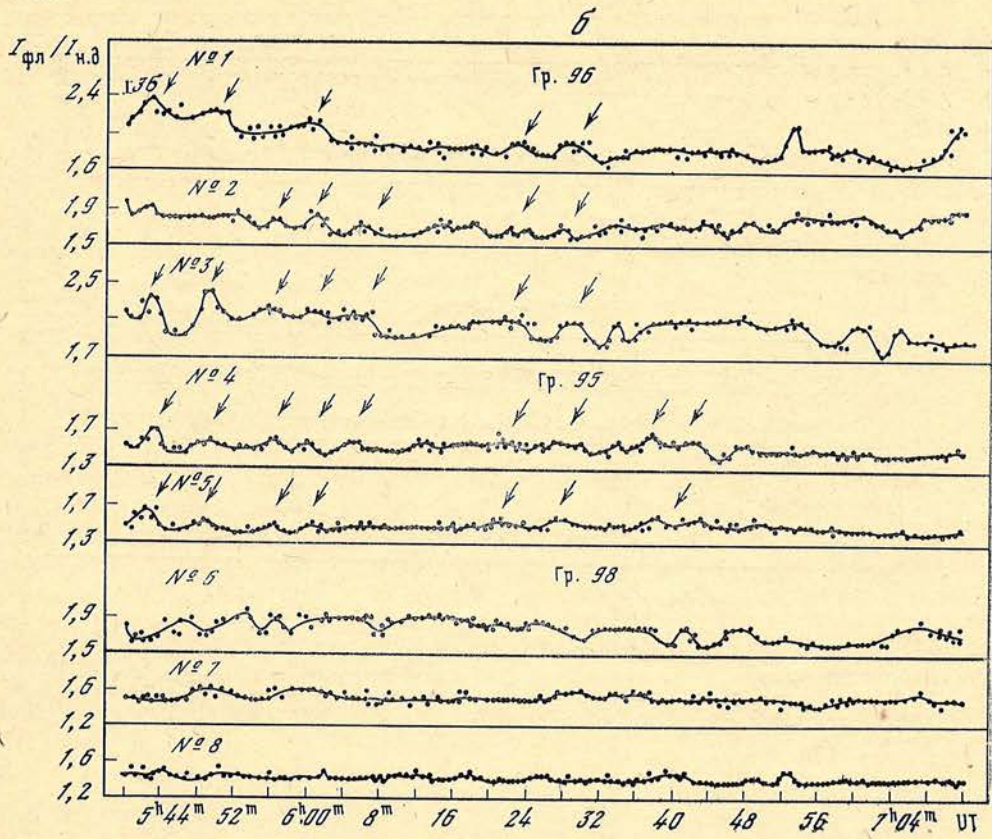


Рис. 2. Кривые изменения яркостей во флоккулах
а — 5.VI 1974 г.,



6 - 7 VII 1974 г.,

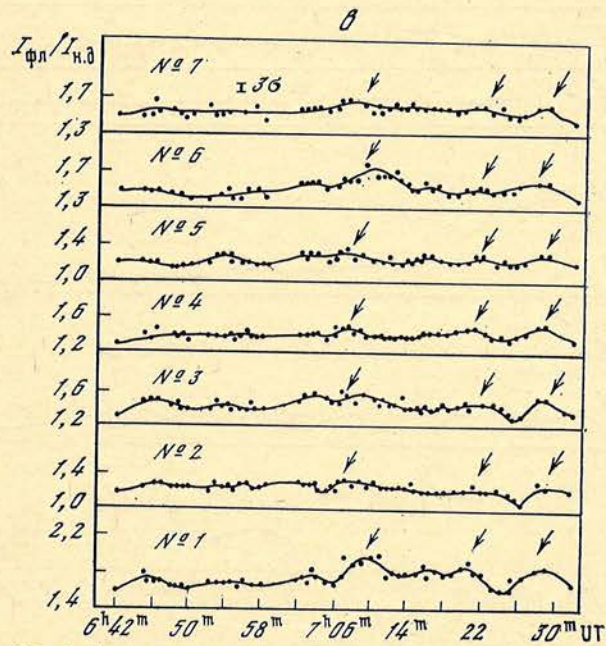


Рис. 2. (продолжение)

в - 16.IX 1977 г.,

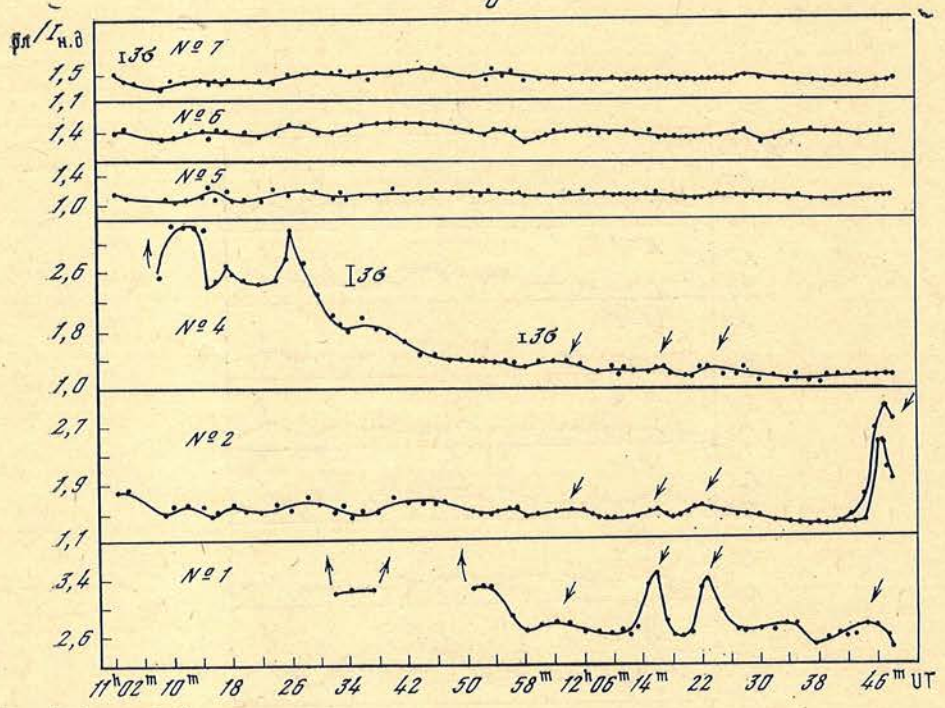
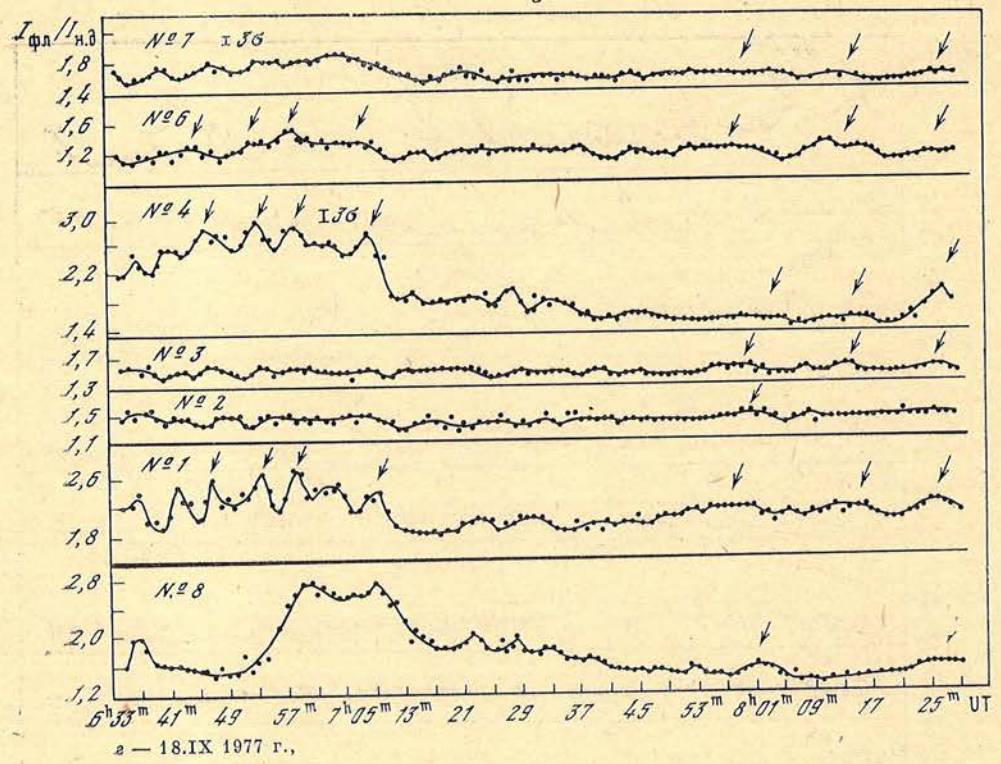


Рис. 2. (окончание)
 б — 19.IX 1977 г. Номера флоккулов соответствуют номерам рис. 1

в области растущего N-поля группы 85, и слабую корреляцию с яркостью узла 7 в области S-поля. Кроме того, некоторую корреляцию с яркостью узла 8 группы 85 показали узлы 5 и 6. Следует сказать, что намечается также корреляция со сдвигом во времени в яркостях нескольких флоккулов обеих групп. Так, яркость узла 9 коррелирует с яркостями узлов 3, 4, 6 при сдвиге в 6 мин (см. табл. 2), что можно объяснить распространением возбуждения из одной области в другую со скоростью примерно 740 км/с.

Для 2-го интервала наблюдений 5.VI (см. табл. 1) данные здесь не приводятся из-за ухудшения качества изображения. Однако можно отметить, что и в этот период имели место корреляции, аналогичные описанным.

Что касается маленькой группы 85, находившейся 5.VI в стадии образования пор, то хоть яркости флоккулов и их флуктуации были небольшими, но они, как и флоккулы группы 83, обнаружили сходство между собой. На рис. 3, а приведено несколько примеров кросс-корреляционных функций, вычисленных для событий 5.VI.

Таким образом, флоккульные узлы, расположенные в областях противоположной полярности в растущих группах пятен, показывают как одновременно, так и с некоторым сдвигом во времени изменения своих яркостей. Это может быть вызвано в одних случаях одновременным выходом магнитного поля в растущих группах пятен и в других случаях распространением возбуждения вдоль силовых линий магнитного поля.

Отмеченная связь яркостей флоккулов, расположенных в разных группах пятен, очень напоминает явление симпатических вспышек. По-видимому, природа этих явлений одна и та же. Следует заметить, что явление синхронных и сдвинутых по фазе изменений яркостей флоккулов, расположенных в разных активных областях, было отмечено ранее в [7].

Рассмотрим далее три группы пятен 7.VII 1974 г. Они расположены в двух активных областях и в отличие от предыдущего случая не являются недавно родившимися и еще растущими. Группы 95 и 96 принадлежат одной активной области (рис. 1, б), тесно связаны между собой флоккулами и волокнами и находятся в максимуме своего развития.

Группа 98 удалена от группы 96 примерно на $27 \cdot 10^4$ км. Это тоже уже развивающаяся группа, но в период наблюдения происходил еще рост поля в ее центральной части, о чем свидетельствовали арочные волокна, расположенные здесь. Обе активные области соединены между собой системой хромосферных волоконца и слабыми флоккулами.

Таблица 3

Номера узлов (7.VII 1974 г.)	Расстояние между узлами, тыс. км	r (нулевой сдвиг во времени; $r' = 0,2$)	Номера узлов (7.VII 1974 г.)	Расстояние между узлами, тыс. км	r (нулевой сдвиг во времени; $r' = 0,2$)
1—2	17	0,50	3—5	71	0,30
1—3	73	0,39	4—5	37	0,55
1—4	114	0,26	7—8	20	0,29
3—4	51	0,34	1—5	143	0,40

В группе 96 происходили поярчания и вспышки, которые сопровождалась поярчаниями флоккулов в группах 96 и 98, как об этом свидетельствуют фильмы, полученные в Крымской обсерватории в течение нескольких дней. На рис. 2, б представлена часть фотометрической обработки флоккулов этих групп за 7.VII 1974 г. Коэффициенты корреляции даны в табл. 3. Из графиков видно, что при поярчании ряд флуктуаций яркости происходил одновременно во флоккулах групп 95 и 96. Это же наблюдалось и при более поздней вспышке в группе 96 (графики здесь не приводятся).

Относительно удаленной группы 98 следует заметить, что утренние наблюдения (см. табл. 1) не выявили корреляций яркостей ее флоккулов (рис. 2, б). Но более поздние наблюдения обнаружили корреляцию изменений яркостей флоккулов 6 и 7 с коэффициентом корреляции 0,56. Если эти

синхронные колебания яркости обусловлены ростом магнитного поля, о чем свидетельствуют арочные волокна, то, возможно, непостоянство корреляций яркости здесь отражает дискретный характер выноса магнитного поля.

Интересно, что в случае событий 7.VII 1974 г. яркости флоккулов обеих активных областей не коррелировали между собой в оба интервала наблюдений в отличие от событий 5.VI 1974 г. Возможно, это различие обусловлено тем обстоятельством, что наблюдения 5.VI относятся к периоду одновременного роста магнитного поля в обеих группах пятен, а наблюдения 7.VII — в основном к периоду максимального развития групп, и это сказывается на связях между удаленными группами пятен.

Теперь рассмотрим большую активную область, наблюдавшуюся в сентябре 1977 г. Здесь на расстоянии примерно $1 \cdot 10^5$ км друг от друга располагались группы 98 и 99, тесно связанные между собой флоккулами и волокнами. Эта область была детально исследована в [10], где отмечено, что обе группы представляют собой единый комплекс. В западной части активной области к 18.IX развилось новое N-поле (см. рис. 1).

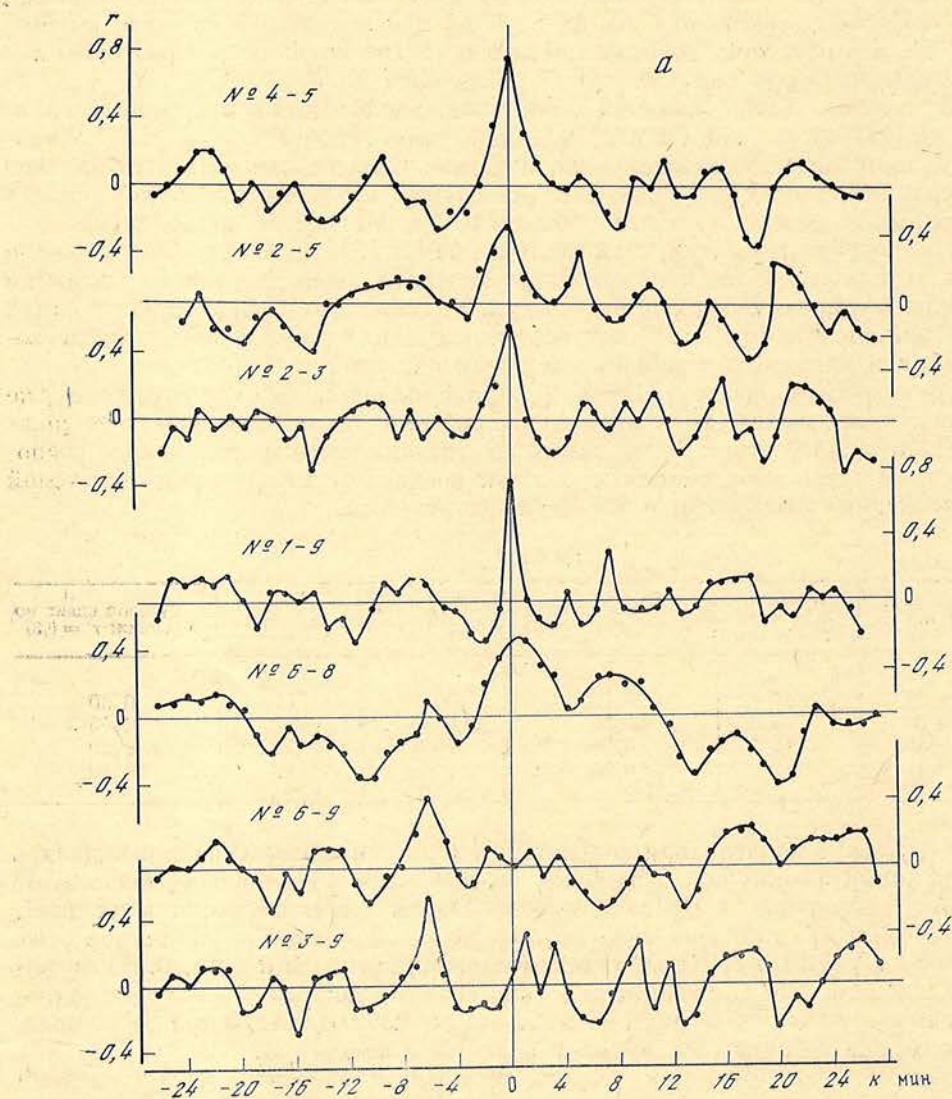


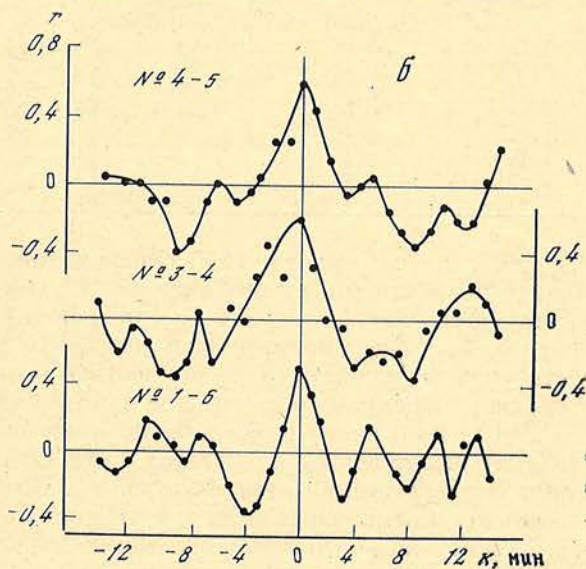
Рис. 3. Примеры кросс-корреляционных функций

а — 5.VI 1974 г.;

Для изучения были отобраны флоккулы, расположенные именно в этой части области. Они наблюдались 16, 18 и 19.IX. Небольшое поярчение 16.IX (начало в 7^h02^m) произошло одновременно во всех флоккулах (см. рис. 2, *в*). Флуктуации яркости неплохо коррелировали между собой. Коэффициенты корреляции приведены в табл. 4, примеры кросс-корреляционных функций показаны на рис. 3, *б*.

Таблица 4

Номера узлов (16.IX 1977 г.)	Расстояние между узла- ми, тыс. км	r (нулевой сдвиг во вре- мени; $r' = 0,44$)
1-6	114	0,51
3-4	12	0,60
3-5	41	0,51
4-5	42	0,60



б — 16.IX 1977 г.;

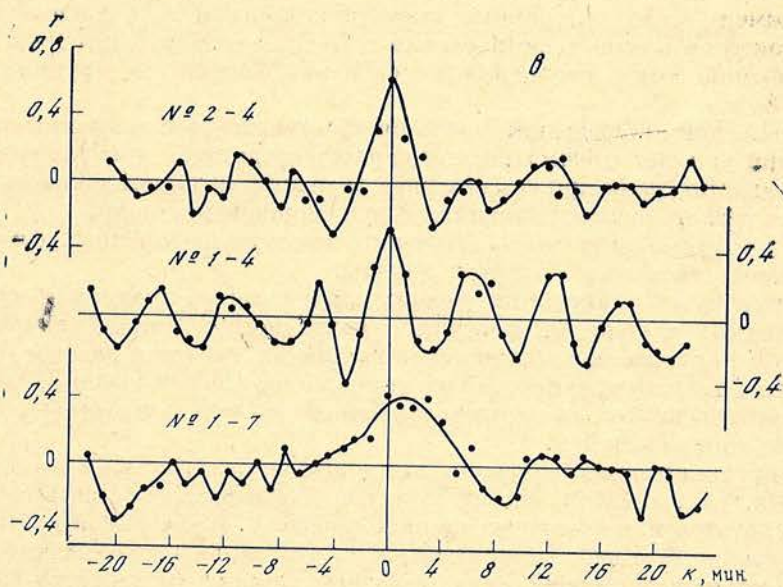


рис. 3. (окончание)
в — 18.IX 1977 г.

Поярчание 18.IX (начало в 6^h08^m) также произошло сразу во всех флоккулах, и сильнее всего оно было в узлах 1, 4, 6, 7, наиболее близких к линии раздела полярностей (см. рис. 2, *з*). Практически во всех флоккулах (кроме очень слабых 2 и 5) наблюдался ряд синхронных всплесков яркости. Узел 8, расположенный несколько в стороне от развивающегося N-поля, около большого пятна, поярчал позднее. Возможно, это связано с тем, что близлежащее пятно характеризовалось сильным вращением, в котором принимали участие и хромосферные структуры [10]. В табл. 5 приведены коэффициенты корреляции отдельно для периода поярчания (6^h34^m — 7^h14^m) и более спокойного периода (7^h14^m — 8^h29^m). На рис. 3, *в* представлены примеры кросс-корреляционных функций.

Т а б л и ц а 5

Номера узлов (18.IX 1977 г.)	Расстояние между узла- ми, тыс. км	r (нулевой сдвиг во вре- мени)	Номера узлов 18.IX 1977 г.)	Расстояние между узла- ми, тыс. км	r (нулевой сдвиг во вре- мени)
6 ^h 34 ^m —7 ^h 14 ^m		($r' = 0,36$)	7 ^h 14 ^m —8 ^h 29 ^m		($r' = 0,32$)
1—2	44	0,60	1—4	44	0,45
1—3	58	0,45	1—5	95	0,45
1—4	66	0,50	1—7	126	0,40
2—4	25	0,60	1—8	26	0,42
3—4	23	0,46	4—7	27	0,50
4—7	63	0,45			
5—6	27	0,50			

19.IX группа 98 уже заметно ослабела [11]. Наблюдения, начатые, к сожалению, после максимума мощной вспышки в группе 99, обнаружили ухудшение корреляций яркостей всех флоккулов по сравнению с предыдущими днями. Как видно из рис. 2, *д*, очень яркими были лишь узлы 1 и 4 (ход яркости в узле 1 и части узла 4 представлен не полностью из-за передержек). Остальные флоккулы мало изменили свою яркость даже во время вспышки. Всплеск яркости в 12^h10^m произошел одновременно лишь в близких узлах 1, 2, 4, а более позднему импульсному поярчанию в области узла 2 соответствовала лишь несильная флуктуация яркости в узле 1. Вычисление кросс-корреляций здесь очень неуверенно из-за того, что начало и максимум вспышки не наблюдались. Можно лишь отметить корреляцию яркостей флоккулов 6 и 7 ($r = 0,50$ при $r' = 0,30$).

Итак, при росте N-поля в западной части рассматриваемой активной области имели место синхронные изменения яркости всех расположенных здесь флоккулов как в области S-, так и N-поля (наблюдения 16 и 18.IX). Это аналогично тому, что наблюдалось в развивающихся группах пятен 5.VI 1974 г.

Но 19.IX при наблюдениях после максимума мощной вспышки прежних корреляций уже нет. Возможно, это явилось следствием прекращения здесь роста магнитного поля при естественной эволюции активной области или результатом резкого ослабления поля после мощной вспышки.

Итак, основные результаты изучения яркостей водородных флоккулов в нескольких активных областях таковы.

1. Существуют корреляции между изменениями яркостей флоккулов, расположенных в областях растущего магнитного поля. Это замечено по флоккулам, принадлежащим как одной группе пятен, так и разным группам.

2. В уже развитых группах пятен корреляции яркостей флоккулов имеют место практически только в пределах одной группы. Они особенно четко выражены при вспышках.

3. Корреляции яркостей флоккулов в активной области не остаются неизменными. Так, наблюдалось их заметное ухудшение, что, возможно, явилось результатом или эволюции активной области, или мощной вспышки.

Из сказанного выше можно заключить, что характер корреляций яркостей флоккулов как в одной, так и в разных группах пятен тесно связан со

стадией развития активной области. Наблюдаемые синхронные изменения яркостей в областях, где происходил рост магнитного поля, возможно, свидетельствуют об одновременном выносе магнитного поля или его возмущений в хромосферу.

Можно также добавить, что выполненная обработка наблюдений показала возможность исследования особенностей развития активных областей путем изучения изменений яркостей их флоккулов.

Приношу глубокую благодарность А. Б. Северному, Т. Т. Цапу и В. А. Котову за ценные замечания по работе, а также Г. А. Козловой за вычисления на ЭВМ.

Декабрь 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. Цап Т. Т.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 34, с. 296.
2. Огурь М. Б.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1975, 53, с. 82.
3. Степанов В. Е.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 20, с. 52.
4. Rust D. M., Webb D. F.— Solar Phys., 1977, 54, p. 403.
5. Solar-Geophys. Data, 1974, N 360, Part I, U.S. Department of Commerce (Boulder, Colorado, U.S.A.).
6. Bruzek A.— Solar Phys., 1967, 2, p. 451.
7. Фисенко М. И., Чистяков В. Ф.— В кн.: Исследование явлений на Солнце. 1975, с. 37.
8. Solar-Geophys. Data, 1974, N 361, pt 1. U.S. Department of Commerce (Boulder, Colorado, U.S.A.).
9. Solar-Geophys. Data, 1977, N 399, pt. 1, U.S. Department of Commerce (Boulder, Colorado, U. S. A.).
10. Коробова З. Б. и др.— IX Consultation on Solar Physic 1978. Wroclaw, Poland, p. 25.
11. Солнечные данные, 1977, № 9, прилож. Магнитные поля солнечных пятен.

УДК 523.75

ДВИЖЕНИЕ ПЯТЕН И ВСПЫШКА 4 ИЮЛЯ 1974 г.

А. Н. Бабин

Рассмотрены особенности движения пятен в районе δ магнитной конфигурации активной области McMath 13043 накануне вспышки 2В 4.VII 1974 г., давшей эмиссию в белом свете. За несколько часов до вспышки одно из ядер начало удаляться из δ -конфигурации со скоростью >300 м/с, с появлением вспышки этот процесс прекратился.

Проведено сопоставление положения ядра белой вспышки и максимумов свечения вспышки в H_{α} и $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$. Обнаружено, что ядро белой вспышки не совпадает не только с местами максимальной яркости вспышки в H_{α} и $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$ (соответствующие расстояния ~ 11 и $20''$), но и с максимумами яркости ближайших узлов в H_{α} и $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$ (соответствующие расстояния около $4''$). Указанное несовпадение не может быть следствием высотной стратификации, так как ожидаемое в таком случае смещение не соответствует наблюдаемому.

SUNSPOTS MOTION AND THE FLARE ON 4 JULY 1974, by A. N. Babin. — The peculiarities of umbrae motion within δ magnetic configuration of McMath region 13043 before the flare on 4 July 1974 with white light emission are considered. A few hours before the flare one of the umbrae started to emerge from δ configuration at velocity $v > 300$ m/s. After the flare appeared, the process stopped.

The exact position of the maxima of H_{α} and ($H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$) flare knots and the brightest core of white light flare are compared. We have found that the white light core did not coincide with H_{α} and ($H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$) flare maxima (the distances were ~ 11 and $20''$ respectively) and with the maxima of the nearest H_{α} and ($H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$) flare knots as well (the distances were $\sim 4''$ respectively). This difference in the position can't be explained merely by the vertical stratification of emitting region, since the expected displacement doesn't coincide with the observed one.

Несмотря на то что имеется уже более десятка наблюдений вспышек в белом свете [1—5], они остаются одним из редчайших и малоизученных явлений на Солнце, имеющим, как полагают, прямую связь с нетепловыми процессами, происходящими во время солнечных вспышек. Поэтому любые сведения как о самих белых вспышках, так и об активных центрах, в которых они произошли, представляют интерес.

Здесь будут представлены некоторые результаты обработки наших наблюдений активной области Мак-Мас 13043, в которой 4.VII 1974 г. произошла вспышка балла 2В, давшая эмиссию в белом свете.

1. Наблюдения

Фотография белой вспышки в $13^h 56^m$ была получена на станции Дьюла обсерватории Дебрецен, ВНР ($\lambda_0 = 5460 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 100 \text{ \AA}$ [6]).

Киносъемка активной области в свете H_{α} (с выходом в крылья линии вплоть до $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$), а также в узком участке непрерывного спектра проводилась в Крымской астрофизической обсерватории на коронографе КГ-1 [7] (диаметр объектива телескопа $D_{об} = 8$ или 21 см, диаметр изображения Солнца D_{\odot} соответственно 5 или $12,5$ см, фильтр Halle, $\Delta\lambda = 0,5 \text{ \AA}$, частота съемки 2 или 4 кадра/мин, пленка «изопанхром» 18»). 4.VII наблюдения про-

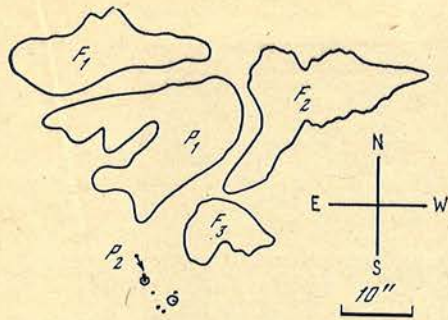


Рис. 1. Основные ядра, образующие δ -магнитную конфигурацию, и положение центра ядра P_2 в разные моменты времени

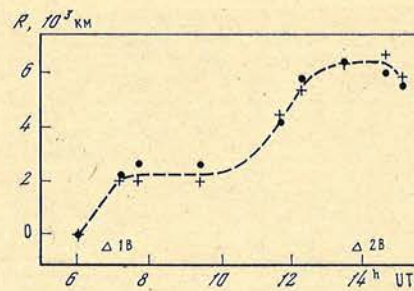


Рис. 2. Изменение со временем расстояния R ядра P_2 от его первоначального положения по наблюдениям в $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$

должались с $6^{\text{h}}02^{\text{m}}$ до $15^{\text{h}}13^{\text{m}}$ UT с перерывами из-за облаков. Качество изображений от удовлетворительного до хорошего. В течение дня в активной области были зарегистрированы две вспышки (1В: $6^{\text{h}}51^{\text{m}}-7^{\text{h}}45^{\text{m}}$; 2В: $13^{\text{h}}52^{\text{m}}-15^{\text{h}}12^{\text{m}}$ UT) и несколько субвспышек. Обе вспышки произошли в хвостовой части мультиполярной группы пятен в области δ -конфигурации магнитного поля и носили взрывной характер. Координаты первой вспышки $\varphi = 14^{\circ} \text{ S}$, $\lambda = 05^{\circ} \text{ W}$; второй вспышки $\varphi = 16^{\circ} \text{ S}$, $\lambda = 08^{\circ} \text{ W}$.

2. Движение пятен

Уже при первом ознакомлении с наблюдательным материалом, полученным в $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$, бросается в глаза заметное в течение дня изменение конфигурации пятен. Такие изменения имели место в области как лидирующих, так и хвостовых пятен. В первом случае усложнения магнитного поля не происходило и не было усиления активности. Иная картина наблюдается у хвостовых пятен в области δ -магнитной конфигурации. Здесь ядра хвостовой полярности F_1 и F_2 (рис. 1), граничащие с большим ядром лидирующей полярности P_1 , обнаруживают медленное движение вокруг этого ядра в направлении запад — север — восток. На южной границе P_1 ядро хвостовой полярности F_3 движется в противоположном направлении, вторгаясь в узкий промежуток между P_1 и небольшим ядром лидирующей полярности P_2 и «отодвигая последнее». Именно в этой области была сосредоточена основная активность в линии H_{α} в группе, что находится в согласии с результатами многих авторов о связи вспышек с быстрыми перемещениями пятен [8—11].

Чтобы составить представление об изменениях со временем сил, вызывающих движение пятен в этой области, было решено подробнее изучить движение ядер F_3 и P_2 . Так как ядро F_3 сильно изменяло свой размер и вид в течение дня, то оказалось возможным оценить лишь скорость его переднего фронта, в среднем она составляет $\sim 170 \text{ м/с}$. Ядро P_2 было более компактным, и для него были проведены подробные измерения его положения относительно ядер δ -конфигурации со временем. Траектория его движения представлена на рис. 1 (точки относятся к наблюдениям в $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$, кружки — к наблюдениям в континууме; различие между ними может быть связано с тем, что в первом случае ядро менее контрастно и к тому же оно может частично прикрываться светящейся материей). На рис. 2 показано изменение со временем расстояния ядра P_2 от его первоначального положения (точки и крестики — два ряда независимых измерений). Из графика видно, что это движение было неравномерным. Сопоставим скорость удаления P_2 с моментами вспышек в этой области. Время начала быстрого роста яркости вспышек и их балл нанесены на оси абсцисс. Из сопоставления следует, что перед вспышкой балла 1В ядро P_2 удалялось от P_1 со скоростью $> 400 \text{ м/с}$, а после нее за время

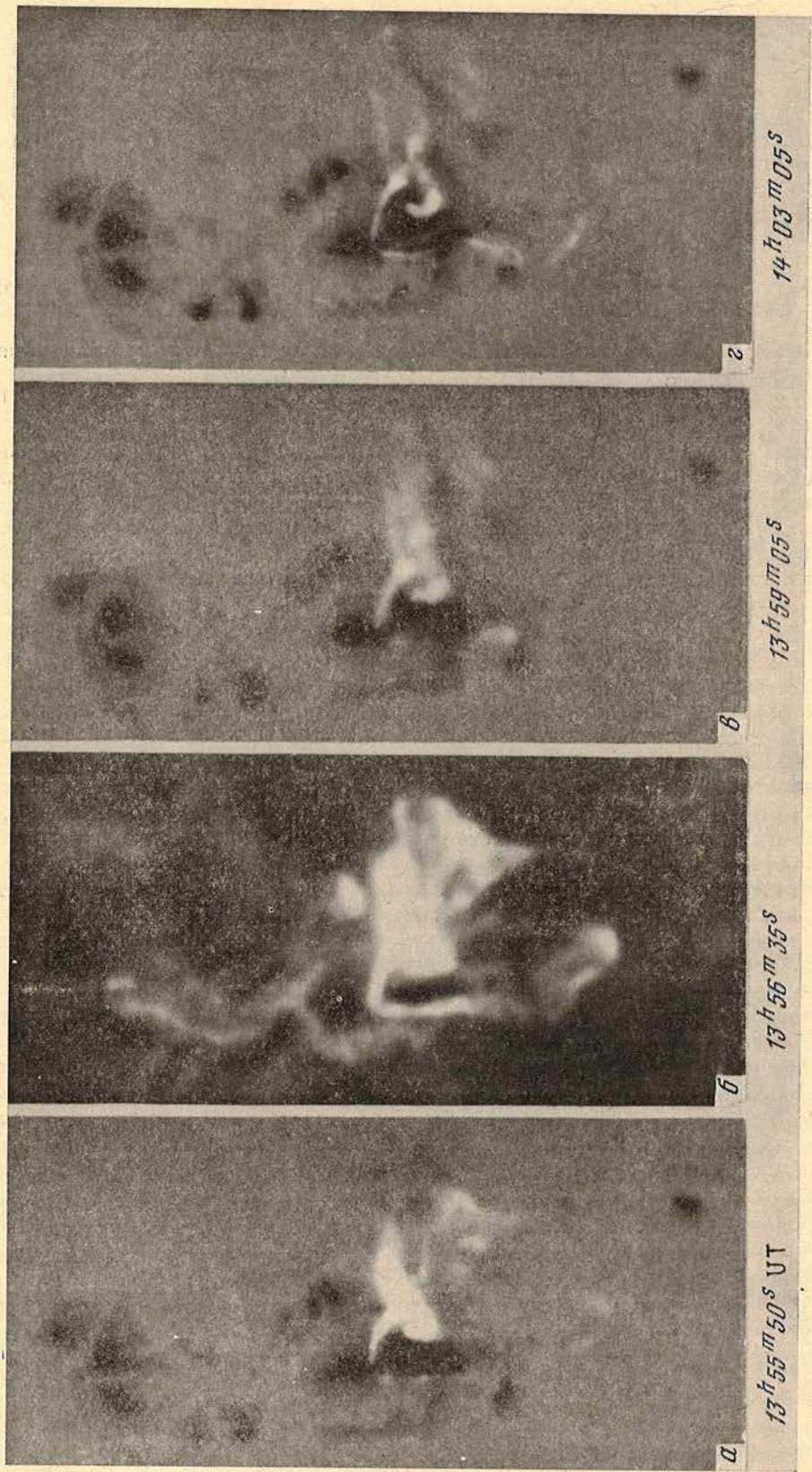


Рис. 3. Вид вельшки 2В 4, VII 1974 г. в $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$ (а, в, г) и H_{γ} (б)

около двух часов оно практически не сдвинулось. За 3—4 ч до начала вспышки 2В ядро P_2 вновь начало удаляться от P_1 со скоростью >300 м/с. Впервые на возможность связи между ускорением движения одного из пятен и вспышкой балла 2+20.IX 1963 г. было указано в [12].

В начальный период вспышки мы не имели возможности проводить измерения, так как ядро P_2 было закрыто ярким веществом. Через ~ 30 мин после максимума вспышки измерения положения ядра P_2 как в $H_\alpha \pm 1 \text{ \AA}$, так и в узком участке непрерывного спектра показали, что оно сместилось в направлении, перпендикулярном предвспышечному движению. К концу вспышки P_2 даже несколько приблизилось к P_1 , возможно, к этому времени его движение изменилось на попятное.

Итак, если исключить из рассмотрения движение ядра во время вспышки (подробно такое движение изучались в [9]), то из наших измерений можно заключить, что за несколько часов до вспышки одно из ядер начинает удаляться из δ -конфигурации. С появлением вспышки этот процесс прекращается.

3. Локализация H_α - и белой вспышки

По нашим наблюдениям вспышка 2В разгоралась между пятнами P_1 , F_3 и P_2 , взрывной рост ее яркости начался в $13^{\text{h}}52^{\text{m}}$ UT. В момент максимума ($13^{\text{h}}57^{\text{m}}$) она была очень интенсивной (в H_α в 14,5, а в $H_\alpha \pm 1 \text{ \AA}$ в 5,1 раза ярче невозмущенной хромосферы в соответствующем спектральном интервале). С $13^{\text{h}}56^{\text{m}}$ по $13^{\text{h}}58^{\text{m}}$ согласно Фибельману [13] вспышка была видна в белом свете, один из наилучших снимков белой вспышки был получен в обсерватории Дебрецен в $13^{\text{h}}56^{\text{m}}$. На этом снимке самое яркое ядрышко практически круглой формы имеет диаметр около $3''$, согласно [6] его контраст по отношению к невозмущенной фотосфере составляет $1,33 \pm 0,03$. Кроме того, видны несколько значительно менее ярких продолговатых узелков, относительно которых, не имея фотогелиограмм, полученных накануне вспышки, трудно решить, следует ли их отнести к белой вспышке.

Вблизи момента $13^{\text{h}}56^{\text{m}}$ мы имели хорошие кадры (рис. 3, а, б), полученные как в $H_\alpha \pm 1 \text{ \AA}$ ($13^{\text{h}}55^{\text{m}}50^{\text{s}}$), так и в H_α ($13^{\text{h}}56^{\text{m}}35^{\text{s}}$). В $H_\alpha \pm 1 \text{ \AA}$, где мы видим более «энергичные» части вспышки, она состояла из трех узлов, сгруппированных около выступа линии раздела полярностей (рис. 4; мы воспользовались картой магнитного поля, полученной на Китт Пик [14]), образованного вторжением ядра F_3 в область противоположной полярности. В $H_\alpha \pm 1 \text{ \AA}$ эти узлы быстро угасали, и после $13^{\text{h}}59^{\text{m}}$ довольно яркими остались лишь небольшие узелки (рис. 3, в, г), положение которых не совпадало с первоначальными максимумами, наибольший эффект наблюдался для юго-восточного узелка, его положение к $14^{\text{h}}03^{\text{m}}$ изменилось на $\sim 7''$.

При сопоставлении вспышки в H_α и белой вспышки следует учесть, что размеры узлов в первом случае (даже в $H_\alpha \pm 1 \text{ \AA}$) существенно больше, чем во втором. Поэтому мы решили сравнить положение эмиссии белой вспышки с максимумами яркости узлов в $H_\alpha \pm 1 \text{ \AA}$ и H_α . С этой целью для указанных выше кадров были построены изофоты вспышки (за единицу принята яркость соседней невозмущенной хромосферы в соответствующем спектральном интервале, рис. 5, а, б) и на них нанесено положение яркого ядрышка белой вспышки. Как видно из рис. 5, а, это ядрышко находится на

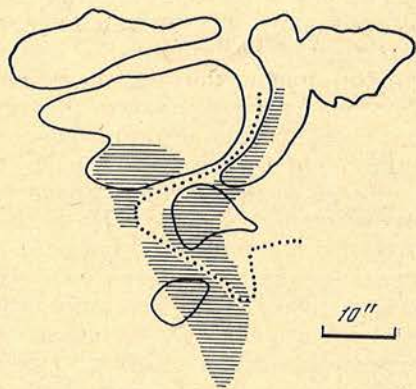


Рис. 4. Положение узлов вспышки в $H_\alpha \pm 1 \text{ \AA}$ (заштрихованные области) относительно пятен и линии раздела полярностей магнитного поля (штриховая линия)

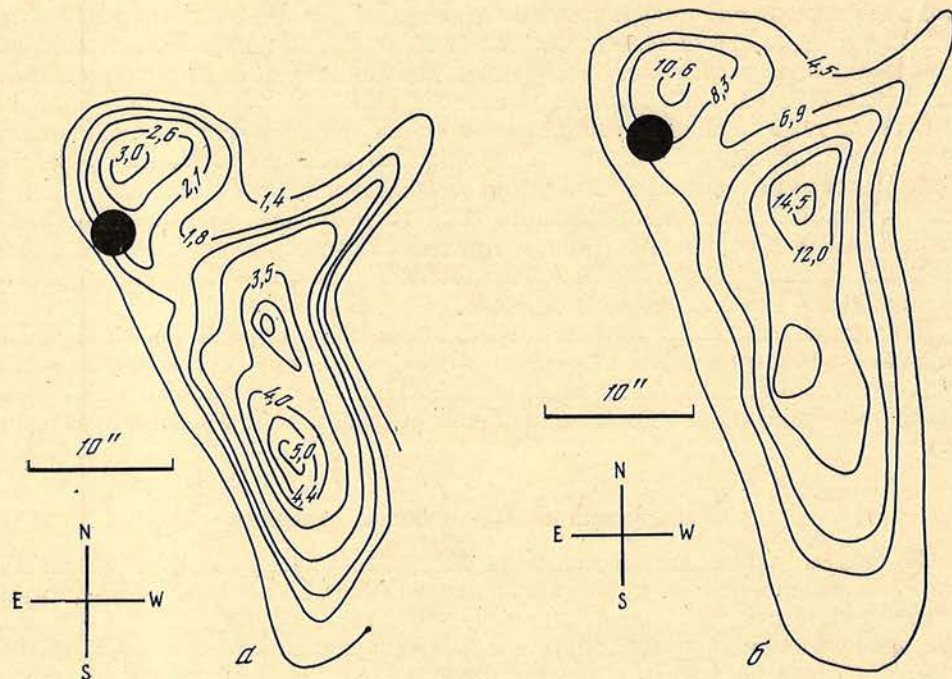


Рис. 5. Изофоты вспышки в $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$ в $13^{\text{h}}55^{\text{m}}50^{\text{s}}$ (а) и в H_{α} в $13^{\text{h}}56^{\text{m}}35^{\text{s}}$ (б) и локализация ядра белой вспышки (черный кружок)

расстоянии $\sim 20''$ от наиболее яркого места вспышки в $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$ и на расстоянии $\sim 4''$ от максимума ближайшего узла в $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$. Примерно такую же картину (около 11 и $4''$ соответственно) можно видеть и при сопоставлении белой вспышки и вспышки в центре линии H_{α} .

Таким образом, детальное сопоставление положения эмиссионного ядра белой вспышки и максимумов яркости вспышки в H_{α} и $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$ показывает, что белая вспышка ни с одним из этих максимумов не совпадает.

Эта же вспышка рассматривается в [15], где авторы приходят к выводу о несовпадении максимума яркости в H_{α} и ядра белой вспышки. Однако в [6], основывающейся на том же наблюдательном материале (съемка в H_{α} на АФР, $D_{\text{с}} \approx 18 \text{ мм}$, фотография вспышки в белом свете та же, что использована нами), говорится о совпадении ядра белой вспышки с одним из узлов H_{α} -вспышки, что рассматривается как аргумент в пользу предлагаемого авторами объяснения белой вспышки. Расхождение с нашим результатом во втором случае, как нам кажется, объясняется недостаточной разрешающей способностью используемого авторами [6] наблюдательного материала, так как по нашим измерениям расстояние между ядром белой вспышки и максимумом ближайшего узла в H_{α} составляет всего $\sim 4''$.

Ранее рядом авторов проводилось сопоставление положения эмиссии белых вспышек с узлами в H_{α} [1, 3–5, 16], в $H_{\alpha} \pm 2 \text{ \AA}$ [3], с местами свечения $D_3\text{He}$ [4] и с узлами, дающими наиболее протяженные крылья в H_{α} [4]. Во всех случаях отмечается их совпадение или примерное совпадение. Однако размеры ядер белой вспышки всегда существенно меньше размеров эмиссионных узлов в H_{α} и $D_3\text{He}$. Более детального сравнения с положениями максимумов яркости в узлах до сих пор не проводилось.

Наш результат согласуется с выводами Н. В. Стешенко [17] об относительном положении максимумов линейчатой эмиссии вспышек и ядер непрерывной эмиссии (хотя ядра непрерывной эмиссии отличаются от ядер белых вспышек и, возможно, имеют другую природу [18]). Исследование спектрограмм 47 вспышек с непрерывной эмиссией, проведенное в [17], показало, что непрерывная эмиссия излучается, как правило, другими областями вспышки,

чем линейчатая эмиссия, и никогда не совпадает с наиболее возбужденными областями вспышек. Во вспышках с протяженными крыльями водородных линий полосы непрерывной эмиссии не совпадают с эмиссией вспышек в центре линий, а совпадают с эмиссией в далеких крыльях.

Отметим также, что найденное нами несовпадение белой вспышки с максимумами свечения H_{α} и $H_{\alpha} \pm 1 \text{ \AA}$ не может быть связано с вертикальной стратификацией. Если водородная эмиссия возникает выше, чем излучение белой вспышки, то ожидаемое в таком случае направление смещения не согласуется с наблюдаемым.

В заключение приношу благодарность академику А. Б. Северному за обсуждение результатов.

Декабрь 1978 г.

Литература

1. *Becker U.* — *Z. Astrophys.*, 1958, 46, S. 168.
2. *Svestka Z.* — *Solar Phys.*, 1970, 13, p. 471.
3. *De Mastus H. L., Stover R. R.* — *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1967, 79, p. 615.
4. *Rust D. M., Hegwer F.* — *Solar Phys.*, 1975, 40, p. 141.
5. *Slonim Yu. M., Korobova Z. B.* — *Solar Phys.*, 1975, 40, p. 397.
6. *Дятел Н. П., Лишиц М. А.* — IX Consultation on Solar Physics, 1978, Wroclaw, Poland, p. 25.
7. *Бабин А. Н.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, с. 72.
8. *Гопасюк С. И., Огурь М. Б., Северный А. Б., Шапошникова Е. Ф.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 29, с. 15.
9. *Гопасюк С. И.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 27, с. 110.
10. *Zirin H., Lazareff B.* — *Solar Phys.*, 1975, 41, p. 425.
11. *Коробова З. Б., Тищенко В. М.* — Солнечные данные, 1978, № 3, с. 74.
12. *Gorasyuk S. I., Moreton G. E.* — *Proc. Astron. Soc. Australia*, 1967, 1, N 1, p. 8.
13. *Feibelman W. A.* — *Solar Phys.*, 1974, 39, p. 409.
14. *Solar-Geophys. Data*, 1974, N 361, p. 1, p. 36.
15. *Белкина И. Л., Бушцев Т. П., Дятел Н. П.* — Вестн. Харьков. ун-та, 1977, № 160, с. 86.
16. *McIntosh P. S., Donnelly R. F.* — *Solar Phys.*, 1972, 23, p. 444.
17. *Стещенко Н. В.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, 43, с. 130.
18. *Svestka Z.* — *Space Sci. Rev.*, 1966, 5, N 3, p. 388.

УДК 523.98

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК
ОТНОСИТЕЛЬНО СЕКТОРНЫХ ГРАНИЦ
МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ,
ЭКСТРАПОЛИРОВАННЫХ НА СОЛНЦЕ

Л. С. Левицкий

Построены распределения ~ 7000 хромосферных вспышек балла ≥ 1 относительно секторных границ (+ -) и (- +) межпланетного магнитного поля, экстраполированных на Солнце, за период с июля 1955 г. по декабрь 1961 г. Эти распределения рассматриваются совместно с аналогичными распределениями для вспышек за период 1964—1974 гг., приведенными в [8, 9].

Показано, что на фазе подъема и вблизи максимумов 11-летних циклов солнечной активности № 19 и 20 (а именно до переполюсовки общего магнитного поля Солнца) наблюдается устойчивая концентрация вспышек (как в северном, так и в южном полушариях Солнца) только вблизи секторных границ (- +), независимо от того, являются ли они «хэйловскими» или «нехэйловскими» для этих вспышек. Вблизи границ (+ -) имеет место даже уменьшение числа вспышек. На фазе спада активности, т. е. после переполюсовки общего поля Солнца, концентрация вспышек к границам отсутствует. Разница между хэйловскими и нехэйловскими границами для вспышек проявляется лишь в том, что концентрация вспышек к границе, для которых она является хэйловской, выше, чем вспышек, для которых эта же граница является нехэйловской.

Полученные результаты, по-видимому, дают дополнительное свидетельство о связи общего магнитного поля Солнца и вспышечной активности.

THE SOLAR FLARE'S DISTRIBUTION AROUND THE SECTOR-STRUCTURE BOUNDARIES OF INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD EXTRAPOLATED TO THE SUN, by L. S. Levitsky. — The distribution of ~ 7000 flares of importance ≥ 1 was studied around the sector-structure boundaries of interplanetary magnetic field (+ -) and (- +) extrapolated to the Sun. The data obtained for the time period July 1955 — December 1961 were used. The distributions obtained were analysed jointly with the same distributions for 1964—1974 in [8, 9].

It is shown that the stable concentration of the flares is observed only near the boundaries (- +) for both hemispheres of the Sun during the increase of the activity and near the maxima cycles No 19 and 20. There are no difference between «Hale» and «non-Hale» boundaries for these flares. The decrease of the flares was revealed even near the boundary type (+ -). At the activity decrease phase, after the Sun's general field polarity inversion the concentration of the flares to the boundaries is absent. The difference between Hale and non-Hale boundaries for flares is revealed only in some increase of the flare's concentration near the Hale boundaries.

The results obtained are likely to give additional evidence in favour of Solar magnetic field and flare activity connection.]

В [1—4] показано, что протонные вспышки и вспышки, сопровождающиеся радиовсплесками IV типа, группируются близ границ секторной структуры межпланетного магнитного поля (ММП), экстраполированных на Солнце. При этом установлено, что концентрация вспышек вблизи лидирующей части сектора заметно выше, чем вблизи хвостовой.

Далее, над секторными границами была обнаружена повышенная яркость зеленой короны [5—7], но при этом оказалось, что границы со сменой знака ММП от плюса к минусу (+ —) и от минуса к плюсу (— +) неравнозначны. В течение 11-летних циклов № 18—20 яркость зеленой короны в северном полушарии Солнца была максимальной поочередно над границами (— +), (+ —), (— +) соответственно и в южном полушарии — над границами (+ —), (— +), (+ —). Направление смены знака поля в этих случаях как раз соответствует закону Хэйла для биполярных групп пятен в северном и южном полушариях Солнца для четных и нечетных циклов. Поэтому было введено понятие «хэйловских» и «нехэйловских» секторных границ [7].

Таким образом, оказалось, что над хэйловскими границами интенсивность зеленой короны имеет максимум, а над нехэйловскими — минимум (в области гелиоширот $0 - \pm 57^\circ,5$) [5—7].

В [8] методом наложенных эпох получены распределения 2600 хромосферных вспышек балла $\geq 1f$ за период 1964—1970 гг. относительно (— +) и (+ —) секторных границ (всего 112 границ). Обнаружено, что вспышки как в северном (N-вспышки), так и в южном (S-вспышки) полушариях Солнца группируются только около границ (— +) и нет никакой концентрации вблизи границ (+ —) (для N-вспышек здесь получается даже минимум). Границы (— +) в цикле № 20 являются хэйловскими для северного полушария Солнца и нехэйловскими — для южного.

Аналогичное распределение 2108 вспышек балла $\geq 1f$ относительно 185 границ за период 1968—1974 гг. показало [9], что в 1968—1970 гг. N- и S-вспышки также группируются только вблизи границ (— +). В 1971—1974 гг. практически нет концентрации ни N-, ни S-вспышек к границам (правда, небольшое возрастание числа S-вспышек как будто имеет место вблизи границы (+ —)) [9].

Авторы [8, 9], однако, делают вывод о том, что вспышки концентрируются вблизи хэйловских границ, ссылаясь в основном на распределение N-вспышек (по-видимому, из-за малой статистики для S-вспышек). Поэтому представляет интерес продолжить эти исследования на большем статистическом материале с привлечением данных для других циклов солнечной активности. С этой целью мы рассмотрели распределения вспышек относительно границ секторной структуры в цикле № 19, когда активность Солнца была значительно выше и, следовательно, количество вспышек было значительно больше.

Наблюдательный материал и его обработка

Нами использовались стандартизованные списки вспышек (с нормализованными величинами балла и площади), составленные Уорвик [10] за период с июля 1955 г. по декабрь 1961 г. За это время в [10] имеются данные о 40 728 вспышках балла ≥ 1 . Мы ограничились лишь вспышками балла ≥ 1 . Таким образом, в рассмотрение попало 6920 вспышек (4083 — в северном полушарии Солнца и 2837 — в южном).

Сведения о границах секторной структуры ММП брались из каталогов Свалгаарда [11, 12]. Выбирались лишь такие границы, по обе стороны которых знак поля оставался неизменным в течение ≥ 4 дня. Список таких границ с 1957 г. приведен в [12]. За более ранний период секторные границы выбирались нами из [11]. Полное число границ с июля 1955 г. по декабрь 1961 г. оказалось равным 162 (84 границы (— +) и 78 границ (+ —)).

Далее, определялся момент t_1 прохождения границы через центральный меридиан (ц. м.) Солнца (с учетом сдвига на 4,5 дня назад). Зная моменты t_2 прохождения через ц. м. очагов вспышек [10], вычисляли разность $\Delta t = t_2 - t_1$ в днях (с точностью до 0,1 дня). Отрицательные значения этих разностей соответствуют вспышкам, которые возникали к западу от секторной границы, а положительные — к востоку. Затем методом наложенных эпох строились распределения N- и S-вспышек относительно границ (— +) и (+ —) для каждого года в отдельности.

В связи с тем, что знак ММП до 1962 г. определялся только по геомагнитным данным на высокоширотных станциях, а оправдываемость таких определений при сопоставлении с прямыми измерениями вне магнитосферы Земли составляет $\sim 80\%$ [13], мы для контроля пользовались также каталогом полярностей секторов ММП, составленным С. М. Мансуровым и др. (с апреля 1957 г.) [14]. При сравнении каталогов Свалгаарда и С. М. Мансурова (с апреля 1957 по декабрь 1961 г.) оказалось, что они несколько отличаются между собой. За это время в первом каталоге насчитывается 132 секторные границы, а из второго мы смогли выбрать уверенно лишь 127 границ, причем только 118 из них являются общими (при условии, что моменты прохождения границ мимо Земли не отличаются более чем на ± 2 дня). Поэтому распределения вспышек методом наложенных эпох строились отдельно относительно секторных границ, полученных из [11, 12] и [14]. При этом оказалось, что результаты получаются полностью одинаковыми, но при использовании каталога Свалгаарда эффекты более выражены.

Результаты обработки

На рис. 1 показаны распределения вспышек относительно границ ($- +$) и ($+ -$) для 1955—1958 гг. (фаза подъема и максимум 11-летнего цикла № 19). Видно, что как N-вспышки, так и S-вспышки снова группируются только вблизи границ ($- +$). Концентрация к границе S-вспышек несколько выше, чем для N-вспышек (для южного полушария Солнца эта граница является хэйловской). Однако максимумы в распределениях (рис. 1, а, б) менее резкие и более «размазанные» (т. е. спад при удалении от границы более медленный), чем для аналогичных распределений в 1964—1970 гг. (см. рис. в [8, 9]). Это связано, по-видимому, с большей ошибкой в определении полярности ММП по косвенным данным, чем при помощи прямых измерений в цикле № 20.

Из рис. 1, а, б также видно, что максимальные значения числа вспышек (K) приходятся на -1 день, т. е. к западу от границы (хвостовая часть сектора), однако это превышение незначительно. Кроме того, из-за «размазанности» максимумов трудно сделать какой-либо вывод о преобладании вспышек в лидирующей или хвостовой части сектора. Однако в 1964—1970 гг. наблюдалось отчетливое преобладание вспышек к западу от границы ($- +$) (см. рис. в [8, 9]).

Вблизи границ ($+ -$) наблюдается даже уменьшение числа N- и S-вспышек (рис. 1, в, г). Это особенно четко выражено для вспышек южного полушария.

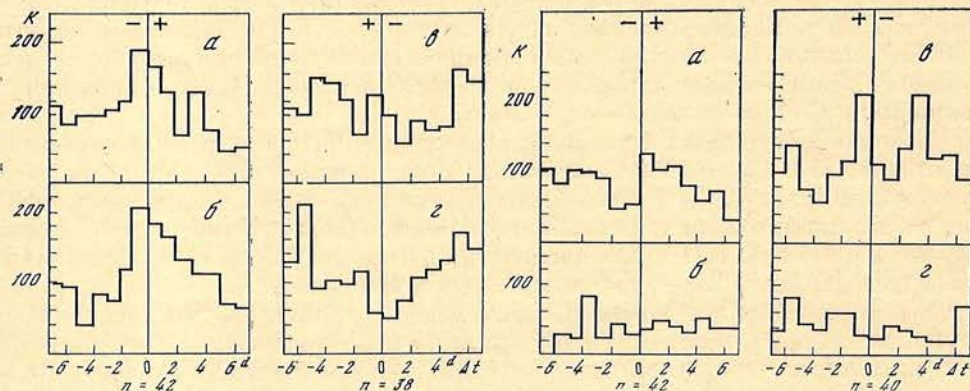
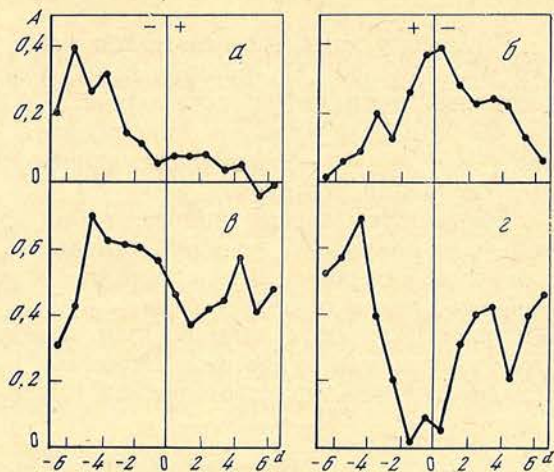


Рис. 1. Распределения числа вспышек (K) относительно секторных границ в 1955—1958 гг. По горизонтальной оси — расстояние от границы в днях

а, б — распределения соответственно N- и S-вспышек близ ($- +$) границ; в, г — распределения соответственно N- и S-вспышек близ ($+ -$) границ, n — число секторных границ

Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для периода 1959—1961 гг.

Рис. 3. Распределения «относительного числа» вспышек северного полушария Солнца или асимметрии $A = (n_N - n_S)/(n_N + n_S)$ относительно секторных границ $(- +)$ и $(+ -)$
 а, б — для периода 1955—1961 гг.;
 в, г — для периода 1964—1970 гг.



На спаде цикла солнечной активности (1959—1961 гг.) вовсе не наблюдается концентрации вспышек к границам (рис. 2). Правда, имеется максимум в распределении N-вспышек относительно границы $(+ -)$ на $\Delta t = -1$ день, но такой же максимум наблюдается и на $\Delta t = +4$ дня (рис. 2, в), поэтому нет уверенности в реальности концентрации вспышек к границе в этом случае.

Таким образом, из полученных нами результатов, а также результатов, приведенных в [8, 9], можно сделать следующие выводы.

На фазе подъема и вблизи максимумов циклов солнечной активности № 19 и 20 наблюдается устойчивая концентрация N- и S-вспышек только вблизи границ $(- +)$ независимо от того, являются ли они хэйловскими или нехэйловскими для этих вспышек. Нет концентрации вспышек к границам $(+ -)$, а имеет место даже уменьшение числа их при приближении к границе. Это уменьшение более четкое близ нехэйловских границ.

На фазе спада активности концентрация вспышек к границам отсутствует.

Из этих выводов следует, что для вспышек как будто нарушается закономерность, обнаруженная в распределении максимумов и минимумов яркости зеленой короны для хэйловских и нехэйловских границ [5—7]. Пока трудно сказать, в чем причина такого несоответствия, но в связи с этим интересно отметить следующий факт. В [7], например, при получении упомянутых выше закономерностей использовалась относительная интенсивность зеленой короны для северного полушария Солнца, вычисляемая по соотношению $2(N - S)/(N + S)$, где N — интенсивность короны в северном полушарии (в определенных долготных и широтных интервалах) и S — в южном. Эта величина имела максимум над хэйловскими и минимум над нехэйловскими границами.

По аналогии мы также построили распределения «относительного числа» N-вспышек или асимметрии $A = (n_N - n_S)/(n_N + n_S)$ вблизи границ $(- +)$ и $(+ -)$.

На рис. 3, а, б приведены распределения величин A (сглаженных по трем соседним точкам) для всего периода 1955—1961 гг. Эти величины имеют теперь максимум при приближении к границе $(+ -)$ и минимум вблизи границы $(- +)$ (точно так же, как для зеленой короны [7]). То же самое имеет место, если построить распределения отдельно для периодов 1955—1958 гг. и 1959—1961 гг.

По данным, приведенным в [8], нами были вычислены величины A для цикла № 20 (1964—1970 гг.) и построены такие же распределения (рис. 3, в, г). Оказалось, что величина A при приближении к границе $(+ -)$ изменяется противоположным образом — теперь здесь наблюдается глубокий минимум. Однако для границы $(- +)$ столь четкой закономерности нет — здесь также намечается понижение. Для зеленой короны в этом случае имеет место максимум [7].

По поводу этого несоответствия можно заметить, что число вспышек — величина дискретная, которая подвержена большим флуктуациям, нежели долготный ход интенсивности короны. Во всех же остальных случаях в циклах № 19 и 20 чередование максимумов и минимумов величины A близ границ $(- +)$ и $(+ -)$ происходит одинаковым образом как для зеленой короны, так и для вспышек.

Таким образом, если принимать во внимание распределения только величин A , то получается удовлетворительное соответствие между результатами для зеленой короны [7] и нашими для вспышек. Но из этого еще нельзя заключить, что вспышки концентрируются только к хэйловским границам (см. рис. 1). Отсюда лишь следует, что концентрация вспышек к границе, для которых она является хэйловской, выше, чем вспышек, для которых эта же граница является нехэйловской.

Обсуждение полученных результатов

Согласно [15—17] структура ММП соответствует крупномасштабным магнитным полям на Солнце. Установленный ранее факт концентрации вспышек к секторным границам указывает на то, что общее поле Солнца, возможно, участвует в механизме генерации вспышек [2].

В [7] показано, что фотосферное магнитное поле, усредненное за период 1967—1973 гг. вблизи хэйловских границ, имеет максимум, а вблизи нехэйловских — минимум. Хотя эффект хэйловских и нехэйловских границ чувствуется и для вспышек, однако на протяжении двух солнечных циклов вспышки группируются только к $(- +)$ границам. Пока неясно, чем выделяются $(- +)$ границы в этих 11-летних циклах. Необходимо дальнейшее изучение вопроса с привлечением данных других циклов.

Как уже отмечалось, концентрация вспышек к границам наблюдается только в период подъема и вблизи максимумов циклов солнечной активности и практически отсутствует на фазе спада. Известно, что в области максимума происходит переполусовка общего магнитного поля Солнца [18]. Как следствие этого наблюдается смена знака в эффекте Розенберга — Колемана [19, 20] для ММП. Для цикла № 19 такая смена знака произошла в конце 1958 г., а для цикла № 20 — в середине 1970 г. Как раз после этих лет вспышки перестают группироваться к границам. Можно предположить, что эти два явления как-то связаны. Возможно, должно пройти некоторое время после переполусовки, чтобы концентрация вспышек к границе вновь стала заметной.

Если такое предположение правильно, то мы имеем еще одно свидетельство связи общего магнитного поля Солнца и вспышечной активности.

Заключение

На основании изучения распределений вспышек относительно секторных границ ММП, экстраполированных на Солнце, за период двух 11-летних циклов солнечной активности № 19, 20 можно сделать следующие выводы.

1. На фазе подъема и вблизи максимумов 11-летних циклов (до момента переполусовки общего магнитного поля Солнца) наблюдаются:

а) устойчивая концентрация вспышек (как в северном, так и в южном полушариях Солнца) только вблизи секторных границ $(- +)$ независимо от того, являются ли они хэйловскими или нехэйловскими для этих вспышек; б) уменьшение числа вспышек при приближении к границе $(+ -)$.

2. На фазе спада активности, а именно после переполусовки общего магнитного поля Солнца, концентрация вспышек к границам секторов отсутствует.

3. Разница между хэйловскими и нехэйловскими границами для вспышек проявляется лишь в том, что концентрация вспышек к границе, для которых она является хэйловской, выше, чем вспышек, для которых эта же граница является нехэйловской.

4. Полученные результаты, по-видимому, дают дополнительное свидетельство связи между общим магнитным полем Солнца и вспышечной активностью.

14 декабря 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Vimba V., Obridko V. N.*— Solar Phys., 1969, 6, p. 104.
2. *Владимирский Б. М., Левицкий Л. С., Северный А. Б.*— Труды Междунар. семинара «Генерация космических лучей на Солнце». Ленинград, дек. 1970. М.: НИИЯФ МГУ, 1971, с. 312.
3. *Владимирский Б. М., Левицкий Л. С.*— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1974, 51, с. 74.
4. *Обридко В. Н., Мансуров С. М., Мансурова Л. Г.*— Геомагнетизм и аэрономия, 1974, 14, с. 3.
5. *Antonucci E.*— Solar Phys., 1974, 34, p. 471.
6. *Antonucci E., Duvall T. L.*— Solar Phys., 1974, 38, p. 439.
7. *Svalgaard L., Wilcox J. M.*— Solar Phys., 1976, 49, p. 177.
8. *Dittmer P. H.*— Solar Phys., 1975, 41, p. 227.
9. *Огурь М. В.*— Солнечные данные, 1978, № 9, с. 90.
10. *Warwick C. S.*— IGY Solar Activity Report Series, 1962, 1964, 1966, N 17, 29, 33.
11. *Svalgaard L.*— Danish Meteorological Institute, Geophys. Papers R-29, 1972.
12. *Svalgaard L.*— Stanford University, Institute for Plasma Research Report, N 629, June 1975.
13. *Мансуров С. М.*— Геомагнетизм и аэрономия, 1969, 9, с. 768.
14. *Мансуров С. М., Мансуров Г. С., Мансурова Л. Г.*— В кн.: Антарктика. Докл. Комис., вып. 15. М.: Наука, 1976, с. 16.
15. *Severny A. B.*— Nature, 1969, 224, p. 53.
16. *Severny A. B., Wilcox J. M., Scherrer P. H., Colburn D. S.*— Solar Phys., 1970, 15, p. 3.
17. *Svalgaard L., Wilcox J. M., Scherrer P. H., Howard R.*— Solar Phys., 1975, 45, p. 83.
18. *Howard R.*— Solar Phys., 1972, 25, p. 5.
19. *Svalgaard L., Wilcox J. M., Duvall T. L.*— Solar Phys., 1974, 37, p. 157.
20. *Wilcox J. M., Scherrer P. H.*— J. Geophys. Res., 1972, 77, p. 5385.

УДК 523.752

ОБРАЗОВАНИЕ ЛИНИЙ ВОДОРОДА
В СПОКОЙНЫХ ПРОТУБЕРАНЦАХ

Ч. Цовоохуу

Совместно решаются уравнения переноса и статистического равновесия для атома водорода с восемью уровнями и континуумом в плоскопараллельной модели протуберанца с полной оптической толщиной в центре линии H_{α} равной 1,5; 10; 25; 50; 75 и 100. Вычислены функции источников, полные энергии и профили линии $H_{\alpha} - H_{\eta}$. Построены теоретические кривые роста и кривые полуширин. Сравнения этих вычислений с наблюдениями и с другими теоретическими моделями показывают, что наши результаты хорошо согласуются с наблюдениями.

Исследуются зависимость эквивалентных шириин, центральных интенсивностей и интенсивностей пиков, а также полуширин линий от значений входных параметров модели.

THE FORMATION OF THE HYDROGEN LINES IN THE QUIESCENT PROMINENCES, by *Chultemijn Tsovookhuu*. — The simultaneous solutions of the radiative transfer and statistical equilibrium equations have been carried out for the hydrogen atom with eight bound levels and a continuum in the plane-parallel model of the prominence with the total optical thickness in H_{α} -line -center equal to 1, 5, 10, 25, 50, 75, 100. The source functions, the total energy and the profiles of the lines $H_{\alpha} - H_{\eta}$ are calculated. The theoretical curve of growth and the curve of halfwidth are constructed. Comparison of these calculations with the observations and with other theoretical models shows that our results are in good agreement with the observations. The change of the equivalent widths, the central and peak intensities, the halfwidths of the lines with the values of the input model parameters are investigated.

1. Бальмеровские линии водорода являются наиболее сильными линиями в спектре протуберанцев, и проблема образования этих линий имеет большое значение для интерпретации наблюдений и определения основных физических параметров протуберанцев. Задача сводится к совместному решению уравнений переноса и стационарности, которое в случае учета многих уравнений сопряжено с большими трудностями. Применительно к протуберанцам двух- и трехуровневые задачи рассматривались неоднократно в связи с исследованием переноса L_{α} , L_{β} и H_{α} -излучений [1—6]. Наиболее подробные расчеты выполнены в [7, 8]. В [7] рассматривалась модель атома с четырьмя уровнями и континуумом и однородные изотермические слои с различными геометрическими толщинами. В [8] рассмотрена модель атома с пятью уровнями и континуумом и получено большое число изотермических и неизотермических моделей. Полные интенсивности линии H_{α} , вычисленные в [7] для моделей с малыми $\tau_{H_{\alpha}}$, хорошо согласуются с наблюдениями, однако для моделей с большими $\tau_{H_{\alpha}}$ они оказываются заниженными примерно в два раза. Теоретические модели, построенные в [8], характеризуются слишком малыми $\tau_{H_{\alpha}}$ и слишком большими значениями полных интенсивностей.

В [9, 10] решение многоуровневой задачи было сведено к последовательному рассмотрению двухуровневой задачи. Однако предположения о том, что свечение водорода в протуберанцах обусловлено только рекомбинациями [9]

или только рассеянием фотосферного излучения [10], являются сильно упрощенными.

Мы решаем уравнения переноса и стационарности для атома водорода с восемью уровнями и континуумом с учетом всех элементарных процессов, ведущих к заселению и опустошению энергетических уровней и изменению физических условий с глубиной. Исследуются также изменения различных характеристик линий (профиля, эквивалентной ширины, центральной интенсивности, полуширины и т. д.) в зависимости от значений исходных параметров модели (оптической толщины $\tau_{H\alpha}$, электронной температуры T_e^c , электронной концентрации n_e^c и параметров A_T и A_D , характеризующих градиент температуры и плотности соответственно).

2. Принятая модель. Мы рассматриваем модель атома водорода с восемью уровнями и континуумом. Будем учитывать все элементарные процессы. В качестве геометрической модели объекта примем плоскопараллельный слой, расположенный перпендикулярно к солнечной поверхности и освещаемый с обеих сторон фотосферным излучением. Газ в слое считается однокомпонентным и находящимся в условиях, отличных от ЛТР. Величины A_T и A_D , определяемые соотношениями

$$A_T = T_e^{rp} - T_e^c, \quad (1)$$

$$A_D = n_e^{rp}/n_e^c, \quad (2)$$

будем рассматривать как исходные параметры модели, и изменения T_e и n_e с глубиной будем описывать выражениями

$$T(t) = T_e^c + 4A_T(t - 0,5)^2, \quad (3)$$

$$n_e(t) = n_e^c [1 + 4(A_D - 1)(t - 0,5)^2], \quad (4)$$

где $t = \tau/\tau_0$.

3. Основные уравнения. Уравнение стационарности для i -го уровня имеет вид

$$n_i \left(\sum_{j=1}^{i-1} P_{ij} + \sum_{k=i+1}^N P_{ik} + P_{ic} \right) = \sum_{j=1}^{i-1} n_j P_{ji} + \sum_{k=i+1}^N n_k P_{ki} + n_+ P_{ci}, \quad (5)$$

где

$$P_{ij} = A_{ij} + B_{ij}(\bar{J}_{ij}^d + \bar{J}_{ij}^{\odot}) + C_{ij}, \quad (6)$$

$$P_{ji} = B_{ji}(\bar{J}_{ji}^d + \bar{J}_{ji}^{\odot}) + C_{ji}. \quad (7)$$

Здесь A_{ij} , B_{ij} , B_{ji} — эйнштейновские коэффициенты спонтанного и вынужденного излучения и поглощения соответственно, C_{ji} и C_{ij} — вероятности возбуждения и дезактивации электронными ударами, \bar{J}_{ij}^d и \bar{J}_{ij}^{\odot} — усредненные по углам и частотам интенсивности диффузного и прямого солнечного излучения.

Уравнение ионизационного равновесия имеет вид

$$n_+ \sum_i P_{ci} = \sum_i n_i P_{ic}, \quad (8)$$

где n_+ — число протонов.

Вид P_{ci} и P_{ic} аналогичен (6) и (7), если в них заменить индексы i и j соответственно на c и i . Причем вероятности фотоионизации диффузным и прямым солнечным излучениями равны соответственно

$$B_{ic} \bar{J}_{ic}^d = \frac{8\pi}{c^2} K_0 \int_{y_{ic}}^{\infty} \frac{dy}{y(\varepsilon^y - 1)}, \quad (9)$$

$$B_{ic} \bar{J}_{ic}^{\odot} = w_{ic} K_0 \frac{A}{c^2} \left[\int_{x_{ic}}^{\infty} \frac{1}{e^x - 1} E_2 \left(\tau_{ic} \left(\frac{x_{ic}}{x} \right)^3 \right) \frac{dx}{x} + \right. \\ \left. + \int_{x_{ic}}^{\infty} \frac{1}{e^x - 1} E_2 \left((\tau_{ic}^0 - \tau_{ic}) \left(\frac{x_{ic}}{x} \right)^3 \right) \frac{dx}{x} \right], \quad (10)$$

где $K_0 = 2,815 \cdot 10^{20} \bar{g}_{ic}/i^5$, w_{ic} — коэффициент дилуции, E_2 учитывает поглощение излучения до рассматриваемого элемента объема. Для субординарных континуумов функция E_2 равна единице вследствие малости аргумента.

Исключая n_+ из (8) и подставляя в (5), после некоторых преобразований можно получить следующее уравнение для перехода UL :

$$b_U (\rho_{UL} + X_{UL}) = b_L Z_{UL}, \quad (11)$$

где b_i — мензеловские коэффициенты

$$b_i = n_i/n_i^*, \quad n_i^* = \bar{n}_+^* n_e \omega_i / \omega_+ \omega_e \beta_{ci}, \quad (12)$$

$$\omega_e = 2 (2\pi m k T_e / h^2)^{3/2}, \quad \beta_{ci} = \exp(-h\nu_{ci}/kT_e).$$

Здесь ω_i , ω_+ , ω_e — статистические веса атома в i -м состоянии, иона и электрона, m — масса электрона, k — постоянная Больцмана и h — постоянная Планка. Величина ρ_{ij} , обычно называемая «чистой радиативной скобкой», определяется формулой

$$\rho_{ij} = 1 - (\bar{J}_{ij}^d / S_{ij}) \quad (13)$$

и характеризует отклонение поля излучения от термодинамического равновесного. Здесь S_{ij} — функция источников.

Выражения для X_{UL} и Z_{UL} мы записываем в виде

$$X_{UL} = r_{UL} + \frac{1}{A_{UL}} \left[\sum_{j=L}^{U-1} A_{Uj} (\rho_{Uj} + r_{Uj}) + \sum_{k=U+1}^N A_{kU} \frac{\omega_k}{\omega_U} \beta_{kU} r_{Uk} \right], \quad (14)$$

$$Z_{UL} = r_{LU} + \frac{1}{A_{UL}} \left[\sum_{j=1}^{L-1} A_{Uj} r_{jU} (s_{Lj}^0)^{-1} + \sum_{j=L+1}^{U-1} A_{Uj} r_{jU} s_{jL}^0 + \sum_{k=U+1}^N A_{kU} \frac{\omega_k}{\omega_U} \beta_{kU} (\rho_{kU} + r_{kU}) s_{kL}^0 \right], \quad (15)$$

$$r_{Uj} = \bar{J}_{Uj}^{\odot} \frac{\beta_{Uj}}{1 - \beta_{Uj}} + \varepsilon_{Uj} + p_{Uj}, \quad (16)$$

$$r_{jU} = \bar{J}_{Uj}^{\odot} \frac{1}{1 - \beta_{Uj}} + \varepsilon_{Uj} + p_{Uj}, \quad (17)$$

$$\bar{J}_{Uj}^{\odot} = \frac{I_{Uj}^{\odot}}{B_{Uj}(T_e)} w_{Uj} \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left[\int_{-\infty}^{\infty} r_x \alpha_x E_2(\tau \alpha_x) dx + \int_{-\infty}^{\infty} r_x \alpha_x E_2((\tau_0 - \tau) \alpha_x) dx \right], \quad (18)$$

r_x — контур фраунгоферовой линии, α_x — профиль коэффициента поглощения, I_{Uj}^{\odot} — интенсивность непрерывного спектра центра диска вблизи данной линии, $B_{Uj}(T_e)$ — локальная планковская функция, $\varepsilon_{Uj} = C_{Uj}/A_{Uj}$ — вероятность гибели фотона вследствие ударов второго рода, τ_0 — оптическая толщина слоя, τ — оптическая глубина,

$$p_{Uj} = \frac{1}{A_{Uj}} \left(\frac{P_{Uc} P_{cj}}{\sum_{i=1}^N P_{ci}} \right),$$

$$s_{jL}^0 = s_{jL} / [1 - \beta_{jL} (1 - s_{jL})]. \quad (19)$$

Функция источников в линии UL определяется формулой

$$S_{UL} = a_{UL} \left(\frac{b_L}{b_U} \frac{1}{\beta_{UL}} - 1 \right)^{-1}, \quad (20)$$

$$a_{UL} = 2h\nu_{UL}^3/c^2, \quad \beta_{UL} = \exp(-h\nu_{UL}/kT_e), \quad (21)$$

где ν_{UL} — частота в центре линии UL .

Подставляя b_L/b_U из (11) в (20) (для простоты опускаем индексы UL), получим

$$s = \frac{\bar{j} + (1 - \beta)Z}{1 + X - \beta Z}, \quad (22)$$

где

$$s(\tau) = S(\tau)/B(T_e(\tau)), \quad (23)$$

$$\bar{j}(\tau) = \bar{J}^d(\tau)/B(T_e(\tau)). \quad (24)$$

Уравнение (22) можно записать в виде

$$s = (1 - \xi)\bar{j} + \xi\tilde{\nu}, \quad (25)$$

если определить величину ξ и $\tilde{\nu}$ следующим образом:

$$\xi = \frac{X - \beta Z}{1 + X - \beta Z}, \quad (26)$$

$$\tilde{\nu} = \frac{(1 - \beta)Z}{X - \beta Z}. \quad (27)$$

Заметим, что величина $1 - \xi$ представляет собой вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния. Уравнение (25) является основным интегральным уравнением диффузии излучения, в решении которого и заключается наша задача.

4. Детали расчета. Основные уравнения, рассмотренные в предыдущем разделе, приведены в общем виде. Для упрощения схемы расчета и сокращения объема вычислений мы примем несколько предположений.

1. Будем считать, что протуберанец полностью непрозрачен ($\rho = 0$) в частотах лаймановских линий. Приемлемость этого предположения проверялась неоднократно (например, [11, 12]). В протуберанцах $\tau_{L\alpha} \sim 10^5 \div 10^7$, $\tau_{Lc} \sim 10^3 \div 10^5$, и можно показать, что принятие этого предположения не будет связано с большими ошибками.

2. Пренебрегаем зависимостью профиля коэффициента поглощения от оптической глубины. Указанную зависимость мы будем учитывать только при вычислении интенсивности выходящего излучения. Упрощение, которое достигается в силу этого предположения, состоит в том, что в этом случае ядро интегрального уравнения (25) зависит только от разности аргументов, а изменение n_e и T_e входит в задачу лишь через величины ξ и $\tilde{\nu}$.

3. Мы будем считать, что рассеяние происходит с полным перераспределением квантов по частотам внутри линии. В силу предположений 2 и 3 средняя интенсивность на глубине τ определяется формулой

$$\bar{J}^d(\tau) = \frac{1}{2} \int_0^{\tau_0} K(|t - \tau|) S(t) dt. \quad (28)$$

4. Если пренебречь вынужденными излучениями, то приведенные выше уравнения несколько упростятся. В частности:

$$r_{Uj} = \varepsilon_{Uj} + p_{Uj}, \quad (16')$$

$$r_{jU} = j_{Uj}^0 + \varepsilon_{Uj} + p_{Uj}, \quad (17')$$

$$s_{jL}^0 = s_{jL} = b_L/b_j, \quad (19')$$

$$\xi = \frac{X}{1 + X}, \quad (26')$$

$$\tilde{\nu} = Z/X. \quad (27')$$

Коэффициенты возбуждения и ионизации электронными ударами и обратных им процессов вычислены по формулам Сэмпсона и Гольдена [13, 14], а коэффициенты фоторекомбинации — по Ситону [15]. Все эти коэффициенты для каждого перехода представлены в виде

$$C'_{ij} = 10^{-m} (a_0 + a_1 t_0 + a_2 t_0^2), \quad (29)$$

где $t_0 = T_e/10^4$, и величины m , a_0 , a_1 , a_2 вводились в машину.

Для решения системы интегральных уравнений типа (25) применялся метод, описанный в [16]. Суть метода заключается в том, что функция источника представляется в виде

$$s_i = \sum_{j=1}^N c_j f(\tau_i)_j, \quad (30)$$

а ядро интегрального уравнения — в виде суммы экспонент

$$K(y) = \sum_{m=1}^M a_m e^{-b_m y}. \quad (31)$$

В результате каждое интегральное уравнение заменяется системой линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов c_j , которая решалась методом Гаусса с выбором главного элемента. Расчеты показали, что в области типичных для астрофизики значений $\xi \geq 10^{-5}$ метод дает достаточно точное решение.

Поскольку величины ξ_{UL} и \tilde{b}_{UL} в уравнении (25) зависят от значений функций источников во всех других линиях и континууме, которые в свою очередь зависят от s_{UL} , задача решается итеративно. После получения на очередном этапе значений функций источников вычисляются величины ρ по формуле

$$\rho = \frac{\xi}{1-\xi} \left(\frac{\tilde{b}}{s} - 1 \right). \quad (32)$$

Далее с новыми значениями ρ и s вычисляются X и Z , а из них и ξ и \tilde{b} . Итерация считалась завершенной при достижении точности

$$|s^{(n)} - s^{(n-1)}|/s^{(n)} \leq 0,03 \quad (33)$$

для каждой линии в каждой точке по τ .

Таким образом, каждое интегральное уравнение решается точным методом, а итерация производится между интегральными уравнениями. При разумном задании начальных приближений сходимость с указанной точностью достигается после 5—6 итераций. Все расчеты выполнены на ЭВМ ЕС-1020 Крымской астрофизической обсерватории.

5. Обсуждение результатов расчета. Опишем результаты наших расчетов и сравним с наблюдениями и с результатами других вычислений [7, 8]. Причем здесь сравнение с наблюдениями делается лишь в той степени, в какой этого достаточно, чтобы посмотреть, приемлемы ли вообще результаты наших расчетов и можно ли использовать их для интерпретации реальных наблюдений и определения физических параметров протуберанцев.

На рис. 1 и 2 представлены графики изменения функции источника с глубиной и профиль линии H_α для моделей с полной оптической толщиной τ_{H_α} , равной 1, 5, 10, 25, 50, 75 и 100. На рис. 2 для сравнения показан профиль линии H_α для протуберанца 8.VI 1959 г., описанного в [17] и частично изученного в [18].

Полные энергии, излучаемые в бальмеровских линиях, вычислены по формуле

$$\bar{E}_\nu = \int_{-\infty}^{\infty} d\nu \int_0^{\tau_0} s(\tau_\nu) \exp(-\tau_\nu) d\tau_\nu \quad (34)$$

в единицах эрг/см²·с·ср. На рис. 3 и 4 показана зависимость полной энергии, излучаемой протуберанцем соответственно в линиях H_α и H_β , от полной

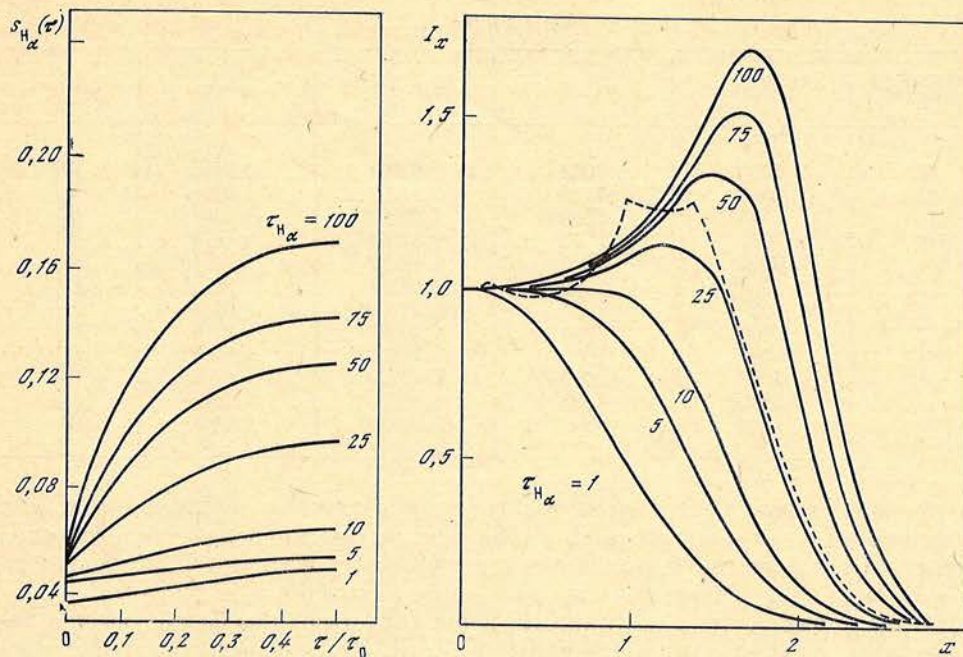


Рис. 1. Изменение функции источника линии H_{α} с глубиной в слое с полной оптической толщиной $\tau_{H\alpha} = 1, 5, 10, 25, 50, 75, 100$

$\tau = 0, T_e = 8000 \text{ K}, n_e^c = 2,5 \cdot 10^{10}; \tau = \tau_0/2, T_e = 7000 \text{ K}, n_e = 5,0 \cdot 10^{10}$

Рис. 2. Теоретические профили линии H_{α} , соответствующие значениям функции источника, изображенной на рис. 1

I_x — интенсивность линии на частоте x в единицах центральной интенсивности; x — расстояние от центра линии в единицах $\Delta\lambda_D$. Пунктир — профиль линии H_{α} для протуберанца 8.VI 1959 г. [17]. $T_e = 7000 \text{ K}, n_e = 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

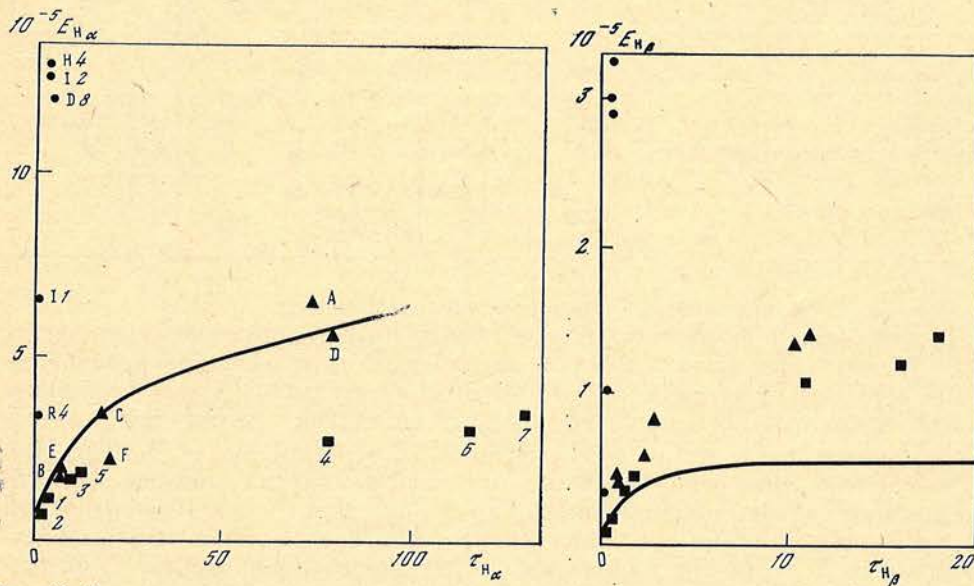


Рис. 3. Зависимость полной энергии, излучаемой в линии H_{α} , от $\tau_{H\alpha}$ для модели $T_e^c = 7000 \text{ K}, n_e^c = 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}, A_T = 1000 \text{ K}, A_D = 0,5$

Треугольники — полные интенсивности линии H_{α} шести протуберанцев А, В, С, D, Е, F, изученных в [18], квадраты — расчеты в [7], кружки — расчеты в [8]. H4, I1, I2, D8, R4 — обозначения моделей. Другие характеристики моделей [7, 8] даны в табл. 1

Рис. 4. Зависимость полной энергии, излучаемой в линии H_{β} , от $\tau_{H\beta}$ для модели $T_e^c = 7000 \text{ K}, n_e^c = 5 \cdot 10^{10}, A_T = 1000 \text{ K}, A_D = 0,5$. Значки — аналогично рис. 3.

Таблица 1

Обозначения моделей	T_e^{rp} , К	T_e^c , К	$\langle n_e \rangle$, см ⁻³	l , км	Ссылка
I1	7000	7000	4,5E10	3,2E3	[8]
I2	7000	7000	4,4E10	1,0E4	[8]
R4	7195	4600	3,0E10	1,2E3	[8]
D8	7685	5345	4,8E10	8,5E3	[8]
H4	8265	7040	4,5E10	1,1E4	[8]
1	7000	7000	4,65E9	1,0E5	[7]
2	7000	7000	3,21E10	1,0E3	[7]
3	7000	7000	2,40E10	1,0E4	[7]
4	7000	7000	2,23E10	1,0E5	[7]
5	7000	7000	8,79E10	1,0E3	[7]
6	7000	7000	8,60E10	1,0E4	[7]
7	7000	7000	2,93E10	1,0E3	[7]

оптической толщины. Эта зависимость сравнивается с наблюдениями для шести протуберанцев, изученных в [18]. Там же мы приводим теоретические полные интенсивности, вычисленные для некоторых из моделей, построенных в [7, 8]. В табл. 1 приведены основные характеристики этих моделей.

Из рис. 3 видно, что для линии H_α наши расчеты лучше согласуются с наблюдениями, чем модели, построенные в [7, 8]. Как указывалось выше, теоретические полные интенсивности, вычисленные в [8], очень большие. Полные интенсивности, вычисленные в [7], близки к наблюдениям при небольших τ_{H_α} (≤ 15), а при больших τ_{H_α} примерно в 2 раза меньше, чем обычно наблюдаемые значения. А для линии H_β (рис. 4) результаты [7] оказываются ближе к наблюдениям.

Таблица 2

Вид определения	H_α	H_β	H_γ	H_δ	Ссылка
Наблюдения					
с эшелле	5,40	1,0	0,47	0,27	[19]
с решеткой	4,17	1,0	,35	,29	[17, 19—22]
с корональным спектрометром	9,8	1,0	,29	,16	[23, 24]
Теория					
	7,4	1,0	,30	—	[25]
	8,0	1,0	,31	—	[12]
	9,8	1,0	,51	,27	

В табл. 2 сравниваются бальмеровские декременты.

Бальмеровские декременты, полученные из наблюдений с эшелле, представляют средние по 7 протуберанцам, из наблюдений с решеткой средние по 35 протуберанцам, из наблюдений с корональным спектрометром с кремниевым детектором — по 6 протуберанцам. В последней строчке даны декременты, вычисленные нами (для модели с $T_e^c = 7000$ К, $n_e^c = 5 \cdot 10^{10}$). Как видно из табл. 2, ни наши расчеты, ни расчеты других авторов [12, 25] не объясняют наблюдения одинаково хорошо для всех линий. При сравнении теории с наблюдениями мы встречаемся с неопределенностью наблюдательных данных. В частности, бальмеровские декременты, получаемые из наблюдений, произведенных разными методами, сильно отличаются друг от друга. Аналогичное положение имеется и в отношении центральных интенсивностей [26].

Все же в целом из анализа данных табл. 2 и рис. 3 и 4 можно заключить, что результаты наших расчетов вполне приемлемы и можно говорить об их использовании для интерпретации наблюдений и определения физических параметров конкретных протуберанцев. В связи с этим мы приводим ниже ряд

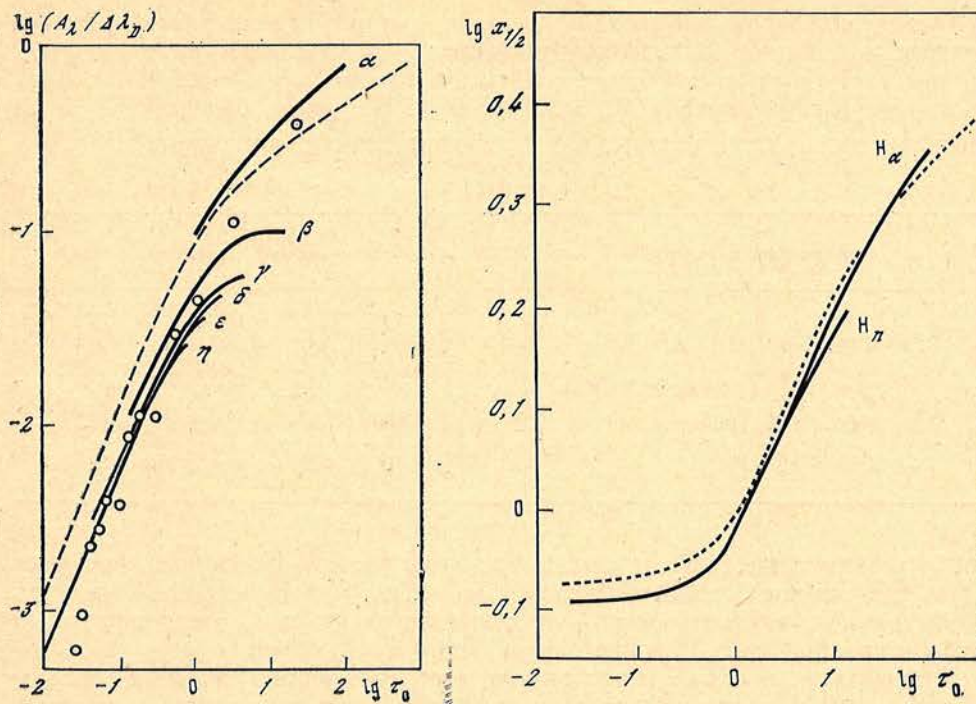


Рис. 5. Кривые роста для бальмеровской линии, вычисленные для модели $T_e^c = 7000$ К, $n_e^c = 5 \cdot 10^{10}$, $A_T = 1000$ К, $A_D = 0,5$
 Кривая роста для H_α , рассчитанная в [25], показана штриховой линией, кружки — эмпирическая кривая роста для протуберанца 8.VI 1959 г. [17]
 A_λ — эквивалентная ширина в мÅ, $\Delta\lambda_D$ — доплеровская полуширина, α, β, \dots , означает, что точки относятся к линиям H_α, H_β и т. д. ▮

Рис. 6. Кривые полуширин для бальмеровских линий

полезных графиков, которые могут быть использованы при определении основных физических параметров спокойных протуберанцев.

При анализе спектра протуберанцев часто применяется метод кривой роста. Причем в качестве теоретической кривой роста обычно берут кривую роста Хельда [26, 27] или некоторые ее модификации [28, 29]. На рис. 5 представлены кривые роста для первых шести линий бальмеровской серии для модели с $T_e^c = 7000$ К, $n_e^c = 5 \cdot 10^{10}$ см⁻³, $A_T = 1000$, $A_D = 0,5$. Начиная с линии H_ζ все кривые сливаются в одну. Для сравнения на рис. 5 показана кривая роста для H_α , рассчитанная в [30] в предположении о резонансном рассеянии излучения Солнца. Там же приведена эмпирическая кривая роста, т. е. зависимость $(\lg(A_\lambda/\Delta\lambda_D), \lg(\lambda f))$ для протуберанца 8.VI 1959 г. [17]. Наилучшее совпадение точек с соответствующими кривыми должно фиксировать значение τ_{H_α} . В данном случае мы приблизительно получаем $\tau_{H_\alpha} \approx 20$, в хорошем согласии с тем, что было найдено для этого протуберанца в [18].

На рис. 6 представлены так называемые кривые полуширин, т. е. зависимость полуширины линии от τ_0 . Штриховая кривая вычислена по формуле Конвей, справедливой при постоянной функции источников. На рис. 7 показаны изменения центральных интенсивностей бальмеровских линий с оптической толщиной. Они выражены в единицах непрерывного спектра центра диска, уменьшенного в области 3600—4600 Å на 30% вследствие поглощения во фраунгоферовых линиях. На этом же рисунке значками + нанесены значения центральных интенсивностей бальмеровских линий, усредненные по 35 протуберанцам [17, 19—22].

Представляет большой интерес вопрос, как различные характеристики спектральной линии (эквивалентная ширина, центральная интенсивность, ширина контуров и т. д.) будут меняться с изменением значения тех или иных исходных параметров (T_e , n_e , A_T и A_D). Принимая модель с $\tau_{H\alpha} = 25$ за основу, мы провели расчеты для вариантов, приведенных в табл. 3.

Т а б л и ц а 3

Варьируемый параметр	Фиксированные параметры
$T_e^c = 6000, 7000, 8000$ К	$n_e^c = 5 \cdot 10^{10}$, $A_T = 1000$, $A_D = 0,5$
$10^{-10} n_e^c = 1, 5, 10, 30, 50$ см $^{-3}$	$T_e^c = 7000$, $A_T = 1000$, $A_D = 0,5$
$A_T = 1000, 2000, 3000$ К	$T_e^c = 7000$, $n_e^c = 5 \cdot 10^{10}$, $A_D = 0,5$
$A_D = 1,0; 0,5; 0,2$	$T_e^c = 7000$, $n_e^c = 5 \cdot 10^{10}$, $A_T = 1000$

Соответствующие графики представлены на рис. 8—10. Из этих рисунков видно, что ширины линий более чувствительны к значению температуры, а центральная интенсивность — к значению градиента температуры от центра к границе слоя. Глубина центрального провала тем больше, чем больше температура, и остается постоянной при изменении градиента температуры. Рис. 10 показывает, что с увеличением n_e увеличивается как центральная интенсивность, так и интенсивность максимума, причем глубина центрального провала также увеличивается, в то время как изменение параметра A_D не оказывает существенного влияния на характеристики профиля линии. Все эти особенности изменения спектральной линии полезно иметь в виду при анализе наблюдений и определении физических параметров.

На рис. 11 представлены графики функции $\eta(\tau_0)$, определяемой выражением

$$\eta(\tau_0) = 100 \int_0^{\tau_0} \bar{j}^\odot(\tau) d\tau / \int_0^{\tau_0} Z(\tau) d\tau, \quad (35)$$

где $\bar{j}^\odot(\tau)$ и $Z(\tau)$ даются соответственно формулами (18) и (15). Величина $\eta(\tau_0)$ для каждой линии дает долю первичных источников, обусловленную рассеянием излучения Солнца. Остальная часть ответственна за электронные удары и рекомбинации.

6. Параметрический учет диффузии излучения. Как было отмечено выше, совместное решение уравнений переноса и стационарности в случае учета многих уровней — чрезвычайно трудная задача. В связи с этим представляет интерес параметрический учет диффузии излучения. Это позволяет избежать решения уравнений переноса (по возможности не делая при этом большой ошибки) и решать уравнения стационарности с учетом многих уровней.

Ранее с целью выяснения механизма возбуждения и ионизации водорода в протуберанцах нами была решена система уравнений стационарности для модели атома с десятью уровнями и континуумом [31, 32]. Диффузия излучения при этом учитывалась параметрически, введением функции L^d , определяемой соотношением

$$L^d = \frac{1}{\tau_0} \int_0^{\tau_0} L(\tau) d\tau, \quad L(\tau) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\tau} a(x) E_2(\tau a(x)) dx. \quad (36)$$

Величина L^d представляет собою усредненную по толще вероятность выхода кванта из среды с постоянными функциями источников. В свете точных решений уравнений переноса и стационарности мы можем вычислить усредненную с весом $S(\tau)$ вероятность выхода кванта, т. е. величину, определяемую

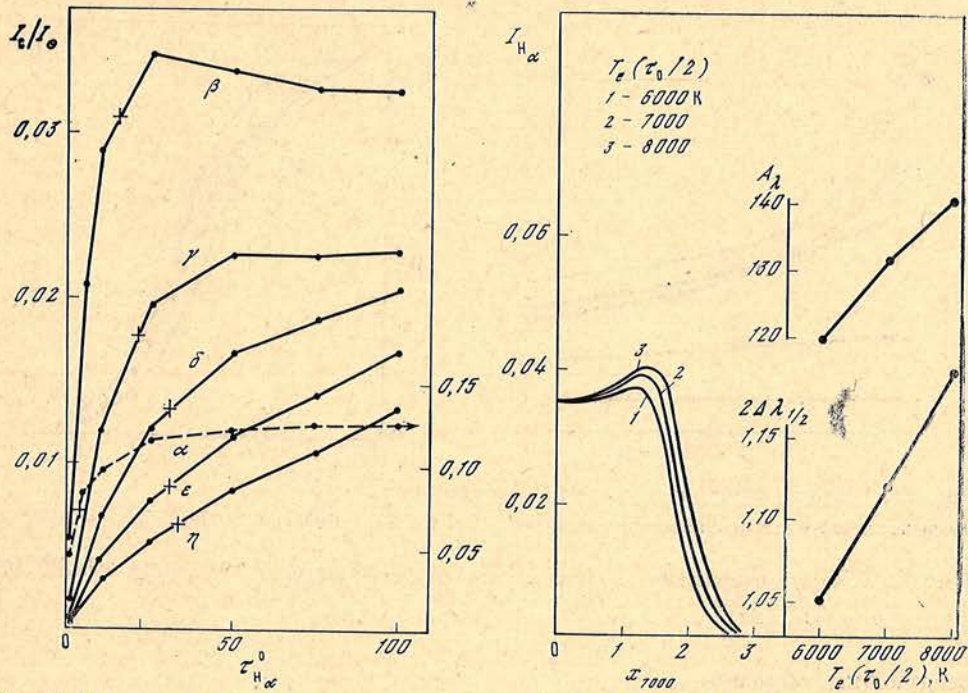


Рис. 7. Зависимость центральных интенсивностей линий $H_\alpha - H_\eta$ от $\tau_{H\alpha}$ для модели $T_e^c = 7000$, $n_e^c = 5 \cdot 10^{10}$, $A_T = 1000$, $A_D = 5,0$

Значками «+» отмечены значения центральных интенсивностей линий $H_\alpha - H_\eta$, усредненные по 35 прогуберанцам, наблюдаемым с решеткой. Шкала справа относится к линии H_α .

Рис. 8. Изменение профиля линии H_α в зависимости от температуры в центре слоя

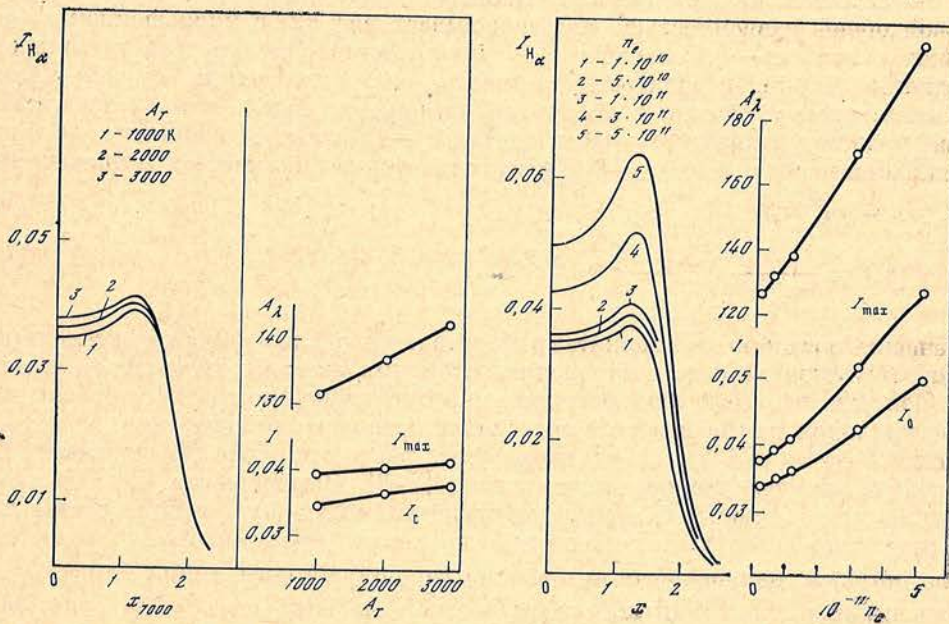


Рис. 9. Изменение профиля линии H_α в зависимости от значения параметра $A_T = T_e^{gr} - T_e^c$

Рис. 10. Изменение профиля линии H_α в зависимости от значения n_e в центре слоя

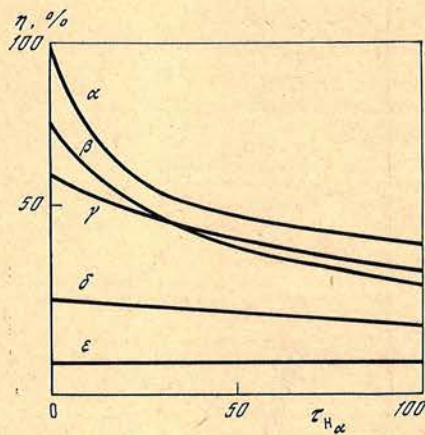


Рис. 11. Графики функции $\eta(\tau_0)$ для бальмеровских линий

Обозначения $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \epsilon, \eta$ соответствуют линиям $H_{\alpha}, H_{\beta}, H_{\gamma}, H_{\delta}, H_{\epsilon}$ и H_{η} ; $T_e = 7000$ К, $n_e = 5 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$

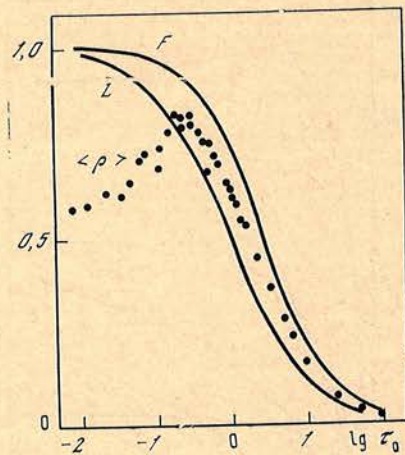


Рис. 12. Средняя вероятность выхода кванта из среды (модель $T_e = 7000$, $n_e^c = 5 \cdot 10^{10}$, $A_T = 1000$, $A_D = 0,5$)

следующим образом:

$$\langle \rho \rangle = \int_0^{\tau_0} S(\tau) \rho(\tau) d\tau / \int_0^{\tau_0} S(\tau) d\tau. \quad (37)$$

Мы вычислили эту величину для моделей с $T_e^c = 7000$, $n_e^c = 5 \cdot 10^{10}$ и $\tau_{H\alpha} = 1, 5, 10, 25, 50, 75, 100$. Если нанести $\langle \rho \rangle$ в зависимости от τ_0 (рис. 12), то оказывается, что $\langle \rho \rangle$ для всех линий бальмеровской серии можно описать одной общей зависимостью. Как показывает рис. 12, с уменьшением τ_0 начиная с $\lg \tau_0 \approx -0,5$ значение $\langle \rho \rangle$ уменьшается. Однако теоретически эта величина должна стремиться к 1 при $\tau_0 \rightarrow 0$. Уменьшение $\langle \rho \rangle$ для малых τ_0 , по-видимому, связано с тем, что мы принимаем модель атома с ограниченным числом уровней. Эту часть ($\lg \tau_0 \leq -0,5$) следует отбросить, и тогда оставшая часть с $\lg \tau_0 > -0,5$ достаточно точно описывается выражениями

$$\langle \rho \rangle = kF(\tau_0), \quad (38)$$

$$F(\tau_0) = \frac{1}{\tau_0 \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} (1 - e^{-\tau_0 e^{-x^2}}) dx. \quad (39)$$

Значение постоянного множителя оказывается равным 0,88 для всех линий и малочувствительным к изменению остальных исходных параметров модели.

Заключение. Получено решение многоуровневой проблемы образования спектральной линии в некотором приближенном ее варианте (см. предположения 1—4 на с. 157). Результаты наших расчетов лучше согласуются с наблюдениями, чем теоретические модели [7, 8]. Вычисленные здесь теоретические кривые роста и кривые полуширин могут быть использованы для определения $\tau_{H\alpha}$ и $\Delta\lambda_D$. Усредненные по многим протуберанцам эквивалентные ширины, центральные интенсивности, полуширины линий близки к их значениям, вычисленным для теоретической модели с $\tau_{H\alpha} = 25$, $T_e^c = 7000$, $n_e^c = 5 \cdot 10^{10}$.

Ширины линии более чувствительны к значению температуры в центре слоя, центральные интенсивности — к значению градиента температуры, а глубина центрального провала — к значению электронной концентрации. Изменение параметра A_D не оказывает существенного влияния на характеристики профиля линии (по крайней мере в области значений $n_e \sim 5 \cdot 10^{10}$).

Для типичных протуберанцев с $\tau_{H\alpha} \sim 10 \div 20$ 65, 55 и 50% свечения в линиях $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$ соответственно обусловлены рассеянием фотосферного излучения. С увеличением $\tau_{H\alpha}$ эти доли уменьшаются, и при $\tau_{H\alpha} = 100$ лишь 40% свечения линии $H\alpha$ и 30% свечения линий $H\beta$ и $H\gamma$ обусловлены излучением Солнца. Для линии $H\delta$ указанная доля составляет 20%, а для высших членов лишь 5—8% и мало зависит от оптической толщины.

Вычислены значения средней вероятности выхода кванта из среды для условий, характерных в спокойных протуберанцах. Их можно использовать для параметрического учета диффузии излучения.

Выражаю глубокую благодарность дирекции Крымской астрофизической обсерватории и лично ее директору академику А. Б. Северному за любезность принять меня на длительную командировку, во время которой, в частности, была выполнена данная работа. Выражаю искреннюю благодарность Э. А. Барановскому, прочитавшему рукопись статьи и сделавшему ряд полезных замечаний.

Декабрь 1978 г.

Литература

1. Kawaguchi I.— Publ. Astron. Soc. Japan, 1965, 17, N 4.
2. Hirayama T.— Publ. Astron. Soc. Japan, 1964, 16, N 2.
3. Костик Р. И. Солнечные данные, 1974, № 2.
4. Poland A., Skumanich A., Athay R., Tandberg-Hanssen E.— Solar Phys., 1971, 18, p. 391.
5. Poland A., Anzer U.— Solar Phys., 1974, 19, p. 401.
6. Яковкин Н. А., Зельдина М. Ю.— Астрон. ж., 1964, 41, с. 914.
7. Ishizawa T.— Contr. Department. Astron. Univ. Kyoto, 1973, N 42.
8. Heasley J. N., Mihalas D.— Astrophys. J., 1976, 205, p. 273.
9. Соболев В. В.— Астрон. ж., 1962, 39, с. 632.
10. Силяков К. И.— Вестник ЛГУ, 1976, № 13, вып. 3.
11. Auer L. H., Mihalas D.— Astrophys. J., 1969, 156, p. 157.
12. Heasley J. N., Milkey R. W.— Astrophys. J., 1978, 224, N 2.
13. Sampson D. H., Golden L. B.— Astrophys. J., 1970, 161, N 1.
14. Golden L. B., Sampson D. H.— Astrophys. J., 1970, 163, N 2.
15. Seaton M. J.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1959, 119, p. 90.
16. Avrett E. H., Loeser R.— Smithsonian Astrophys. Obs. Special Report, 1966, N 201.
17. Зельдина М. Ю., Сергеева А. Н.— Вопросы астрофизики. 1966, 36.
18. Цовоозу Чултемиин.— Астрон. ж., 1975, 52, с. 572.
19. Ши-Хуэй Е.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 25, с. 180.
20. Яковкин Н. А., Зельдина М. Ю.— Астрон. ж., 1964, 41, с. 336.
21. Сергеева А. Н.— Вопросы астрофизики. Киев: Наук. думка, 1967, с. 36.
22. Зельдина М. Ю., Сергеева Г. М.— Вестник КГУ, сер. астрон., 1967, № 8, 25.
23. Landman D. A., Illing R. M.— Astron. Astrophys., 1976, 49, N 2, 277.
24. Landman D. A., Illing R. M.— Astron. Astrophys., 1977, 55, N 1, 103.
25. Healey J. N., Milkey R. W., Engvold O.— Solar Phys., 1977, 51, p. 315.
26. Зельдина М. Ю.— В кн.: Спектрофотометрические исследования активных образований на Солнце. Киев: Наукова думка, 1964, с. 19.
27. Унгольд А. Физика звездных атмосфер. М., 1955.
28. Северный А. Б.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1954, 12, с. 33.
29. Мельников О. А., Журавлев С. С.— Уч. зап. ЛГУ, 1957, вып. 34, с. 70.
30. Яковкин Н. А., Зельдина М. Ю.— Вестник КГУ, сер. астрон. ж., 1969, № 11.
31. Chultem Ts., Yakovkin N. A.— Solar Phys., 1974, 34, p. 133.
32. Цовоозу Чултемиин, Яковкин Н. А.— Солнечные данные, 1974, № 1, 74.

УДК 523.98

**РАЗВИТИЕ ЛОКАЛЬНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ
И ВСПЛЕСКОВАЯ АКТИВНОСТЬ НА СОЛНЦЕ
В КОРОТКОВОЛНОВОЙ ЧАСТИ САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА**А. Ф. Бачурин, А. С. Дворяшин, Н. Н. Ерюшев,
Л. И. Цветков

Рассмотрены радиоизлучение протонных и непротонных областей на Солнце в диапазоне волн 1,9—3,5 см и всплесковая активность июльской 1974 г. протонной группы пятен (McMath Region 13043) на волне 1,9 см. Наблюдения проводились на РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Получены следующие результаты.

1. Для протонных областей на Солнце характерны относительно высокие значения плотности потока радиоизлучения локального источника в диапазоне 1,9—3,5 см. При переходе от непротонных областей к протонным спектральный индекс в интервале волн 3,5—2,5 см уменьшается.

2. Обнаружены характерные этапы в развитии локального источника и всплесковой активности на волне 1,9 см. Этапы развития могут характеризоваться как появлением сходных по временному профилю всплесков, так и изменениями общего уровня радиоизлучения локального источника.

DEVELOPMENT OF LOCAL RADIO SOURCES AND BURST ACTIVITY ON THE SUN AT SHORT CENTIMETRE WAVELENGTHS, by A. F. Bachurin, A. S. Dvorjashin, N. N. Erjushev, L. I. Tsvetkov.— The radio emission of proton and nonproton regions on the Sun in the wavelengths range 1.9—3.5 cm and burst activity of proton sunspot group (Mc Math Region 13043) in July 1974 at wavelength 1.9 cm are considered. The observations were made with the 22-meter radio telescope of the Crimean observatory.

It is shown that:

1. The radio emission relatively high flux density of the local sources is typical for proton regions in the wavelength range 1.9—3.5 cm, in the wavelength range 3.5—2.5 cm the spectral index values less for proton groups as compared with non-proton groups.

2. The typical stages of the evolution of the local radio sources and radioburst activity at wavelength 1.9 cm are revealed. These stages of evolution may be characterized by the appearance of bursts with similar time profile and by changes of the total level of the local sources radioemission.

Введение

Группы пятен на Солнце и связанные с ними локальные радиоисточники представляют собой области, где возникают все основные виды солнечной активности. Как показано А. Б. Северным [1], Н. В. Степенко [2] и Эллисоном [3], во время солнечных вспышек выделяется значительное количество энергии ($\sim 10^{32}$ эрг), они сопровождаются мощным излучением в рентгеновском и радиодиапазонах.

А. Б. Северным обосновано предположение, что энергия вспышек черпается за счет энергии магнитных полей [4]. Показано [5—7], что возникновению вспышки предшествуют большие градиенты магнитного поля в активной области. Быстрое выделение энергии во вспышке, особенно в импульсной фазе, приводит к предположению о возможном предварительном накоп-

лении энергии в активной области. Возникновение дополнительной энергии может происходить благодаря всплыванию нового магнитного потока, усилению существующего магнитного поля и вследствие движения (или вращения) пятен или холмов поля. Увеличение напряженности магнитного поля перед вспышками обнаружено в [8].

В [9] отмечается, что началу импульсной фазы вспышки предшествуют поярчания отдельных деталей флоккула, причем основные изменения интенсивности свечения происходят на небольших участках [10]. В [11] указывается, что активизация волокон перед вспышками сопровождается одновременным возрастанием мягкого рентгеновского излучения и появлением быстрых движений в волокнах, свидетельствующих о перестройке локальных магнитных полей в нижней короне перед мощными вспышками. Это подтверждается также результатом, полученным в [12] при изучении вспышки 5.VII 1974 г.

Естественно предположить, что предвспышечные изменения в активной области должны регистрироваться в радиоизлучении в виде отдельных всплесков или повышенной интенсивности локальных источников.

Одним из важных параметров локальных радиоисточников на Солнце является плотность потока излучения. Величина и спектр плотности потока радиоизлучения дают сведения для понимания природы не только самих источников, но и активных областей в целом [13]. Эти характеристики локальных источников используются также при прогнозировании вспышечно-всплесковой активности на Солнце [14, 15]. В [16] изучается локальный источник радиоизлучения на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см, связанный с протонной группой пятен № 96, за период 1—7.VII 1974 г. Эта группа имела сложную структуру, в ней возникало много вспышек. Общий ход изменения интенсивности радиоизлучения локального источника претерпевает заметные изменения со временем. 1, 4 и 5.VII 1974 г. замечены сравнительно медленные колебания интенсивности излучения со средней длительностью 100 мин. Относительная амплитуда изменений максимальна 4.VII [16, 17]. Имеют место также короткопериодические вариации, которые накладываются на долгопериодические изменения. Большинство из радиовсплесков, наблюдавшихся с 1 по 7.VII, характеризовалось повышением интенсивности радиоизлучения перед импульсной фазой.

С ростом вспышечной (всплесковой) активности группы № 96 значения спектральных индексов в интервалах длин волн 2,5—1,9 и 3,5—2,5 см существенно уменьшаются, причем спектральный индекс в диапазоне 3,5—2,5 см принимал даже отрицательные значения [18].

Нами рассмотрены плотность потока радиоизлучения протонных и не-протонных областей на Солнце в диапазоне волн 1,9—3,5 см и развитие всплесковой активности группы № 96 на волне 1,9 см.

1. Плотность потока радиоизлучения протонных и не-протонных областей

Ранее, в разное время за период 1971—1974 гг., нами были определены значения плотностей потоков радиоизлучения для семи локальных источников на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см при прохождении их по диску Солнца [19]. Здесь, используя эти данные, мы попытаемся выявить некоторые особенности в радиоизлучении протонных и не-протонных активных областей.

В табл. 1 представлены усредненные по каждому локальному источнику величины плотности потока излучения на указанных волнах F_λ и суммарные значения истинных площадей групп пятен S_p в миллионных долях полусферы Солнца (м. д. п.). Во втором и третьем столбцах таблицы даны нумерация групп пятен и даты прохождения их через центральный меридиан [19]. В последнем столбце для каждого источника отмечено число дней, по которым проводилось усреднение величины плотности потока излучения.

Все группы пятен мы разделили в свою очередь на две группы. В первую группу (1) отнесены группы пятен с истинными площадями $S_p \leq 500$, во

Таблица 1

Номер п/п	Номер группы	Дата прохождения центрального меридиана	Период наблюдений	S_p , м.д.п.	$F_\lambda \cdot 10^{21}$, Вт·м ⁻² ·Гц ⁻¹			Число дней наблюдений
					$\lambda = 1,9$ см	$\lambda = 2,5$ см	$\lambda = 3,5$ см	
1	392	6.XII 1971 г.	6—12.XII	610	2,1	4,0	7,6	5
2	424	2.I 1972 г.	29.XII 1971— 4.I 1972	481	0,94	1,8	3,5	6
3	223	4.VIII 1972 г.	3—6.VIII	1282	15,5	35,5	47,0	4
4	83	24.IV 1973 г.	18.IV —1.V	512	3,9	6,0	8,5	13
5	96	21.V 1973 г.	14.V —26.V	416	1,6	2,6	4,4	13
6	96	3.VII 1974 г.	29.VI —10.VII	853	14,6	19,8	20,1	12
7	99	14.VII 1974 г.	9.VII—17.VII	500	1,3	2,8	4,6	9

Таблица 2

Тип группы	$F_\lambda \cdot 10^{21}$, Вт·м ⁻² ·Гц ⁻¹			n_1	n_2	S_p , м.д.п.	S_d , м.д.д.
	$\lambda = 1,9$ см	$\lambda = 2,5$ см	$\lambda = 3,5$ см				
I	1,28	2,4	4,17	2,29	1,64	366	533
II	9,03	16,3	20,8	2,15	0,72	814	1317
III	15,05	27,65	33,55	2,22	0,57	1068	1853

вторую (II) — с $S_p > 500$ м. д. п. Соответствующие усредненные значения плотностей потоков на трех волнах и спектрального индекса n в интервалах длин волн 2,5—1,9 см (n_1) и 3,5—2,5 см (n_2) даны в табл. 2. Заметим, что группы пятен № 223 (1972 г.) и № 96 (1974 г.), вошедшие в группу II, являются протонными, они в табл. 2 выделены также в отдельную группу III. В последних двух столбцах таблицы приведены значения истинных площадей группы пятен S_p и видимых площадей группы пятен в миллионных долях диска (м. д. д.) S_d . Спектральный индекс определялся по формуле

$$n = \frac{\ln(F_{\lambda_1}/F_{\lambda_2})}{\ln(\lambda_1/\lambda_2)}.$$

Из табл. 2 следует, что большим площадям групп пятен (S) соответствуют более высокие значения плотности потока радиоизлучения (F) локальных источников [20]. Однако в изменениях F и S прямой пропорциональности не обнаруживается [21]. При переходе от группы I к группе II площадь групп пятен возросла не более чем в 3 раза, тогда как величина плотности потока радиоизлучения изменилась в 5—7 раз. Особенно заметный рост плотности потока излучения имеет место при переходе к протонным областям (группа III). В этом случае плотность потока радиоизлучения превышает излучение от непротонных областей в 6—8 раз, хотя площадь пятен возросла только в 2,4 раза (согласно табл. 1).

Известно, что угловые размеры локальных источников в плоскости диска близко совпадают с размерами групп пятен [22], поэтому возрастание плотности потока радиоизлучения с ростом площади пятен в основном связано с увеличением угловых размеров самих источников. Наряду с этим, по-видимому, происходит повышение излучательной способности локального источника из-за дополнительного роста температуры и плотности в излучающей области, а также усиления локального магнитного поля [23].

При переходе от группы I к группе II, а также к протонным областям III спектральный индекс n_1 (2,5—1,9 см) изменяется незначительно, а n_2 (3,5—2,5 см) заметно уменьшается, принимая значение $n_2 < 1$. Это свидетельствует о том, что при переходе к протонным областям, а возможно, и при повышении мощности групп пятен вообще происходит заметное повышение плотности потока излучения локального источника на волне 2,5 см.

Данные о плотности потока радиоизлучения показали, что более высокие значения плотности потока относятся к локальным источникам, связанным

с мощными группами пятен на Солнце. Как нам кажется, это условие является одним из признаков «протонности» активной области. Наряду с этим у протонных областей существенно изменяются спектральные характеристики радиоизлучения локального источника в диапазоне 3,5—1,9 см. Расширение диапазона спектра и усиление *S*-компоненты радиоизлучения для протонного события августа 1972 г. было найдено в [24]. Это согласуется с нашими данными, полученными по наблюдениям отдельных локальных источников.

2. Локальный источник и всплесковая активность

В [16] нами рассмотрено поведение локального источника радиоизлучения (группа пятен № 96) по усредненным за две минуты значениям полной интенсивности. Далее рассмотрим развитие локального источника радиоизлучения на волне 1,9 см непосредственно по записям наблюдений за период 4—7.VII 1974 г.

Копии отдельных фрагментов (участков) записей 4, 6 и 7.VII приведены на рис. 1—3. Все фрагменты для удобства рассмотрения пронумерованы. Для сравнения относительной интенсивности всплесков на рис. 1—3 вертикальными черточками указаны масштабы в единицах излучения спокойного Солнца (от всего диска). На каждом фрагменте имеются отметки времени. Время везде указывается мировое. Копии записей за 5.VII здесь не приводим.

Рассмотрение рис. 1—3 позволяет заметить не только различный характер изменения интенсивности локального источника ото дня ко дню, но и проследить характерные этапы в развитии всплесковой активности в течение дня. Под этапом развития мы будем понимать интервал времени, в течение которого изменение интенсивности радиоизлучения носит достаточно однородный характер. В дальнейшем будем писать просто «этапы развития». Представляет интерес описать каждый день в отдельности.

4.VII 1974 г. (рис. 1). По характеру изменения интенсивности радиоизлучения весь период наблюдений в этот день можно разделить на три отличающиеся друг от друга участка — этапы развития локального источника.

I. Первый этап (фрагменты 1—4) содержит в себе мощный всплеск, начавшийся в 6^h43^m UT (максимум в 6^h48^m). До начала этого всплеска в течение 60 мин наблюдается постепенное повышение интенсивности радиоизлучения с вариациями. На общем ходе типа медленного подъема и спада возникали слабые всплески. На спадающей части мощного всплеска спустя 35 мин после его максимума зарегистрированы шесть всплесков импульсного типа. Они возникали с интервалом времени между ними примерно 8—10 мин. В этой связи подчеркнем, что аналогичного характера всплески-сателлиты были обнаружены ранее на спадающей части мощного всплеска, связанного с протонной вспышкой в августе 1972 г. [25]. С появлением всплесков-сателлитов интенсивность излучения основного всплеска начала падать более круто.

II. Второй этап развития источника (фрагменты 5—7) заметно отличается от первого. Он состоит из трех отдельных всплесковых дуг с интервалом между ними примерно 30 мин. Каждый из дуг в свою очередь состоит из нескольких всплесков. В 11^h15^m зарегистрирован импульсный всплеск. Появление всплесков дугами отмечалось ранее в [26].

III. Начало III этапа (фрагменты 8, 9) можно отнести к 12^h00^m (копии записей радиоизлучения на рис. 1 приведены только с 12^h17^m). Он характеризуется возникновением мощного всплеска, связанного с протонной вспышкой. Всплеск начался в 13^h36^m (импульсная часть началась в 13^h51^m). Временной ход всплеска на волнах 1,9 и 2,5 см приведен в [16] (в полном излучении) и в [27] (поляризованном излучении). На этом этапе, кроме указанного протонного всплеска, никаких всплесков не зарегистрировано. До 12^h49^m наблюдалось повышение интенсивности радиоизлучения, затем общий уровень излучения оставался постоянным с небольшими изменениями с плосковершинными максимумами в 12^h49^m; 12^h28^m; 12^h38^m. С 12^h38^m

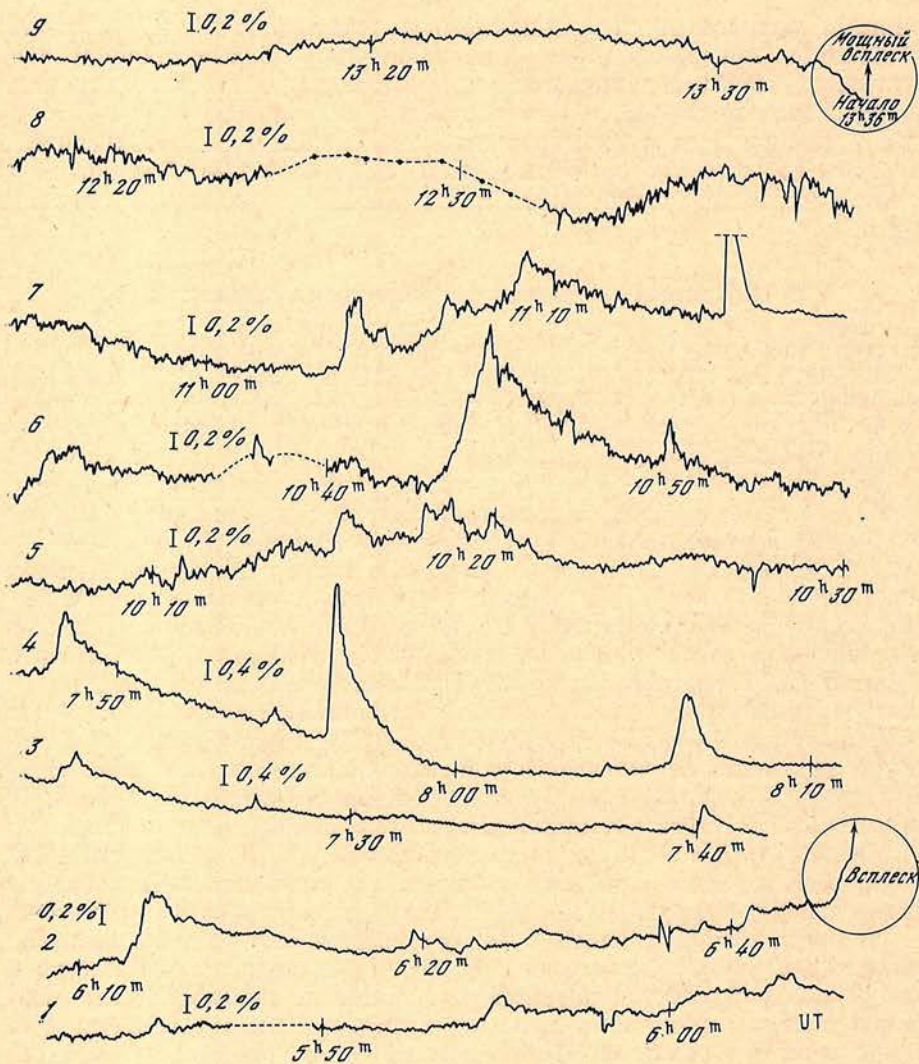


Рис. 1. Копии отдельных участков записи радиоизлучения локального источника на Солнце на волне 1,9 см 4.VII 1974 г.

до начала протонного события происходил спад интенсивности радиоизлучения. Все три этапа этого дня относительно простые, но они заметно отличаются друг от друга.

5.VII 1974 г. В этот день интенсивность радиоизлучения локального источника обнаруживает изменения с периодом около 120 мин [16]. Всплесковая активность имела следующий характер. До 9^h00^m появлялись импульсные всплески и незначительные вариации типа медленных всплесков. Интервал между некоторыми более сильными всплесками составлял около 25 мин. В период с 9^h00^m по 11^h40^m заметных всплесков не было, возникали слабые всплески. В интервале времени 11^h40^m—12^h20^m зарегистрирован дуг из четырех импульсных всплесков, которые были разнесены примерно на 7 мин. Часть дуга, состоящая из первых трех всплесков в поляризованном радиоизлучении на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см, приведена и изучена в [27]. Отметим, что каждый последующий всплеск в указанном дуге по интенсивности был больше предыдущего; четвертый, наиболее мощный всплеск начался в 12^h03^m15^s. По характеру изменения интенсивности радиоизлучения локального источника 5.VII выделяются как бы три этапа развития, только один из них всплесково-активный.

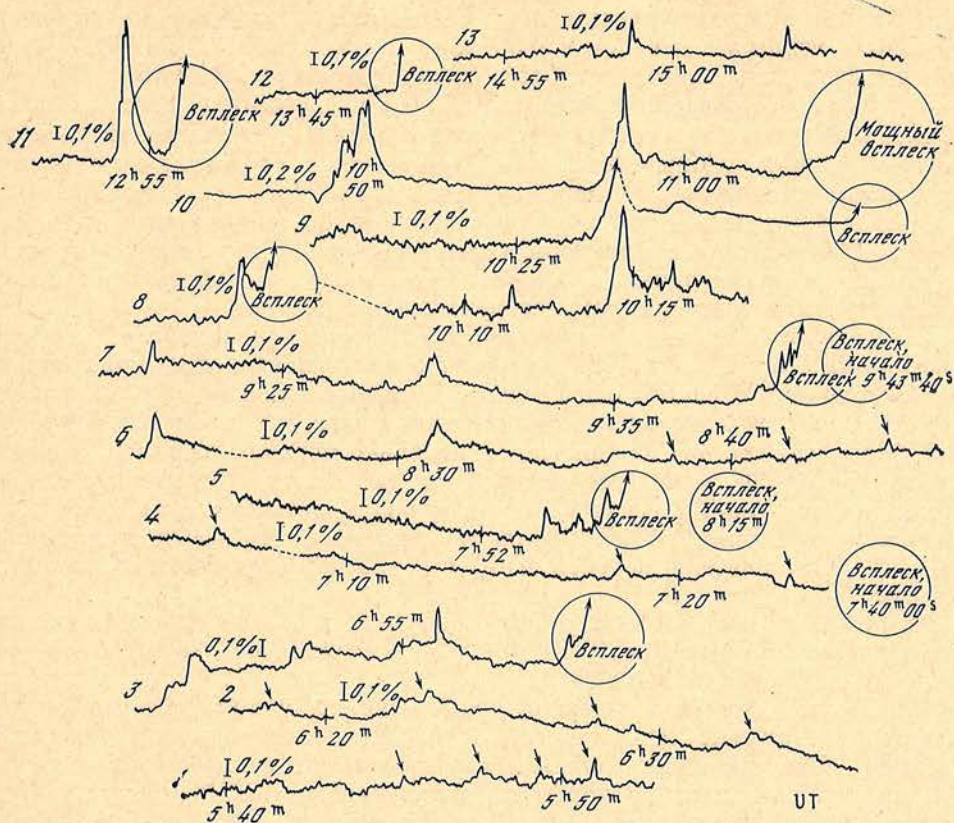


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для 6.VII 1974 г.

6.VII 1974 г. (рис. 2). В этот день зарегистрировано много всплесков разной интенсивности. В изменении всплесковой активности со временем наблюдаются некоторые характерные для этого дня особенности. На рис. 2 выбор фрагментов из записей производился таким образом, чтобы полностью представить как общий ход развития всплесковой активности, так и ее тонкую структуру. Прежде чем говорить что-либо об этапах развития, рассмотрим каждый фрагмент в отдельности.

1. Особенность этого фрагмента — появление очень слабых всплесков-пичков на фоне незначительных вариаций интенсивности. Пички возникали через каждые 1,5—2 мин, длительность их была около 0,25 мин. На рис. 2 пички указаны стрелками.

2. На общем фоне изменения интенсивности локального источника наблюдаются четыре дуга слабых всплесков-пичков (примерно по три пичка в каждой дуге). Интервал времени между соседними дугами составляет примерно 2,5 мин, длительность их — в среднем 2 мин.

3. Этот фрагмент состоит из трех всплесков малой интенсивности с интервалом между ними около четырех минут и относительно сильного всплеска, начавшегося в $7^{\text{h}}00^{\text{m}}30^{\text{s}}$, с максимумом в $7^{\text{h}}01^{\text{m}}35^{\text{s}}$.

4. На четвертом фрагменте показана спадающая (послемаксимальная) часть большого всплеска предыдущего фрагмента. Зарегистрированы три слабых всплеска. Интервал времени между первым и вторым всплесками составляет 12 мин, вторым и третьим 5 мин. Если бы в середине, между первым и вторым всплеском, был еще один всплеск (предположим, что он из-за особенностей в спектре радиоизлучения на этой волне не проявился), то интервал между всплесками составил бы около 6 мин. Фрагмент 4 завершается достаточно интенсивным всплеском с началом в $7^{\text{h}}40^{\text{m}}$ и максимумом в $7^{\text{h}}40^{\text{m}}40^{\text{s}}$.

5. Пятый фрагмент представляет собой конец всплеска предыдущего фрагмента, всплеск с началом в $7^h56^m15^s$ и максимумом в $7^h56^m35^s$, и мощный всплеск, начавшийся в 8^h15^m (максимум около $8^h16^m15^s$). Первому всплеску предшествовали три слабых всплеска-предвестника. Здесь и в дальнейшем название «предвестник» будем употреблять для слабых всплесков, предшествующих сильным всплескам. Предвестники следовали друг за другом с интервалом между их максимумами 1 мин.

6. Этот фрагмент состоит в свою очередь как бы из двух частей. Первая часть — два всплеска с интервалом между ними 8,5 мин, вторая часть — три слабых всплеска-пичка, которые следовали друг за другом через 3 мин. Эти пички аналогичны пичкам фрагментов 1 и 2.

7. Фрагмент показывает наличие двух всплесков (интервал времени между ними 8,5 мин), которые по профилю аналогичны всплескам предыдущего фрагмента, и одного относительно сильного (сложного) всплеска, начавшегося в 9^h39^m . Вслед за этим всплеском возник всплеск в $9^h43^m40^s$.

8. Фрагмент состоит из одного сравнительно мощного всплеска, который начался в 10^h03^m , с максимумом в $10^h05^m10^s$ и трех относительно слабых всплесков; два слабых всплеска по профилю и интенсивности аналогичны всплескам фрагментов 6 и 7. Всплеск с началом в 10^h14^m и максимумом в $10^h14^m45^s$ по профилю подобен этим двум, но по интенсивности несколько больше.

9. Фрагмент представляет собой совокупность одного относительно слабого всплеска с началом в $10^h27^m15^s$ и максимумом в $10^h28^m10^s$ и мощного всплеска, начавшегося в 10^h35^m .

10. Десятый фрагмент содержит в себе наиболее мощный всплеск, наблюдавшийся в этот день. Он начался в $11^h03^m30^s$, достиг максимума примерно в 11^h06^m . Всплеск имеет сложный характер и длительный послевсплесковый спад интенсивности, который продолжается до 12^h45^m . Этому всплеску предшествовали два всплеска малой интенсивности. Один из них начался в $10^h49^m30^s$ (максимум в $10^h50^m30^s$), второй — в $10^h57^m30^s$ (максимум в $10^h58^m15^s$).

11, 12. На этих фрагментах показаны два всплеска, возникшие после мощного всплеска. Первый из них начался в $12^h53^m45^s$ (с максимумом в $12^h54^m10^s$), второй — в $13^h47^m15^s$. Оба всплеска импульсного характера, по профилю сложные.

13. Этот фрагмент характеризуется слабыми импульсными всплесками малой длительности с интервалом между ними 4,5 мин.

На основании рис. 2 представляется возможность проследить ход развития всплесковой активности в течение рассматриваемого периода. Во-первых, как и в предыдущие дни, на рис. 2 можно заметить ряд отдельных этапов развития, каждый из которых состоит из нескольких слабых всплесков-предвестников и завершается, как правило, относительно сильным всплеском. Первый этап включает в себя фрагмент 1, характеризующийся появлением пичков. Второй этап — фрагмент 2 — отличается дугами пичков. В третьем этапе (фрагмент 3) появились слабые всплески-предвестники и сильный всплеск с началом в $7^h00^m30^s$. Четвертый этап состоит из трех относительно сильных всплесков и трех слабых всплесков-предвестников (фрагменты 4 и 5). К пятому этапу следует отнести фрагменты 6 и 7 (и первый всплеск фрагмента 8). Шестой этап состоит из фрагмента 8 (без первого всплеска) и фрагмента 9. Седьмой этап (фрагмент 10) содержит в себе мощный всплеск. Восьмой этап характеризуется двумя всплесками фрагментов 11 и 12. Девятый этап — два слабых всплеска на относительно спокойном фоне. Следовательно, 6.VII развитие всплесковой активности определяется девятью этапами. Естественно, что в определении отдельных этапов и границ между ними иногда могут допускаться некоторые неоднозначности. Не исключены случаи, когда происходит как бы перекрытие этапов развития, когда всплески, характерные для одного этапа, могут появляться в другом этапе; например в пятом этапе наблюдались пички, аналогичные пичкам, зарегистрированным в первом и во втором этапах, слабые всплески пятого

Таблица 3

Этап	Номер фрагмента	Начало всплеска, УТ	Относительная интенсивность, % от спокойного Солнца	Этап	Номер фрагмента	Начало всплеска, УТ	Относительная интенсивность, % от спокойного Солнца	
III	3*	7 ^h 00 ^m 30 ^s	3,3	VI	8	10 14 00	0,6	
	4*	7 40 00	2,1		9	10 27 15	1,7	
IV	5*	7 56 15	1,7				10 35 00	>24
		8 15 00	>6,5	VII	10	10 49 30	1,6	
V	7*	9 39 00	≥0,8				10 57 30	1,8
	8*	9 43 40	0,5				11 03 30	≥24
		10 03 00	~2,9					

* — есть также слабые всплески.

этапа появлялись в шестом этапе. В табл. 3 дан список сравнительно сильных всплесков с указанием их интенсивности в процентах от уровня спокойного Солнца (от всего диска).

Проведенный анализ позволяет заметить следующие особенности в развитии всплесковой активности в рассматриваемый день. Наблюдается сходство временных профилей (гомологичность) как всплесков-предвестников, так и основных всплесков. Гомологичность радиовсплесков была замечена ранее в [28]. Каждый этап развития характеризуется определенным интервалом времени между всплесками. От этапа к этапу, особенно начиная с этапа V (см. табл. 3), происходит рост интенсивности как основных всплесков, так и всплесков-предвестников; развитие активности до возникновения мощного всплеска продолжалось около четырех часов.

7.VII. 1974 г. (рис. 3). За рассматриваемый здесь период с 5^h00^m до 12^h00^m в развитии локального источника обнаруживаются семь отдельных этапов развития. Интервалы времени между ними составили: между I и II 60 мин, II, III, IV — по 45 мин, между IV, V, VI, VII — по 35 мин. Первый из этих этапов характеризуется плавным повышением интенсивности излучения, слабым импульсным всплеском (начало в 5^h36^m36^s, максимум в 5^h36^m50^s) и спадом интенсивности. Он по своему характеру отличается от остальных этапов и в дальнейшем не обсуждается.

Для этапов развития II—VII можно видеть как бы наличие двух частей. Первая часть — характерный рост интенсивности радиоизлучения до определенного максимального значения, вторая часть — послемаксимальные изменения интенсивности. Временной профиль первой части у всех этапов развития примерно одинаков, вторые части отличаются друг от друга. Копии записей радиоизлучения для этапов II—VII на рис. 3 расположены таким образом, чтобы сходные временные изменения интенсивности (первые части этапов) совпадали по вертикали.

На рис. 3 можно проследить следующую эволюцию второй части этапа. Этапы II—IV по своему временному профилю похожи на всплески типа медленного возрастания и падения интенсивности. В IV этапе это падение интенсивности заканчивается примерно через 10 мин после максимума первой части, затем в течение 7 мин интенсивность излучения остается постоянной, и в 8^h28^m произошел импульсный всплеск. В этапе V аналогичное падение интенсивности продолжается только 2—3 мин, после чего начинается возрастание интенсивности; в 8^h54^m30^s наблюдается импульсный всплеск. В этапе VI после первой части его в течение 6 мин интенсивность излучения изменилась незначительно. В 9^h24^m30^s наблюдается резкий скачок интенсивности (типа всплеска) с очень медленным спадом ее после максимума. На фоне медленного роста интенсивности первой части этапа VII зарегистрированы три слабых всплеска с интервалом между ними 1,25 мин. Во второй части этапа VII интенсивность излучения продолжает постепенно повышаться, и в 10^h03^m возник мощный всплеск.

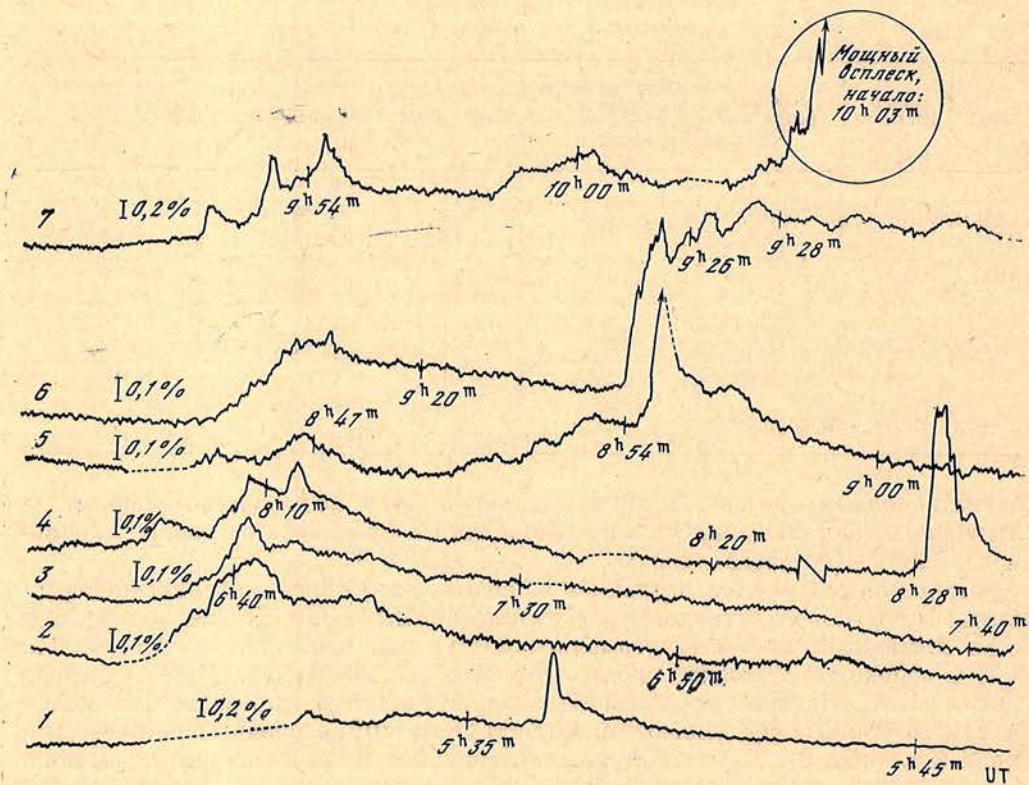


Рис. 3. То же, что на рис. 1, для 7.VII 1974 г.

Следовательно, появлению мощного всплеска 7.VII предшествовали шесть этапов развития. II и III этапы являются началом активизации области, по после каждого из этих этапов излучающая область приходила в первоначальное состояние. Начиная с этапа IV и вплоть до самого мощного всплеска последовательно происходило повышение интенсивности радиоизлучения локального источника. При приближении к всплеску интервал между этапами уменьшился с 45 до 35 мин. Общее время эволюции локального источника от начала активизации до возникновения мощного всплеска составило около двух часов.

Из рис. 1—3 следует, что характер этапов развития локального источника (всплесковой активности) в разные дни не одинаков. Для 4.VII (см. рис. 1) отмеченные три этапа развития значительно отличаются друг от друга. 6.VII (см. рис. 2) этапы развития характеризуются импульсными всплесками. 7.VII (см. рис. 3) этапы развития похожи друг на друга и напоминают всплеск типа медленного подъема и спада интенсивности. 6 и 7.VII по мере приближения к мощным всплескам от этапа к этапу наблюдалось развитие всплесковой активности и возрастание радиоизлучения локального источника. Это может отражать предварительное накопление энергии в излучающей области перед мощными всплесками.

Характер этапов развития существенно изменяется ото дня ко дню. Эти изменения, по-видимому, связаны с перестройкой в магнитной структуре активной области, наблюдавшейся в этот период [19, 29].

Основные результаты

1. Для протонных областей на Солнце характерны относительно высокие значения плотности потока радиоизлучения локальных источников в диапазоне 1,9—3,5 см.

2. При переходе от непотонных областей к протонным спектральный индекс в интервале волн 3,5—2,5 см уменьшается.

3. Обнаружены характерные этапы развития локального радиоисточника и всплесковой активности группы пятен № 96 [19]. Эти этапы развития имеют достаточно однородные временные профили изменения интенсивности радиоизлучения. Продолжительность этапов может составлять 30—150 мин. Отдельные этапы развития характеризуются появлением сходных по профилю (гомологичных) всплесков.

Приносим глубокую благодарность академику А. Б. Северному за критические замечания и советы. Авторы также благодарны М. А. Миронову за техническое обеспечение наблюдений.

Декабрь 1978 г.

Литература

1. Северный А. Б.— Астрон. ж., 1956, 33, вып. 1, с. 74.
2. Стещенко Н. В.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1971, 43, с. 130.
3. Ellison M. A.— Planet. Space Sci., 1963, 11, p. 597.
4. Северный А. Б.— Астрон. ж., 1957, 33, вып. 5, с. 684.
5. Северный А. Б.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 31, с. 159.
6. Howard R. H., Severny A.— Astrophys. J., 1963, 137, p. 1242.
7. Гонасюк С. И., Огирь М. Б., Северный А. Б., Шапошникова Е. Ф.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 29, 15.
8. Зверева А. М., Северный А. Б.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1970, 41—42, с. 97.
9. Moreton G. E., Severny A. B.— Solar Phys., 1968, 3, p. 282.
10. Шилова Н. С.— Солнечные данные, 1976, № 10, с. 67.
11. Rust D. M.— Solar Phys., 1976, 47, N 1, p. 21.
12. Такака К.— Solar Phys., 1976, 47, N 1, p. 247.
13. Железняков В. В. Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964.
14. Severny A. B., Steshenko N. V.— Space Research XIII, Madrid, 1972, vol. 2. Berlin: Academie Verlag, 1973, v. 2, p. 809.
15. Steranyan N. N. IX Consultation on Solar Physics, Wroclaw, Poland, September, 1978, p. 53.
16. Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 57, с. 156.
17. Кобрин М. М., Коршунов А. И., Арбузов С. И. и др.— Астрон. ж., 1976, 53, № 4, с. 789.
18. Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 55, с. 70.
19. Солнечные данные, 1971, № 12; 1972, № 3; № 8; 1973, № 4; № 5; 1974, № 7.
20. Исханова В. Н.— Изв. ГАО, 1960, 21, № 164, вып. 5, с. 62.
21. Gnevieshev M. N. IX Consultation on Solar Physics, Wroclaw, Poland, September, 1978, p. 73.
22. Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1972, 44, с. 112.
23. Vaiana G. S., Krieger A. S., Timothy A. F., Zombeck M.— Astrophysics and Space Sci., 1976, 39, N 1, p. 75.
24. Bhonsle R. B., Degaonkar S. S., Alurkar S. K.— Space Sci. Rev., 1976, 19, N 4—5, p. 475.
25. Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1976, 54, с. 227.
26. Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1973, 47, с. 64.
27. Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1978, 61, с. 37.
28. Gopala Rao U. V.— Solar Phys., 1970, 14, N 2, p. 389.
29. Solar Phenomena: Monthly Bulletin. Roma, 1974, N 195.

УДК 523.76/77

ПОВЕДЕНИЕ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ McMATH 14822
НА ВОЛНЕ 13,5 ммС. Л. Домнин, В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев,
Н. С. Нестеров

Отмечается корреляция между изменениями степеней круговой поляризации P_R и P_L излучения источников S -компоненты, связанных с пятнами, и изменениями соответствующих локальных магнитных полей пятен. Знак круговой поляризации излучения источников S -компоненты указывает на преобладание необыкновенной волны.

Исследованы характеристики десяти всплесков радиоизлучения, зарегистрированных во время наблюдений активной области. Все всплески поляризованы по кругу, степень поляризации их излучения достигала 60%. Положение источников как в поляризованном излучении, так и в интегральном во время всплесков совпадает с положением соответствующих источников S -компоненты. Знаки поляризации при всплесках совпадают со знаками поляризации излучения источника S -компоненты, т. е. в излучении всплесков также преобладает необыкновенная волна. В отдельных случаях перед возникновением всплеска отмечается понижение интенсивности излучения источника S -компоненты на 3—5%, которое, вероятно, можно объяснить разогревом оптически тонкого источника при тепловом механизме излучения.

THE BEHAVIOR [OF ACTIVE REGION McMATH 14822 AT WAVELENGTH 13.5 MM, by S. L. Domnin, V. A. Efanov, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov.— The degrees of left and right handed polarizations of S -component sources, related to spots, show dependence on strengths of appropriate spots magnetic fields and the sign of polarization corresponds to dominating of extraordinary wave in emission. Main parameters of 10 bursts observed in time of monitoring of region are presented. All bursts were circularly polarized with degree reaching 60 per cents. The locations of polarized emission sources before bursts and in course of them corresponded each another. Hence in bursts emission dominated extraordinary wave too. Slight decrease of local source emission intensity before some bursts is caused by heating of optically thin source of thermal emission possibly.

С 24 по 30.VI 1977 г. при помощи 22-метрового радиотелескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР исследовалась эволюция области McMath 14822 [1] (группа пятен № 62 [2]) и ее всплесковая активность. Наблюдения проводились на волне 13,5 мм при помощи поляриметра модуляционного типа, одновременно выделяющего параметры Стокса I (интегральное излучение $R + L$) и V (поляризованное по кругу излучение $R - L$). Масштабы записи параметров I и V определялись по сигналу от газоразрядного генератора шума с преобразователем поляризации. Просачивание неполяризованного излучения в канал V не превышало 0,5% и учитывалось при обработке. Угловое разрешение радиотелескопа составляло 2',55. При наблюдениях локального источника, связанного с активной областью, производилось как сканирование его диаграммой направленности радиотелескопа по прямому восхождению α или склонению δ , так и непрерывное слежение за максимумом интегрального излучения источника. Регистрация выходных сигналов поляриметра осуществлялась на электронных пишущих приборах и в цифровом виде с помощью ЭВМ «Наири-К» [3].

Область McMath 14822 появилась на лимбе 23.VI. Магнитное поле ее имело сложную мультиполярную структуру с преобладающей N-поляризованностью

(полярность магнитного поля головного пятна). Источник S-компоненты, связанный с областью, был замечен 24.VI. На рис. 1 показано поведение некоторых оптических характеристик области [2] и радиоизлучения источника S-компоненты в период наблюдений. При вычислении полного потока от локальных источников яркостная температура спокойного Солнца принималась равной $9,7 \cdot 10^3$ К [4]. Учет размеров источника и рассеяния антенны производился согласно [5].

Как видно на рис. 1, после появления области началось ее интенсивное развитие. Оно выражалось в увеличении полной площади пятен с 373 м. д. п. 23.VI до 1117 м. д. п. 26.VI. При этом происходило увеличение напряженности N-полярности магнитного поля и возрастание вспышечной активности. После некоторой перестройки группы 27.VI площадь пятен и напряженность N-полярности магнитного поля стали уменьшаться, а напряженность S-полярности начала возрастать. Изменения интегрального потока радиоизлучения источника S-компоненты коррелировали с изменениями площади пятен. Такая взаимосвязь отмечается и на более длинных волнах [6, 7]. До 26.VI в радиоизлучении преобладала правополяризованная компонента, а 27.VI появляется и левополяризованная компонента, которая стала доминирующей 28.VI ($P_L = 5\%$). Как видно из рис. 1, имеется определенная корреляция между изменениями правополяризованной компоненты излучения и напряженностью N-полярности магнитного поля (кривые 2 и 5), а левополяризованной компоненты излучения с напряженностью S-полярности (кривые 3 и 6). Источники право- и левополяризованного излучения располагались над локальными магнитными полями N- и S-полярности соответственно (рис. 2), что свидетельствует о преобладании необыкновенной волны в их излучении. Это подтверждают выводы, сделанные в [8, 9] по результатам наблюдений в миллиметровом диапазоне волн и в [10] на более длинных волнах.

В период наблюдений источников S-компоненты, связанных с исследуемой активной областью, было зарегистрировано 10 всплесков радиоизлучения. Все всплески были связаны по времени с хромосферными вспышками, происходившими в этой области. Хромосферные вспышки наблюдались вблизи линии, разделяющей пятна с противоположной полярностью магнитных полей — на нейтральной линии магнитного поля, что находится в согласии с [11, 12]. В таблице приведены некоторые данные о всплесках и соответствующих им хромосферных вспышках. Восемь всплесков радиоизлучения были зарегистрированы в процессе непрерывного слежения диаграммой направленности радиотелескопа за активной областью, а два всплеска наблюдались методом сканирования. Наблюдения всплесков при сканировании позволяют определить положение как источника всплеска в интегральном излучении ($R + L$), так и источников поляризованного по кругу излучения ($R - L$).

Рассмотрим некоторые характеристики двух всплесков, наблюдавшихся сканированием 24 и 27.VI.

Во время сканирования активной области 24.VI выделялся только один источник поляризованного по правому кругу излучения, что, вероятно, выз-

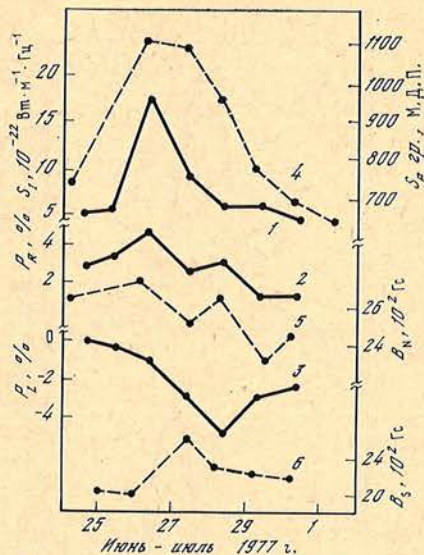


Рис. 1. Эволюция радио- и оптических характеристик активной области McMath 14822

1 — интегральный поток радиоизлучения от области; 2 и 3 — степени круговой поляризации для право- и левополяризованных компонент соответственно; 4 — площадь группы в м. д. п.; 5 и 6 — максимальные напряженности магнитного поля

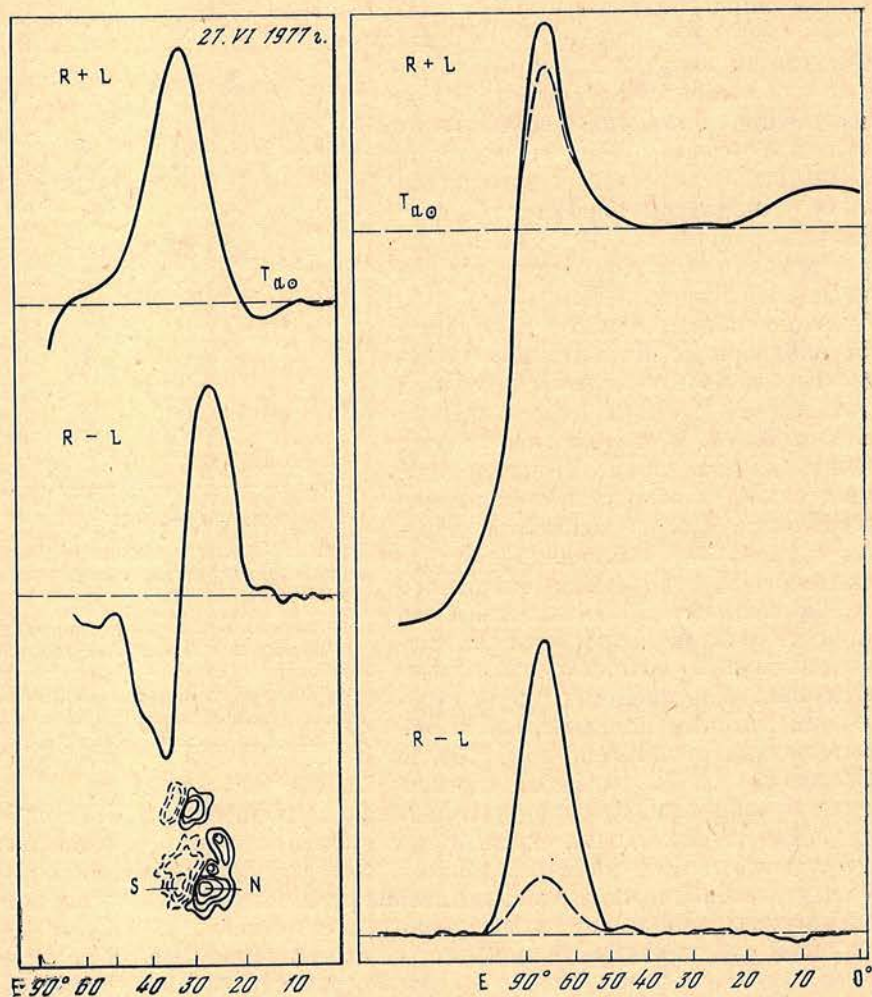


Рис. 2. Пример регистрограмм интегрального ($R + L$) и поляризованного по кругу ($R - L$) радиоизлучения локального источника при сканировании активной области по прямому восхождению

Внизу дана конфигурация магнитных полей в активной области согласно [1]. По оси абсцисс отложены гелиодолготы. $T_{a\odot}$ — уровень записи радиоизлучения невозмущенного Солнца

Рис. 3. Всплеск радиоизлучения 24.VI 1977 г.

Вверху — регистрограмма интегрального ($R + L$), внизу — поляризованного по кругу ($R - L$) радиоизлучения — сплошные линии (всплеск $8^{\text{h}}15^{\text{m}}\text{UT}$). При построении регистрограммы поляризованного по кругу радиоизлучения учтены эффекты кросс-поляризации и просачивания. Штриховыми линиями показаны эти же параметры локального источника после всплеска ($13^{\text{h}}10^{\text{m}}\text{UT}$). По оси абсцисс отложены гелиодолготы

вано конфигурацией магнитных полей в группе и значительной направленностью поляризованного излучения источников S -компоненты [8, 9]. Во время всплеска, связанного с хромосферной вспышкой балла SN (начало $08^{\text{h}}00^{\text{m}}$, максимум $08^{\text{h}}17^{\text{m}}$, конец $09^{\text{h}}25^{\text{m}}\text{UT}$), увеличилась правополяризованная составляющая излучения источника S -компоненты, а левополяризованное излучение не обнаруживалось (рис. 3). Источник интегрального излучения всплеска был близок по положению к источнику S -компоненты. Источник всплеска располагался над головным пятном, а его поляризация соответствовала выходу необыкновенной волны.

При сканировании активной области 27.VI выделялись два источника S -компоненты с круговой поляризацией, которые располагались над головной и хвостовой частями группы. Максимум источника S -компоненты в

интегральном излучении ($R + L$) наблюдался между источниками поляризованного излучения (см. рис. 2). Сравнительно широкая диаграмма направленности радиотелескопа ($2', 55$) не позволяла разрешить источники интегрального излучения, находящиеся над соответствующими частями области, которые, как правило, разрешаются при затменных наблюдениях [13]. Всплеск 27.VI был связан с хромосферной вспышкой балла 1N (начало $05^h 31^m$, максимум $05^h 42^m$, конец $06^h 01^m$ UT). Многократное сканирование всплеска производилось по обеим координатам вблизи максимальной фазы развития хромосферной вспышки. Во время всплеска наряду с увеличением интегрального потока излучения увеличилась интенсивность поляризованного по кругу излучения источников S -компоненты (рис. 4). Положение источников излучения при всплеске как в поляризованном излучении ($R - L$), так и в интегральном ($R + L$) было близко к местоположению источников S -компоненты.

Таким образом, во время рассмотренных двух всплесков возрастала интенсивность поляризованного и интегрального излучения источников, связанных с пятнами. Круговая поляризация всплесковой компоненты излучения соответствовала выходу необыкновенной волны, причем всплески в поляризованном излучении имели как монополярную структуру (рис. 3), так и биполярную (рис. 4). Аналогичная структура всплесков отмечена и в сантиметровом диапазоне на волнах 3,2 и 8 см [14, 15].

Остальные 8 всплесков радиоизлучения были зарегистрированы при непрерывном слежении диаграммой направленности радиотелескопа за источниками S -компоненты, связанными с активной областью (см. таблицу).

Дата наблюдений, 1977 г.	Всплески радиоизлучения					Хромосферные вспышки			
	Время начала	Время максимума	$S_{\max I}$	Максимальная поляризация, %		Время начала	Время максимума	Время конца	Балл
				P_R	P_L				
24.VI	$08^h 02^m E$	$08^h 20^m$	5,4	32	—	$08^h 00^m$	$08^h 17^m$	$09^h 25^m$	SN
25.VI	08 47	08 52	>2	16	—	08 51	08 51	08 55	SF
26.VI	07 24 E	07 57	4	38	—	07 10	07 20	08 25	1F
26.VI	09 07	09 09	>7	35	—	09 13 E	09 13	09 25	SF
26.VI	10 01	10 15	>120	60	—	10 18	10 21	10 43	1N
27.VI	05 39 E	05 39	>31	6	8	05 31	05 42	06 01	1N
27.VI	10 00	10 02	1	56	—	10 01	10 07	10 16	SF
27.VI	10 12,8	10 13	4,5	—	25	10 14	10 14	10 17	SF
27.VI	11 43	11 49	1,4	—	8	11 44	11 55	12 03	SB
28.VI	08 19	08 34	1,7	—	20	08 19	08 25	08 53	SF

Примечания. 1. $S_{\max I}$ дано в единицах потока (1 ед. потока = 10^{-22} Вт·м⁻²·Гц⁻¹).
2. Время везде всемирное (UT).

25 и 26.VI локальный источник S -компоненты в поляризованном излучении имел монополярную структуру — при сканировании области регистрировался только один источник, излучение которого было поляризовано по правому кругу. 27.VI S -компонента в поляризованном излучении состояла из двух источников излучения, поляризованных по правому и левому кругу (рис. 2). 28.VI при сканировании области по δ можно было различить 3 источника S -компоненты, излучение двух из них было поляризовано по правому кругу, а одного — по левому (рис. 5). В этой связи интересно отметить, что все всплески, зарегистрированные 25 и 26.VI, имели избыток правополяризованного излучения, а 27.VI наблюдались всплески как с избытком правополяризованного излучения (рис. 6), так и левополяризованного (рис. 7). Максимальная степень поляризации во всплесках доходила до 50—60%. Изменение направления вращения вектора поляризации во время всплесков не наблюдалось, хотя большинство всплесков имело сложную структуру.

В двух случаях в событиях в радиоизлучении, связанных по времени со вспышками 26.VI (рис. 8) и 27.VI (рис. 7), было зарегистрировано пони-

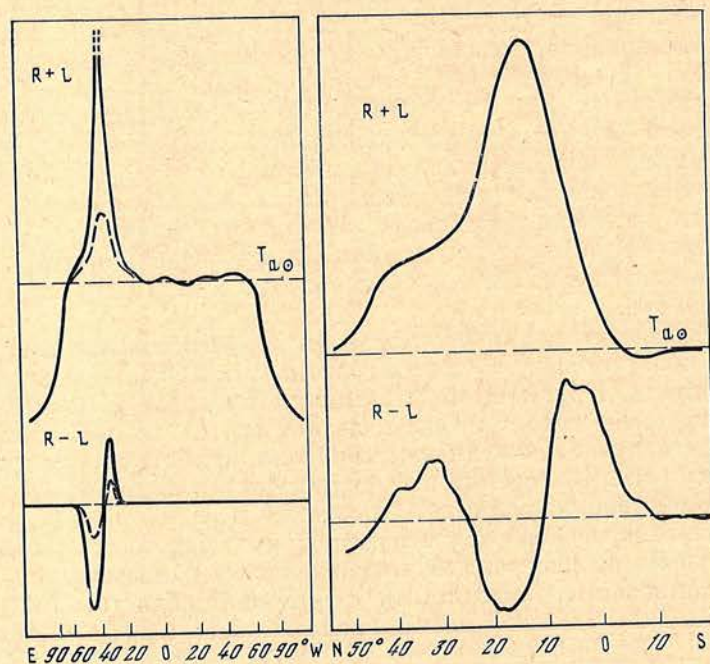


Рис. 4. Всплеск радиоизлучения 27.VI 1977 г.

Вверху — регистрограмма интегрального (R + L), внизу — поляризованного по кругу (R - L) радиоизлучения — сплошные линии (всплеск 5^h40^mUT). При построении регистрограммы поляризованного по кругу радиоизлучения учтены эффекты кросс-поляризации и просачивания. Штриховыми линиями показаны эти же параметры локального источника после всплеска (9^h40^mUT). По оси абсцисс отложены гелиодолготы

Рис. 5. Пример регистрограмм интегрального (R + L) и поляризованного по кругу (R - L) радиоизлучения локального источника при сканировании активной области в направлении склонений; 28.VI 1977 г. 7^h40^m. По оси абсцисс отложены гелиошироты

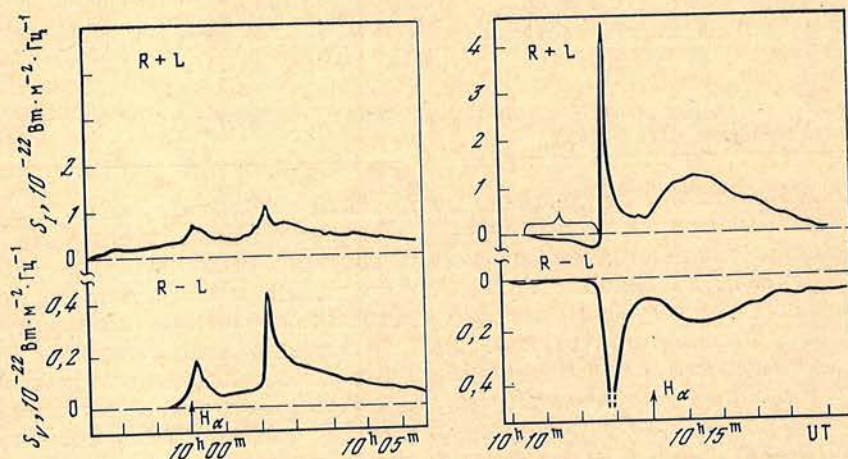


Рис. 6. Всплеск радиоизлучения 27.VI 1977 г. в интегральном (R + L) и поляризованном по кругу (R - L) излучении

Штриховой линией показан уровень локального источника, стрелкой — начало вспышки в H α

Рис. 7. Всплеск 27.VI 1977 г. в интегральном (R + L) и поляризованном по кругу (R - L) излучении

Штриховой линией показан уровень излучения локального источника, стрелкой — начало вспышки в H α

жение на 3—5% интенсивности излучения источника S -компоненты за несколько минут до начала импульсного всплеска (на рис. 7 и 8 такие участки записи отмечены фигурными скобками). Предвсплесковое понижение уровня излучения ранее было отмечено в диапазоне волн 1,8—3,5 см [16]. Этот эффект можно объяснить следующим образом. В [17] замечено, что на волне 1,75 см источники S -компоненты, по-видимому, оптически тонкие. На более коротких волнах (в диапазоне 8—17 мм) источники S -компоненты также, вероятно, в основном имеют малую оптическую толщину. Об этом свидетельствуют следующие их характеристики. В диапазоне длин волн 8—17 мм усредненный спектр излучения локальных источников близок к плоскому [18]. В [19] на основании статистического анализа показано, что в этом диапазоне длин волн угловые размеры источников уменьшаются с увеличением их расстояния от центра диска к лимбу, а эффективная температура возрастает, что должно наблюдаться при перемещении от центра диска Солнца к лимбу оптически тонких источников, если их размеры больше в горизонтальном направлении, чем в вертикальном. В этом случае предвсплесковое уменьшение интенсивности излучения оптически тонких источников S -компоненты может происходить в результате их разогрева при тепловом механизме излучения, так как прозрачность ионизованного газа увеличивается с возрастанием температуры пропорционально $T^{3/2}$ [20].

На основании изложенного можно сделать следующие выводы.

1. Имеется хорошая корреляция между изменениями во время степени поляризации как право-, так и левополяризованного по кругу излучения источников S -компоненты на волне 13,5 мм с изменениями напряженности связанных с ними локальных магнитных полей.

2. При наличии в активной области одного источника S -компоненты излучения, поляризованного по кругу, во время всплеска регистрируется радиоизлучение одного знака поляризации, совпадающего со знаком поляризации источника S -компоненты. При наличии в области двух и более источников разного знака поляризации излучение во время всплеска может быть как право-, так и левополяризованным. Степень поляризации излучения во всплесках может достигать 50—60%.

3. Положение источников как в поляризованном, так и в интегральном излучениях во время всплесков, рассмотренных в настоящей работе, совпадает с положением источников S -компоненты; знак круговой поляризации при всплесках одинаковый со знаком круговой поляризации источников S -компоненты. Таким образом, во время всплесков, по-видимому, возрастает интенсивность поляризованного по кругу и интегрального излучения источников S -компоненты, связанных с пятнами.

4. За несколько минут до всплеска наблюдаются случаи понижения уровня излучения источников S -компоненты. Такое предвсплесковое уменьшение интенсивности излучения, очевидно, можно объяснить разогревом оптически тонких источников при тепловом механизме излучения.

В заключение авторы выражают глубокую признательность академику А. Б. Северному за обсуждение работы и полезные советы.
Декабрь 1978 г.

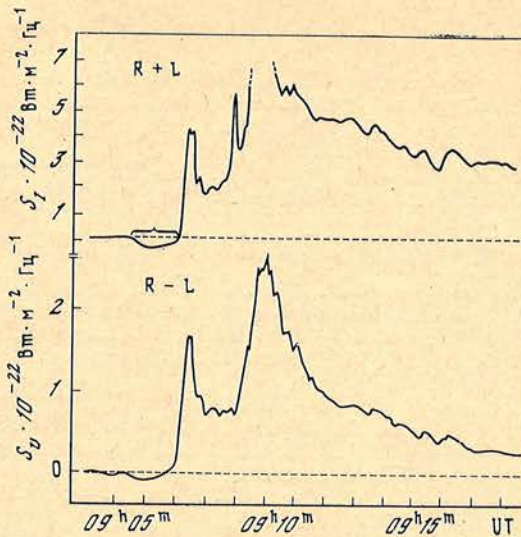


Рис. 8. Всплеск 26.VI 1977 г. в интегральном ($R + L$) и поляризованном по кругу ($R - L$) радиоизлучении

Штриховой линией показан уровень излучения источника S -компоненты

Литература

1. Solar-Geophys. Data, 1977, N 396, P. 1.
2. Солнечные данные, 1977, № 7.
3. Дюмин С. Л., Ефанов В. А., Корсенская Е. С. и др.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, с. 205.
4. Ефанов В. А., Моисеев И. Г.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, 43, с. 21.
5. Бабин А. Н., Гопасюк С. И., Ефанов В. А. и др.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1976, 55, с. 3.
6. Бачуриш А. Ф., Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, с. 171.
7. Гельфрейх Г. Б., Коробова З. Б., Стасюк Н. П.— Солнечные данные, 1975, 1, с. 70.
8. Ефанов В. А., Моисеев И. Г.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1973, 47, с. 58.
9. Моисеев И. Г.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 56, с. 100.
10. Ерюшев Н. Н., Тилин М. В., Цветков Л. И.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1971, 43, с. 3.
11. Северный А. Б.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, с. 111.
12. Moreton G. E., Severny A. B.— Solar Phys., 1968, 3, p. 282.
13. Дюмин С. Л., Ефанов В. А., Корсенский В. А. и др.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1978, 58, с. 35.
14. Такака Н., Какинута Т., Еноме С.— Proc. Res. Inst. Atmosph. Nagoya Univ., 1967, 14, p. 23.
15. Еноме С., Какинута Т., Такака Н.— Solar Phys., 1969, 6, p. 428.
16. Бачуриш А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, с. 156.
17. Tsuchiya A., Nagane K.— Solar Phys., 1967, 1, p. 121.
18. Ефанов В. А., Кисляков А. Г., Моисеев И. Г.— Solar Phys., 1972, 24, p. 142.
19. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Рябов М. И.— Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 52, с. 183.
20. Поуси Дж. Л., Смерд С. Ф. Солнце/ Под ред. Дж. Койпера. М.: Изд-во иностр. лит., 1957. 378 с.

УДК 520.2

**ДВУХЗЕРКАЛЬНЫЕ СТИГМАТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ
С ИЗВЕСТНОЙ ФИГУРОЙ ОДНОГО ИЗ ЗЕРКАЛ**

Г. М. Попов

Изложен новый и точный метод определения фигуры одного из зеркал двухзеркальной стигматической системы при известной фигуре другого зеркала. Рассмотрены случаи положения предмета либо изображения на конечном расстоянии от системы и на бесконечности; выражения для профиля зеркала получены в параметрической форме. Приведен пример расчета телескопа с отверстием 2,5 м.

TWO-MIRROR ABERRATION-FREE SYSTEMS WITH ONE MIRROR ASPHERICAL SURFACE KNOWN, by G. M. Popov.— An original and exact method of one mirror aspherical surface definition in the two-mirror systems which have sharp imaging of one point of axes on another is described.

The following cases were considered:

1) the case when a point of an object or an image is situated on the definite distance of the system,

2) the case when a point of an object or an image is infinitely far. The expressions for the mirror aspherical surface have been obtained in parametrical form. An example of the 2,5 m aperture telescope design is given.

Проблема создания диоптрической оптической системы с точно исправленной сферической абберацией для точки, расположенной на оптической оси, впервые была поставлена Кеплером в начале XVII столетия. Кеплер решил эту задачу для весьма частного случая — плоскогиперболической линзы, обращенной плоской стороной к предмету, расположенному на бесконечности. Однако, поскольку уравнение гиперболической поверхности этой линзы не могло быть получено из закона преломления Птолемея, который Кеплер ошибочно считал достаточно точным, Кеплер счел этот расчет ошибочным. Декарт [1] не только дал верную формулу закона преломления, но и получил общие выражения для оптической поверхности, строго исправляющей сферическую абберацию для точки на оси. В частном случае — для зеркальной поверхности — это решение дает конические сечения — эллипс, параболу или гиперболу. Оптические свойства подобных зеркал были изучены Евклидом в его «Катоπτριке». Комбинируя главное параболическое зеркало с абберационным вторичным зеркалом, имеющим форму параболоида, эллипсоида или гиперболоида, современники Декарта Мерсени, Грегори и Кассегрен рассчитали телескопы из двух зеркал. Систематическое исследование поверхностей Декарта уже в наше время (1950 г.) было проделано в диссертации А. В. Ловягина [2].

Мы решим более сложную и актуальную задачу — найдем точное выражение для фигуры зеркала, строго исправляющего сферическую абберацию на оси, вносимую произвольным вогнутым зеркалом, имеющим форму тела вращения. Аналогичную задачу пытался решить Г. Г. Слюсарев ([3], с. 598), он привел ее к дифференциальному уравнению, которое приходится интегрировать численно; опыт показал, однако, что зачастую интегрирование подобного уравнения может занять десятки часов времени на ЭВМ. Ре-

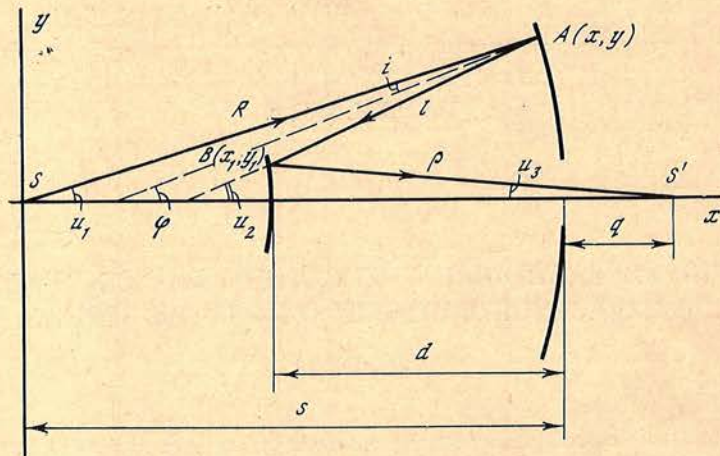


Рис. 1

шение этой задачи имеет большое практическое значение, позволяя весьма просто рассчитывать особо светосильные системы из двух зеркал, двухзеркальные системы большого диаметра, идеально исправленные на сферическую aberrацию на оси, а также системы с большими углами падения лучей на зеркалах (рентгеновские системы). Возможно также для неточно изготовленного главного зеркала телескопа рассчитать вторичное зеркало, обеспечивающее безабберационное изображение на оси системы и тем самым компенсирующее ошибки главного зеркала (при условии, что последние симметричны относительно оси зеркала).

1. Вывод точных уравнений асферической поверхности вторичного зеркала (предмет на конечном расстоянии)

Рассмотрим (рис. 1) систему из двух зеркал, одно из которых (для определенности первое по ходу луча — A на рис. 1) имеет известную фигуру, заданную в декартовых координатах (x, y) . Направление нормали в каждой точке поверхности также будем считать известным; обозначим угол нормали с оптической осью x через φ . Начало декартовой системы координат совместим с точкой S предмета. Будем считать известными также расстояние d между вершинами зеркал (всегда положительное), вынос фокуса q за вершину первого (главного) зеркала и расстояние s предмета от вершины главного зеркала.

Из рис. 1 имеем

$$R^2 = x^2 + y^2, \quad (1)$$

$$u_1 = -\operatorname{arctg}(y/x), \quad (2)$$

$$i = u_1 - \varphi, \quad (3)$$

$$u_2 = u_1 - 2i = 2\varphi - u_1 = 2\varphi + \operatorname{arctg}(y/x), \quad (4)$$

$$R + l + \rho = q - s + 2d, \quad (5)$$

$$y_1 = y + l \sin u_2, \quad (6)$$

$$x_1 = x - l \cos u_2, \quad (7)$$

$$\rho^2 = y_1^2 + (q - s_1 - x_1)^2. \quad (8)$$

Выражение (5) получено из принципа Ферма — как условие равенства оптических путей для параксиального луча, идущего вдоль оптической оси, и реального луча $SABS'$ (рис. 1). Условия (1) — (4) выражают вспомогательные величины через известные параметры x, y, φ . Уравнения (5) — (8) содержат четыре неизвестных: l, ρ, x_1, y_1 , причем (5), (6) и (7) линейны относительно них. Выразим искомые величины x_1, y_1 через известные параметры, исключив вспомогательные параметры l, ρ . Выразим l из (5) и подставим его

в (6) и (7); получим после преобразований

$$y_1 = -\rho\eta + k, \quad (9)$$

$$x_1 = (k - y_1) \sigma / \eta + F, \quad (10)$$

где $\eta = \sin u_2$; $k = y + (q - s + 2d - R) \eta$; $\sigma = \cos u_2$;

$$F = x - (q - s + 2d - R) \sigma.$$

Найдем ρ из (9) и подставим его в (8); получим, учитывая (10) и очевидное тождество $1 - \eta^2 - \sigma^2 \equiv 0$:

$$y_1 = +c/b, \quad (11)$$

где

$$c = k^2 - \eta^2 \left(q - s - F - \frac{k\sigma}{\eta} \right)^2,$$

$$b = 2\eta\sigma \left(q - s - F - \frac{k\sigma}{\eta} \right) + 2k.$$

Или в явном виде

$$c = [y + (q - s + 2d - \sqrt{x^2 + y^2}) \sin u_2]^2 - \sin^2 u_2 (q - s - x - y \operatorname{ctg} u_2)^2;$$

$$b = \sin(2u_2) (q - s - x - y \operatorname{ctg} u_2) + 2[y + (q - s + 2d - \sqrt{x^2 + y^2}) \sin u_2].$$

Из (6) и (7) находим

$$x_1 = x + (y - y_1) / \operatorname{tg} u_2, \quad (12)$$

где

$$u_2 = 2\varphi + \operatorname{arctg}(y/x).$$

Выражения (11) и (12) определяют точную фигуру вторичного зеркала через известные величины x, y, φ, d, q, s . Если главное зеркало задано множеством точек профиля с параметрами (x', y', φ') , (x'', y'', φ'') , ..., что типично для изготовленного зеркала, фигура которого может быть далека от заданной, но является непрерывной поверхностью вращения, то для каждой из этих точек главного зеркала по формулам (11) и (12) можно найти координаты (x_1', y_1') , ... соответствующих точек вторичного зеркала. Сферическая абберация на оси для лучей, проходящих через эти точки, будет строго исправлена. Имея координаты ряда точек вторичного зеркала, можно найти и приближенное выражение для его фигуры в виде многочлена, воспользовавшись, например, формулой Лагранжа.

Если известно аналитическое выражение для профиля главного зеркала, например в виде дифференцируемой функции

$$x = \psi(y), \quad (13)$$

то, очевидно, угол φ может быть определен из производной

$$\operatorname{tg} \varphi = dx/dy. \quad (14)$$

Исключая φ и x из (11) и (12), получим выражения для профиля фигуры вторичного зеркала, зависящего только от y, d, q, s . Отметим, что случай, когда предмет находится на бесконечности ($s = \infty$), не охватывается (11) и (12) и требует отдельного рассмотрения. Для важного частного случая, когда главное зеркало является коническим сечением, вместо (13) имеем выражение

$$y^2 = 2r_1 x + (e_1^2 - 1)x^2, \quad (15)$$

где e — эксцентриситет конического сечения, r_1 — радиус кривизны главного зеркала при его вершине. Для угла φ в этом случае также получим явное выражение

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{dx}{dy} = \frac{y}{r_1 + (e_1^2 - 1)x}. \quad (15a)$$

2. Случай, когда предмет расположен на бесконечности

Рассмотрим также важный для практики случай, когда предмет расположен на бесконечности. Будем по-прежнему использовать декартову систему координат (x, y) , совместив ее начало с центром кривизны при вершине главного зеркала; будем считать известными расстояние между вершинами зеркала d , вынос фокуса q за вершину главного зеркала, координаты (x, y)

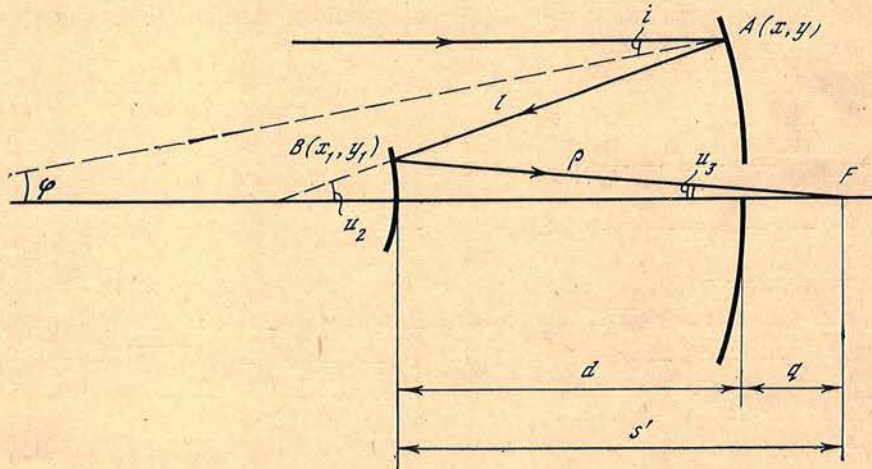


Рис. 2

множества точек главного зеркала и направления нормалей в этих точках, определяемые углами φ (рис. 2). Радиус кривизны r_1 главного зеркала при его вершине считаем известным.

Из рис. 2 имеем

$$i = -\varphi, \quad (16)$$

$$u_2 = -2i, \quad (17)$$

$$\rho^2 = y_1^2 + (q - r_1 - x_1)^2, \quad (18)$$

$$x + l + \rho = 2d - r_1 + q, \quad (19)$$

$$y_1 = y - l \sin 2i, \quad (20)$$

$$x_1 = x - l \cos 2i. \quad (21)$$

Условие (19) получено из принципа Ферма, выражающего условие отсутствия сферической аберрации на оси системы. Исключая l и ρ из (18) — (21), получим после преобразований

$$x_1 = \frac{B^2 - A^2 + y^2 + x^2 \operatorname{tg}^2 2\varphi + 2xy \operatorname{tg} 2\varphi}{2(y \operatorname{tg} 2\varphi + x \operatorname{tg}^2 2\varphi + B + A/\cos 2\varphi)}, \quad (22)$$

$$y_1 = y + (x - x_1) \operatorname{tg} 2\varphi, \quad (23)$$

где

$$A = 2d - r_1 + q - x(1 + \sec 2\varphi); \quad B = q - r_1.$$

По-прежнему выражения (22) и (23) определяют точный профиль вторичного зеркала через параметры x, y и φ .

Аналогично предыдущему можно для главного зеркала, имеющего профиль конического сечения, выразить (22) и (23) через один параметр, например, y , используя (15) и (15а). Если главное зеркало — сфера, то из рис. 2 непосредственно следует, что

$$i = -\arcsin (y/r_1), \quad (24)$$

$$x = -r_1 \cos i. \quad (25)$$

Учитывая (16), получим

$$\varphi = \arcsin (y/r_1), \quad (26)$$

$$x = -r_1 \cos \varphi. \quad (27)$$

x	y	x_1	y_1	Δx_1	f'	N
49,98999900	1,0	29,99866762	0,19986658	0,00000076	75,06339173	0,0
49,95958399	2,0	29,99468204	0,39893071	0,00001216	75,25427095	0,0
49,90991885	3,0	29,98807838	0,59638008	0,00006130	75,57477406	0,0
49,83974318	4,0	29,97891679	0,79138254	0,00019245	76,02854450	0,0
49,74937186	5,0	29,96728499	0,98307594	0,00046573	76,62086245	0,0
49,63869458	6,0	29,95330179	1,17055749	0,00095497	77,35883815	0,0
49,50757518	7,0	29,93712197	1,35287278	0,00174463	78,25168211	0,0
49,35585072	8,0	29,91894241	1,52900408	0,00292565	79,31107159	0,0
49,18333051	9,0	29,89900989	1,69785797	0,00458962	80,55164126	0,0
48,98979486	10,0	29,87763061	1,85825213	0,00682097	81,99163808	0,0
48,77499359	11,0	29,85518192	2,00890113	0,00968660	83,65379784	0,0
48,53864440	12,0	29,83212651	2,14840123	0,01322200	85,56652729	0,0

Примечание. Размеры даны в дециметрах.

Подставив (26) и (27) в (22) и (23), найдем выражения, зависящие только от y , d , q , r_1 . Заметим, что радиус кривизны при вершине r_2 для вторичного зеркала определяется выражением, которое легко получить из оптики Гаусса:

$$r_2 = \frac{2d(d+q)}{2d+q-f'_0},$$

где f'_0 — фокусное расстояние системы. Отметим также, что если главное зеркало имеет профиль конического сечения, то и профиль вторичного зеркала в пределах применимости теории аббераций третьего порядка также является коническим сечением, эксцентриситет которого e_2 определяется выражением

$$e_2^2 = 1 + \frac{4d(f'_0 - d - q)}{(f'_0 - 2d - q)^2} + \frac{2d^2(1 - 4c_1)f'_0}{(f'_0 - 2d - q)^3}, \quad (28)$$

где

$$c_1 = \frac{(e_1^2 - 1)(d + q - f'_0)^3}{8d^2(d + q)} + \frac{1}{4} \frac{W}{f'_0}$$

e_1 — эксцентриситет главного зеркала, c_1 — коэффициент комы третьего порядка для рассматриваемой системы. Кому систем, рассмотренных выше, можно оценить, найдя отступление от условия синусов Аббе, — это нетрудно сделать, поскольку параксиальные характеристики (увеличение, фокусное расстояние) систем легко вычислить, а синус последнего угла $u_3 = u'$ (рис. 1 и 2) можно получить как отношение y_1/ρ , причем ρ определяется из (8) или (18). Зная u' , легко найти фокусное расстояние f' по формуле $f' = y/\sin u'$ и длину пятна комы $3\delta g'$ из приближенного выражения [3]

$$3\delta g' \approx 3(f' - f'_0)W,$$

где W — угол поля зрения, f'_0 — параксиальное фокусное расстояние системы.

Пример. Найдем координаты точек профиля вторичного зеркала для одного из вариантов телескопа со сферическим главным зеркалом диаметром 2,5 м. Относительное отверстие главного зеркала $A = 1 : 1$, т. е. фокусное расстояние $f'_0 = 2,5$ м, а радиус кривизны $r_1 = -5,0$ м. Примем расстояние d между зеркалами равным 2,0 м при выносе фокуса $q = -0,5$ м (т. е. $s' = d + q = 1,5$ м) и найдем координаты точек профиля вторичного зеркала, исправляющего сферическую абберацию на оси для бесконечно удаленной точки. Результаты вычислений представлены в таблице.

В таблице приведены: координаты точек x , y главного зеркала (y меняется от 0,1 до 1,2 м с шагом 0,1 м), координаты точек x_1 , y_1 вторичного зеркала, вы-

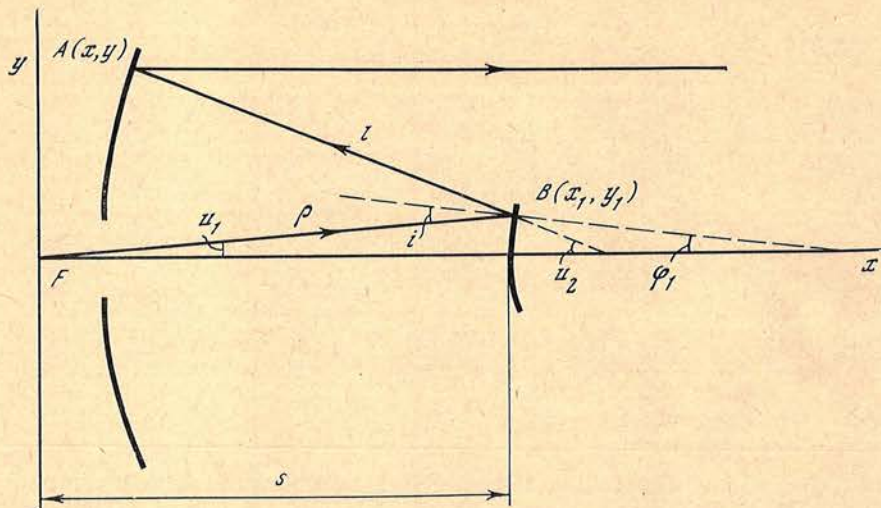


Рис. 3

численные по (22), (23), (24) — (27), а также отступление Δx_1 , профиля вторичного зеркала от окружности, касающейся в его вершине с радиусом кривизны, равным радиусу кривизны профиля вторичного зеркала в его вершине. Далее даны значения фокусных расстояний f' для всех зон y и значения N волновой аберрации. Из таблицы следует, что отступления от сферы Δx_1 резко возрастают с увеличением y (u, y_1), достигая 1,3222 мм на зоне $y = 1,2$ м. Фокусные расстояния f' также возрастают с увеличением y ; сравнение с эквивалентным параболическим зеркалом показывает, что кома в этой системе приблизительно в 20 раз превосходит кому последнего; значения волновой аберрации $N = 0$ для всех зон.

3. Стигматическая двухзеркальная система с известной фигурой вторичного зеркала

Рассмотрим теперь задачу об определении фигуры главного (большого) зеркала (рис. 3) при заданной фигуре вторичного зеркала; по-прежнему основным условием является получение стигматического изображения на оси. При этом ясно, что если и предмет и изображение находятся на конечном расстоянии, то этот случай сводится к уже изученному в п. 1 случаю. Поместим точечный источник света в переднем фокусе F системы; из системы выходит параллельный пучок лучей т. е. изображение находится на бесконечности (рис. 3). По-прежнему первое по ходу луча зеркало определено координатами точек профиля (x_1, y_1) и углами нормалей φ_1 в этих точках; в частном случае поверхность может быть задана и аналитическим выражением, из которого возможно найти в явном виде x_1, y_1, φ_1 . Начало декартовой системы координат поместим в точке F ; ось абсцис совместим с оптической осью. Будем также считать известными s — расстояние переднего фокуса от первой поверхности и расстояние d между вершинами зеркал (рис. 3). Из рис. 3 имеем

$$u_1 = -\text{arctg}(y_1/x_1), \quad (29)$$

$$i = u_1 - \varphi_1, \quad (30)$$

$$u_2 = u_1 - 2i, \quad (31)$$

$$x_1 = \rho \cos u_1 \quad (32)$$

$$y_1 = -\rho \sin u_1 \quad (33)$$

$$x = x_1 - l \cos u_2, \quad (34)$$

$$y = y_1 + l \sin u_2. \quad (35)$$

Из принципа Ферма также находим

$$\rho + l - x = d - s - q = 2d. \quad (36)$$

Рассмотрим систему (33) — (36), она линейна относительно неизвестных x, y, l, ρ . Решая эту систему и учитывая (29) — (31), получим

$$\begin{aligned} x &= (x_1 - 2d \cos u_2 - y_1 \cos u_2 / \sin u_1) / (1 + \cos u_2), \\ y &= y_1 + (x + 2d + y_1 / \sin u_1) \sin u_2, \end{aligned} \quad (37)$$

где

$$u_1 = -\arctg(y_1/x_1); \quad u_2 = 2\varphi_1 - u_1.$$

Выражения (37) определяют точный профиль большого зеркала через известные величины x_1, y_1, φ_1, d . Зная y и u_1 для каждого луча, можно найти и фокусное расстояние f' для этого луча, $f' = y/\sin u_1$, а тем самым и длину пятна комы $3\delta g'$:

$$3 \delta g' = 3 (f' - f'_0) W,$$

где f'_0 — параксиальное фокусное расстояние системы.

Если профиль малого зеркала является коническим сечением, то приближенно можно считать профиль большого зеркала коническим сечением с эксцентриситетом e_1^2 , определяемым выражением

$$e_1^2 = \frac{8d^2(d+q)(c_1-0,25)}{(d+q-f'_0)^3} + 1,$$

где

$$c_1 = \frac{1}{4} + \frac{(\alpha+1-e_2^2)(f'_0-2d-q)^3}{8d^2 f'_0}; \quad \alpha = \frac{4d(f'_0-d-q)}{(f'_0-2d-q)^2}.$$

А радиус кривизны его r_1 при вершине выражается формулой

$$r_1 = 2df'_0/(d+q-f'_0).$$

Заметим, что все точные выражения для поверхностей зеркал, полученные здесь, пригодны также и для зафокальных систем. Опыт показал, что применение изложенной методики на ЭВМ приводит к значительной экономии машинного времени по сравнению с традиционными методами, использующими универсальные оптимизирующие программы либо применяющими численное интегрирование нелинейного дифференциального уравнения. Имея точные координаты точек профиля зеркала, можно найти и приближенное представление профиля в привычной форме в виде многочлена

$$x = ay^2 + by^4 + cy^6 + \dots,$$

для чего можно применить, например, интерполяционную формулу Лагранжа.

В заключение заметим, что профиль известного зеркала во всех рассмотренных случаях может быть задан как таблицей значений координат точек профиля и соответствующего угла нормали с осью в этой точке, так и в аналитической форме, например выражением вида $x = \varphi(y)$, либо $x = \psi(t)$; $y = \theta(t)$, где t — параметр. Здесь φ, ψ, θ — произвольные дифференцируемые функции, которые могут иметь конечное число разрывов первого и второго рода, а также особых точек — точек возврата и точек излома.

17 декабря 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. Декарт Р. Рассуждения о методе. Л.: Изд-во АН СССР, 1953, с. 137.
2. Ловягин А. В. Несферические поверхности, дающие стигматичное изображение точек на оси симметрии. Канд. дис. Одесса, Одесский политехнич. ин-т, 1950.
3. Слюсарев Г. Г. Методы расчета оптических систем. М.; Л.: ОГИЗ, 1937.

УДК 535.87

ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ ЗЕРКАЛ
С ПОКРЫТИЕМ ИЗ $Al + Al_2O_3$ ОТ ТОЛЩИНЫ ПЛЕНКИ Al_2O_3
В ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА 1700—10 000 Å

С. В. Федулов, В. А. Волоснов, Г. С. Дятлова

Описывается методика получения окисной пленки (Al_2O_3) путем анодного оксидирования алюминированных зеркал диаметром 1,5 м. Получены спектральные кривые зависимости отражения от длины волны для различных толщин Al_2O_3 в диапазоне спектра 1700—10000 Å. Показано, что интерференционные максимумы можно сдвигать в желаемую область спектра, изменяя толщину окисного слоя.

ON THE DEPENDENCE BETWEEN THE COEFFICIENTS OF MIRROR REFLECTIONS COATED WITH A LAYER OF $Al + Al_2O_3$ AND Al_2O_3 LAYER THICKNESS IN THE SPECTRUM RANGE 1700—10000 Å, by S. V. Fedulov, V. A. Volosnov, G. S. Dyatlova.— The method of oxidized layer (Al_2O_3) fabrication by the anod oxidize of the aluminiumed mirrors with 1.5 m diameter is described. The spectrum curves for the dependence between the reflection and the wave length for the different Al_2O_3 thickness in the spectrum range 1700—10000 Å have been obtained. It is stated that one can move the interference maximum into the spectrum region wanted, changing the thickness of the oxidized layer.

Существенным элементом астроприборов являются зеркала с внешним отражающим слоем из алюминия. Несмотря на большие успехи, достигнутые в получении многослойных высокоотражающих покрытий на основе диэлектриков, алюминий по-прежнему остается основным материалом, используемым в качестве отражающего слоя для крупногабаритной астрооптики. Алюминий имеет высокий коэффициент отражения ($\sim 90\%$) в широкой области спектра и обладает достаточной коррозионной устойчивостью в жестких условиях эксплуатации. В настоящее время известны различные методы повышения стойкости зеркал [1—4]. Они основаны на использовании тонких защитных покрытий, которые получают химическим способом, анодным оксидированием алюминия, либо напылением в вакууме на поверхность металла таких веществ, как кремнезем, моноокись кремния, сульфид цинка, двуокись титана и др.

№№ п/п	Напряже- ние оксиди- рования, В	Толщина пленки Al_2O_3 , Å	№№ п/п	Напряже- ние оксиди- рования, В	Толщина пленки Al_2O_3 , Å
1	30	390	4	90	1150
2	40	490	5	110	1375
3	60	720	6	120	1560

Окисная пленка, образующаяся на алюминии в воздухе при комнатной температуре в течение двух часов, имеет толщину порядка 10 Å. Она продолжает очень медленно расти и почти полностью прекращает рост примерно через месяц. В этом случае толщина ее составляет около 45 Å. Однако во многих случаях применения зеркал естественная пленка слишком тонка, чтобы обеспечить достаточную механическую и коррозионную устойчивость.

Рис. 1. Схема анодного оксидирования зеркала

1 — электрическая схема, 2 — катод, 3 — анод, 4 — раствор, 5 — оправа, 6 — зеркало

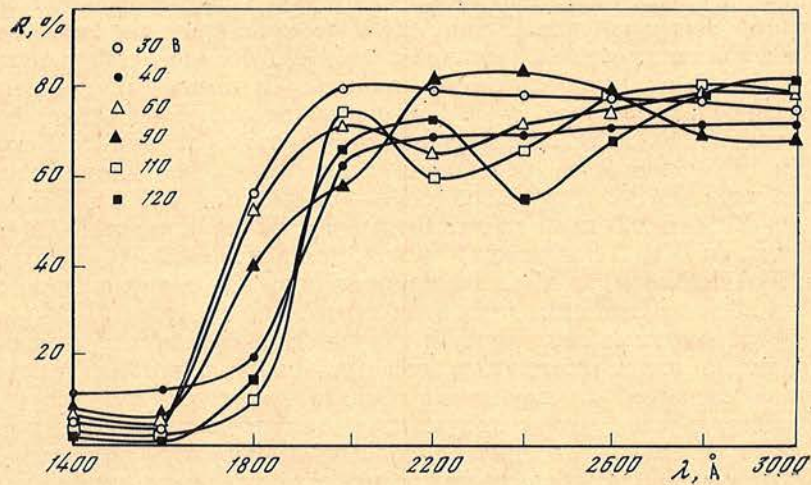
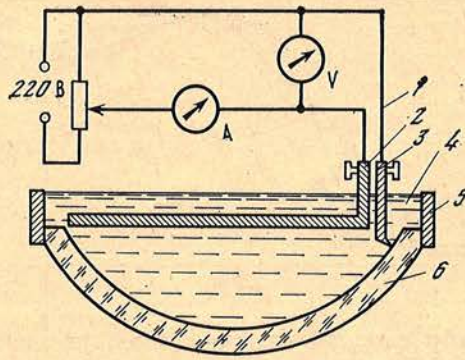


Рис. 2. Зависимость коэффициентов отражения от толщины пленки при различных режимах оксидирования (по измерениям на вакуумном монохроматоре ВМР-2)

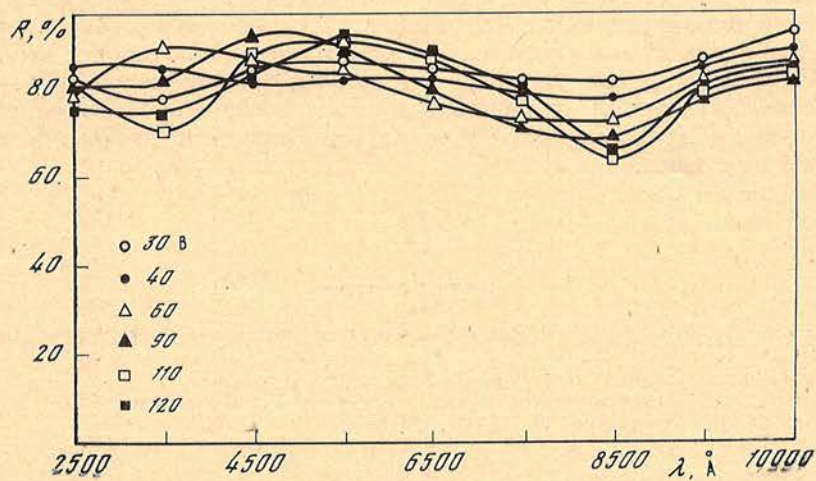


Рис. 3. То же, что на рис. 2, по измерениям на спектрофотометре СФ-16

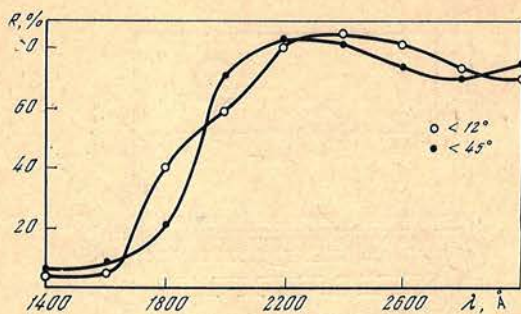


Рис. 4. Зависимость отражения от угла падения

Толщину окисной пленки можно увеличить методом анодного оксидирования в 0,5%-ном растворе двузамещенного фосфорнокислого аммония. В этом случае коэффициент отражения зеркала зависит от толщины окисного слоя и является функцией приложенного напряжения (см. таблицу). Нами были изготовлены зеркала диаметром до 1,5 м. На рис. 1 представлена схема анодного оксидирования зеркала. Время анодного оксидирования зеркала диаметром 1,5 м составляет около 20 мин; ток $i \approx 2$ А. Подача напряжения производилась плавно от 0 до требуемой величины. Процесс оксидирования считается законченным, когда $i = 0$. При правильном выборе размеров и геометрии катода пленка окиси алюминия получается равномерной толщины. Измерение коэффициентов отражения проводилось на вакуумном монохроматоре типа ВМР-2 в диапазоне 1400—3000 Å под углом падения лучей на образец 12° (рис. 2) и на спектрофотометре СФ-16 с приставкой зеркального отражения ПЗО-2 под углом 5° (рис. 3) в диапазоне 2600—10000 Å. Точность измерений порядка 1%. Толщины пленок, соответствующие указанным на рис. 2 напряжениям, даны в таблице.

Интерференционные максимумы и минимумы сдвигаются при увеличении толщины пленки окиси алюминия в сторону больших длин волн и могут быть получены в желаемой спектральной области при соответствующем напряжении оксидирования. Чтобы получить максимальное отражение в видимой области спектра, анодное оксидирование следует проводить при напряжении 120 В. Окисная пленка, образующаяся при этих условиях, имеет максимум первого порядка при $\lambda = 5500$ Å. Зеркала с внешним отражающим слоем для использования в ультрафиолетовой и инфракрасной областях могут с успехом защищаться таким путем, так как тонкая пленка окиси алюминия, используемая для защиты, не обнаруживает заметного поглощения до 2000 Å.

На рис. 4 представлена зависимость отражения от угла падения лучей на образец для толщины пленки Al_2O_3 1150 Å. Как видно из рисунка, спектральная кривая с увеличением угла падения смещается в область коротких длин волн. Испытание зеркала на открытом воздухе (температура $+30 \div -15^\circ\text{C}$, влажность 96%) в течение одного года показало высокую коррозионную и механическую стойкость зеркала. Значения коэффициентов отражения практически не изменились.

Декабрь 1978 г.

Литература

1. Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я. Вакуумная спектроскопия и ее применение. М.: Наука, 1976.
2. Физика тонких пленок / Под ред. Г. Хасса. М.: Мир, 1967, т. 1.
3. Розенберг Г. В. Оптика тонкослойных покрытий. М.: Физматгиз, 1958.
4. Федулов С. В. Канд. дис. Л., ГОИ, 1976.

УДК 522.612:522.617:535.243.25

**МНОГОКАНАЛЬНАЯ
ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА****Л. В. Границкий, А. Б. Букач, Ю. В. Каплин,
Н. И. Букач**

Разработан и опробован один из принципов построения многоканальной информационно-измерительной системы, основанный на многофункциональном использовании основных элементов регистрации информации и новой организации схемы вывода кода. Применение этого принципа позволяет упростить электронную схему многоканальной системы, расширить ее технические возможности, повысить надежность. Приведены анализ и методы расчета и построения подобных многоканальных систем.

Применение многоканальных информационно-измерительных систем, основанных на описанном принципе, расширяет возможности для автоматизации астрофизических наблюдений, позволяет выводить данные как на носитель информации, так и непосредственно в ЭВМ.

MULTICHANNEL INFORM-MEASURING SYSTEM, by L. V. Granitsky, A. B. Bukach, Yu. V. Kaplin, N. I. Bukach.—New principle for construction of multichannel inform-measuring system founded on the multifunctional use of basic elements for registration of the information and on the new organisation of the code-output system was developed and tested. The use of this principle allows to simplify the multichannel electronic scheme, to expand the technical potentialities and to increase its reliability. We describe the analysis and the methods for calculation and construction of such multichannel systems.

The multichannel inform-measuring systems based on the principle described above can be put successfully in practice of automatic astrophysical observations with the output connected with both the information system and the computer directly.

В настоящее время для астрофизических исследований широко применяются многоканальные регистрирующие приборы, работающие в режиме счета фотонов. Использование этих приборов, например, в магнитографах или спектрофотометрах позволяет сократить время наблюдений, уменьшить влияние атмосферных условий, одновременно получать различные измеряемые величины.

Однако с увеличением числа датчиков, а значит, и числа счетных каналов возникает ряд технических трудностей, связанных с выводом кода зарегистрированной информации из счетчиков либо на носитель (перфоленту, перфокарту, магнитную ленту и т. п.), либо непосредственно в ЭВМ. Для вывода данных необходимо параллельный код записанной в счетчиках информации преобразовать в последовательный, что достигается, как правило, использованием или переписи параллельного кода в сдвиговый регистр [1], или поразрядного опроса счетчиков в каналах при помощи электронного коммутатора [2, 3], или применением методов, основанных на способе «досчета» [1, 4].

Многоканальные системы регистрации, использующие эти принципы преобразования кода, обладают рядом существенных недостатков. Прежде всего рост числа счетных каналов ограничивается параллельным увеличением и усложнением электронных схем вывода кода. По этой же причине в таких системах практически невозможно оперативно изменять емкость счетных каналов с целью рационального использования возможностей системы

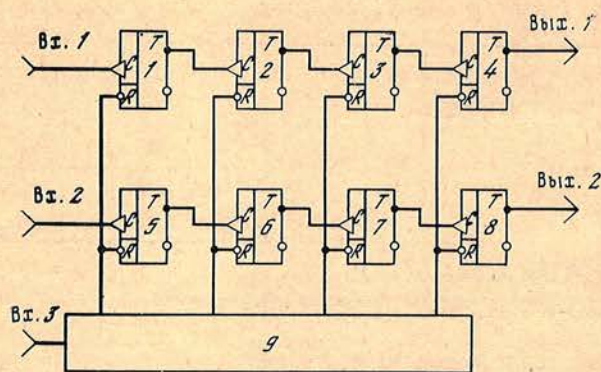


Рис. 1. Функциональная схема двухканального счетчика

1—8 — счетные триггеры, 9 — кольцевой регистр сдвига

при изменении плотности потока импульсов по разным каналам. Известно, что во всех указанных случаях схемы вывода кода по своему объему, сложности и стоимости превышают остальное оборудование многоканальной измерительной системы [1, 4]. А так как обычно предъявляются повышенные требования к таким характеристикам системы, как скорость и надежность вывода, удобная форма представления и записи выведенной информации, то всякое расширение и усложнение схемы недопустимо.

Нами разработана, изготовлена и испытана многоканальная измерительная система, принципы построения которой исключают указанные недостатки и изложены в [5, 6].

На рис. 1 приведена схема двухканального четырехразрядного двоичного асинхронного счетчика, на примере работы которого рассмотрим принцип функционирования многоканальной системы.

Счетчик работает либо в режиме записи информации (первый режим), либо в режиме вывода кода числа зарегистрированных импульсов (второй режим). В первом режиме первый и второй каналы выполняют функции двоичного счетчика импульсов по входам 1 и 2. Во втором режиме прекращается поступление счетных импульсов, и счетчики начинают выполнять функции регистров сдвига за счет подачи на их установочные в «0» входы «пачек» импульсов из кольцевого регистра 9. Сдвиг кода в счетчиках (во втором режиме — регистрах) происходит следующим образом. Первый тактовый импульс, поданный на вход 3, устанавливает первый триггер кольцевого регистра в нулевое состояние. Сформированный импульс, появившийся на его выходе, в свою очередь устанавливает в нулевое состояние триггеры 4 и 8. Если в этих триггерах были записаны единицы, то они после опрокидывания триггеров появляются на выходах 1 и 2. Если были записаны нули, то триггеры 4 и 8 не опрокинутся, что эквивалентно появлению на выходах 1 и 2 нулей. Второй тактовый импульс устанавливает первый триггер кольцевого регистра в единицу, а второй в нуль (режим циркуляции нуля), что приводит к установке в нулевое состояние триггеров 3 и 7. Если в триггерах 3 и 7 были записаны единицы, то после прихода второго тактового импульса они опрокинутся и единицы переищутся в триггеры 4 и 8. Если в триггерах 3 и 7 были записаны нули, то после прихода второго тактового импульса они не изменят своего состояния, что эквивалентно сдвигу нуля. После прохождения четырех тактовых импульсов код в счетчиках сдвинется на один разряд вправо, на выходах 1 и 2 появятся старшие разряды, а в кольцевом регистре произойдет один раз циркуляция нуля. После прохождения следующей четверки тактовых импульсов («пачки») описанный выше процесс повторится и код сдвинется еще на один разряд. 16 тактовых импульсов, поданных на вход кольцевого регистра, выведут код записанной информации старшим разрядом вперед, а все триггеры счетчиков установятся в нулевое состояние.

При поступлении на вход 3 кольцевого регистра тактовых импульсов с частотой следования f записанный код появляется на выходах счетных каналов 1 и 2 в виде последовательностей импульсов с частотой, равной $f/4$ (в общем случае f/N , где N — число разрядов счетчика в канале). Частота

следования тактовых импульсов определяется верхней граничной частотой переключения триггеров f_{\max} . Исходя из этого условия минимальное время вывода кода T_K из канала определяется следующим выражением:

$$T_K = \frac{1}{f_{\max}} N^2. \quad (1)$$

В примере (рис. 1) при использовании триггеров 133-й серии, у которых $f_{\max} = 10$ МГц, минимальное время вывода $T_K = 1,6$ мкс. Таким образом, так же как и в других случаях [1—4], реальная скорость вывода данных практически определяется только быстродействием периферийных устройств.

Для вывода кода из всех каналов на одно периферийное устройство необходимо образовать один регистр сдвига. Это достигается подключением выхода каждого предыдущего канала ко входу последующего через дополнительный триггер, который в режиме счета находится в состоянии логического нуля и не используется. Тогда количество импульсов, необходимое для вывода кода из канала данной системы, определится как $N(N+1)$, а время вывода информации из всех каналов T_P будет зависеть не только от числа разрядов в канале, но и от количества каналов P и определяется по следующей формуле:

$$T_P = \frac{N(N+1)}{f_{\max}} P.$$

Задаваясь параметрами системы N , P и f , можно определить число ступеней кольцевого регистра (что в конечном итоге определяет объем схемы вывода кода), равное $N+1$, а также реальное время вывода информации из всей системы. Увеличение числа каналов не требует введения новых элементов в схему вывода кода, так как организация вывода кода из вновь введенных каналов осуществляется непосредственным подключением всех R -входов новых счетчиков к соответствующим выводам кольцевого регистра. Непосредственная зависимость T_P также от частоты тактовых импульсов f показывает, что при построении системы по данному принципу быстродействие элементов в счетных каналах используется не только в режиме счета, но и в режиме вывода кода.

Таким образом, более полное использование функциональных возможностей элементной базы приводит к значительному сокращению электронной схемы вывода информации, а значит, и всей системы в целом.

Отработка и проверка на функционирование информационно-измерительной системы проводились при стыковке с организационным автоматом «Консул-253» (рис. 2). Широкие функциональные возможности автомата позволяют использовать его для записи кода информации на перфоленты или карты с краевой перфорацией, а также проводить проверку выводимой информации автоматически по контролю на четность и визуально при помощи цифropечатающего устройства. Программирующая способность «Консула-253» дает возможность при перфорировании и печатании информации вводить автоматически или вручную метки, маркеры, адреса и команды, необходимые для дальнейшего их использования в ЭВМ. Все перечисленные возможности автомата наиболее полно учитывают требования, необходимые для испытаний многоканальной системы.

Макет испытываемой системы имел 13 счетных каналов с общим объемом памяти 104 двоичных разряда (13 байтов). При относительно небольших размерах (см. рис. 2) измерительная система может одновременно записывать информацию, например, от четырех фотоумножителей (емкость трех каналов 10^4 , и одного 10^6 импульсов), текущее время (10^4 импульсов), координаты сканера (10^4 импульсов). Разработанный макет, состыкованный с «Консулом-253», позволяет экспериментатору изменять количество и емкость каналов при изменении плотности потока импульсов, контролировать автоматически и визуально в процессе измерений получаемые данные, затрачивать минимальное время на подготовку данных в виде, удобном для ввода в ЭВМ. Испытания макета подтвердили большие функциональные возможности и высокую надежность описанного принципа строения системы.

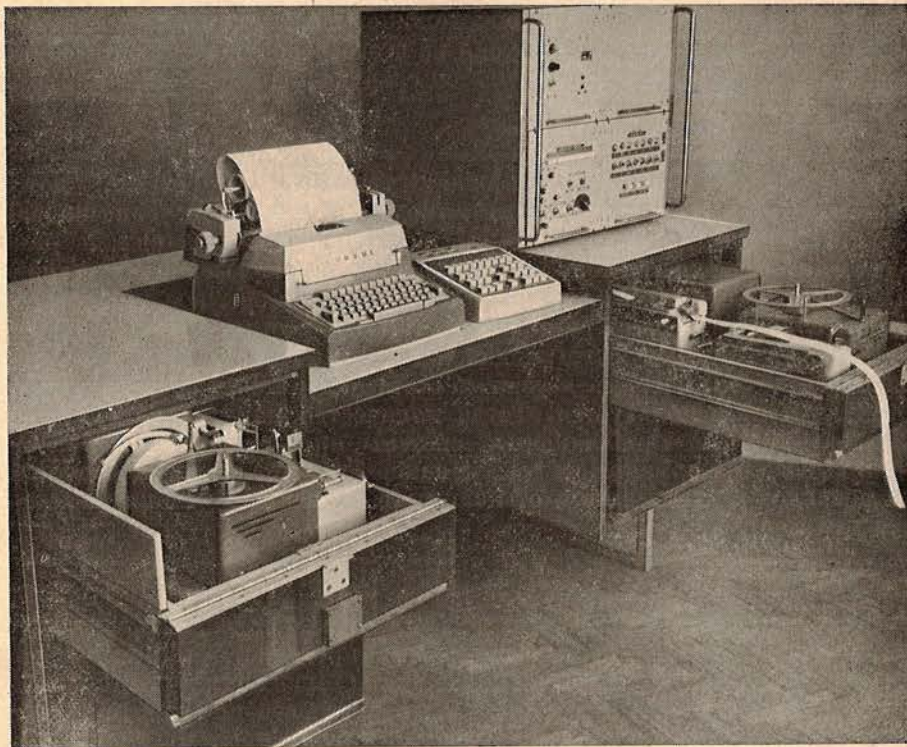


Рис. 2. Организационный автомат «Консул-253» и информационно-измерительная система

К недостаткам описываемого макета, состыкованного с «Консулом-253», относится сравнительно большое время, затрачиваемое на вывод данных (~ 4 с), обусловленное низким быстродействием используемых перфоратора и цифропечатающего устройства, а также возможный отказ при выходе из строя хотя бы одного из элементов счетчика.

Использование более быстродействующих периферийных устройств (магнитофона, перфоратора, цифропечатающего устройства) соответственно уменьшит время вывода информации из системы, а дублирование счетных каналов снизит вероятность отказа и позволит повысить эффективность работы системы за счет поочередного использования основных и дублирующих каналов в режиме регистрации и вывода данных.

Разработанный принцип построения многоканальных информационно-измерительных систем расширяет возможности для автоматизации астрофизических наблюдений, позволяет быстро и удобно выводить данные на носитель информации. Такие многоканальные системы допускают возможность непосредственной стыковки с ЭВМ без вывода данных на промежуточный носитель, что повышает эффективность сбора и обработки астрофизической информации.

По описанному в настоящей работе принципу синтеза ИИС было сделано два прибора для регистрации данных от звездного магнитографа и поляриметра [7], и пятиканального сканирующего спектрофотометра [8]. Фотоумножители обоих приборов работают в режиме счета фотонов, т. е. счетчики регистрируют статистически распределенные импульсы с разрешающей способностью ≤ 20 МГц.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность А. А. Боярчуку и В. М. Кувшинову за ценные обсуждения отдельных вопросов и интерес к работе, а также В. И. Багрию за изготовление отдельных узлов.

Декабрь 1978 г.

Литература

1. Санин А. А., Николаев А. Г., Володин Е. Я.— Труды седьмой конференции по ядерной электронике. М.: Атомиздат, 1969.
2. Конин В. В., Погожий А. Д., Хруцкая С. В. Новая техника в астрономии. Л.: Наука, 1972, вып. 4.
3. Омаров С. Э., Гаджиев М. С., Шустарев П. Н. Новая техника в астрономии. Л.: Наука, 1975, вып. 5.
4. Шушков Е. И., Галустьян С. Г., Цодиков М. В. Многоканальные счетчики импульсов. М.: Энергия, 1971.
5. Границкий Л. В., Бортник С. Г.— Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, 1971, вып. 2, с. 356.
6. Границкий Л. В., Бортник С. Г.— Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, 1971, вып. 2, с. 360.
7. Букач А. Б., Границкий Л. В., Комиссаров В. Н., Кушинов В. М.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 57, с. 209.
8. Границкий Л. В., Букач А. Б., Каплин Ю. В. и др.— Изв. Крымской астрофиз. обс., 1977, 60, с. 185.

УДК 522.69

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА
ОБРАБОТКИ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ
В ПРОЦЕССЕ НАБЛЮДЕНИЙ НА ОСНОВЕ ЭВМ М-6000С. Л. Домнин, В. А. Ефанов, В. А. Корсенский,
Е. С. Корсенская, И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров,
П. С. Никитин

На 22-метровом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на основе четвертого комплекса ЭВМ М-6000 создана система сбора и обработки данных радиоастрономических наблюдений в реальном времени. ЭВМ сопряжена с радиометрами миллиметрового диапазона волн и используется при наблюдениях дискретных источников космического радиоизлучения. Программное обеспечение написано на Фортране-II и Ассемблере М-6000. Предусмотрена возможность использования в будущем ЭВМ М-6000 одновременно и в качестве управляющей машины РТ-22.

THE ON-LINE RADIOASTRONOMICAL DATA PROCESSING SYSTEM BASED ON COMPUTER M-6000 IN THE PROCESS OF OBSERVATIONS, by S. L. Domnin, V. A. Efanov, V. A. Korsensky, E. S. Korsenskaya, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov, P. S. Nikitin. — The hardware and software of the data processing system based on minicomputer M-6000 is described. It is used for observations of discrete radio sources with the help of 22-meter radio telescope of the Crimean astrophysical observatory. The using of the same computer for telescope operation is proposed.

В настоящее время крупные радиотелескопы в СССР и за рубежом оснащены автоматизированными системами, совмещающими сбор и обработку наблюдательного материала и управление радиотелескопом и приемной аппаратурой [1—4]. Очевидно, что такие замкнутые системы наиболее оптимальны и позволяют гибко и эффективно организовать процесс радиоастрономических наблюдений.

Начиная с 1970 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР последовательно проводятся работы по оснащению РТ-22 средствами автоматизации. В результате созданы: устройство регистрации данных на перфоленте [5], устройство первичной обработки данных в процессе наблюдений на основе электронной клавишной вычислительной машины [6] и, наконец, система на основе ЭВМ «Наири-К» [7]. Последняя обеспечивает не только обработку информационных массивов, но и управление измерительной аппаратурой [8], а также определение дополнительных данных, необходимых в процессе наблюдений или для дальнейшей обработки результатов. Однако низкое быстродействие ЭВМ «Наири-К», малый объем памяти, ограниченный состав периферийного оборудования делают невозможным дальнейшее развитие системы.

Оснащение РТ-22 КАО АН СССР универсальной мини-ЭВМ М-6000 позволило создать более совершенную систему сбора и обработки радиоастрономической информации.

На рис. 1 приведена блок-схема описываемой системы. Три модуля управления коммутаторами обеспечивают до 256 каналов ввода аналоговой информации. Преобразование сигналов в цифровую форму осуществляется со скоростью до 10 кГц двумя аналого-цифровыми преобразователями:

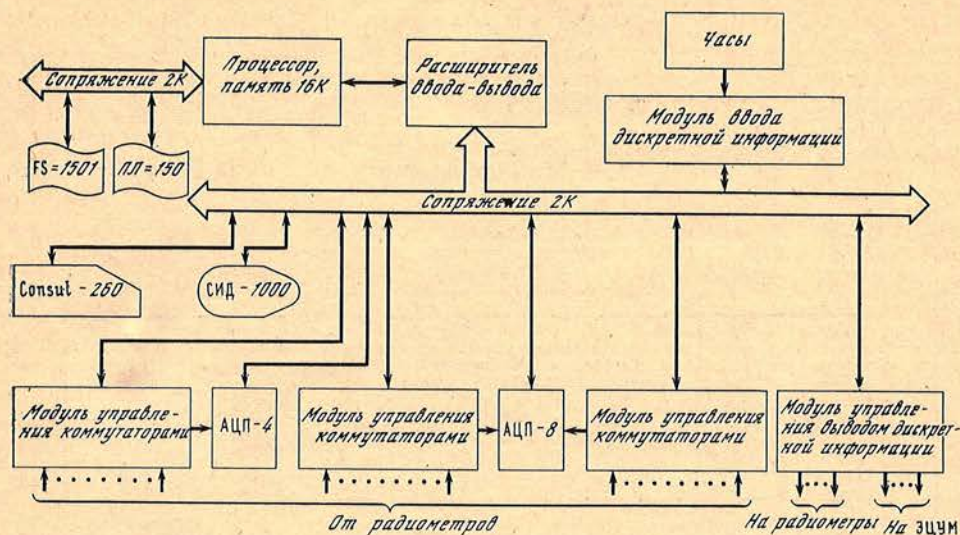


Рис. 1. Блок-схема системы (обозначения объяснены в тексте)

АЦП-4 (интегрирующим) и АЦП-8 (пиковым). Конструкция АЦП, обеспечивающая гальваническую развязку цепей источника сигнала и измерительных органов, уменьшает влияние сетевой помехи на результаты измерений. Ввод времени и сигналов прерывания от часов производится через модуль управления вводом дискретной информации. Сигналы управления радиометрами выдаются через модуль управления выводом дискретной информации (таким же образом предполагается выводить установочные координаты антенны на регистры цифровой управляющей машины (ЭЦУМ) существующей системы управления РТ-22 [9]). Общение наблюдателя с системой производится через дисплейный модуль СИД-1000, обеспечивающий первичное редактирование вводимой информации и высокую скорость обмена информацией. Перфоленты с программами вводятся через фотосчитыватель FS-1501, вывод на перфоленту производится с помощью перфоратора ПЛ-150.

Программное обеспечение системы организовано в виде пятиуровневой диалоговой структуры (рис. 2). Каждый уровень характеризуется своим набором директив, по получении которых ЭВМ выполняет определенные действия.

На первом уровне ЭВМ проводит «жесткий» диалог с наблюдателем, последовательно требуя ввода данных, необходимых для дальнейшей работы. В случае неверного ответа машина просит его исправить и повторить. Благодаря этому этапу невозможно пропустить ввод ни одного из необходимых для наблюдений параметров. Отметим, что этот шаг нужен единственный раз после включения системы. Затем система переходит на второй уровень диалога.

Директивы второго уровня позволяют изменить любые данные, введенные на первом уровне, и перейти на уровень III. Индикацией того, что система находится на втором уровне, является вывод сообщения «WHAT?» на экран дисплея.

Третий уровень объединяет подпрограммы редукции координат источника на эпоху наблюдений, вычисления установочных координат антенны в экваториальной и горизонтальной системах (согласно методике, изложенной в [7, 10]) и подпрограммы сбора и обработки информации. Исходные координаты выбираются из каталога, хранящегося в памяти, либо задаются наблюдателем. Предусмотрена возможность наблюдений источника методом наведения — наведение, когда накопление сигнала производится при очередном сопровождении объекта одной из двух формирующихся диаграмм направленности антенны при использовании диаграммной модуляции, а также

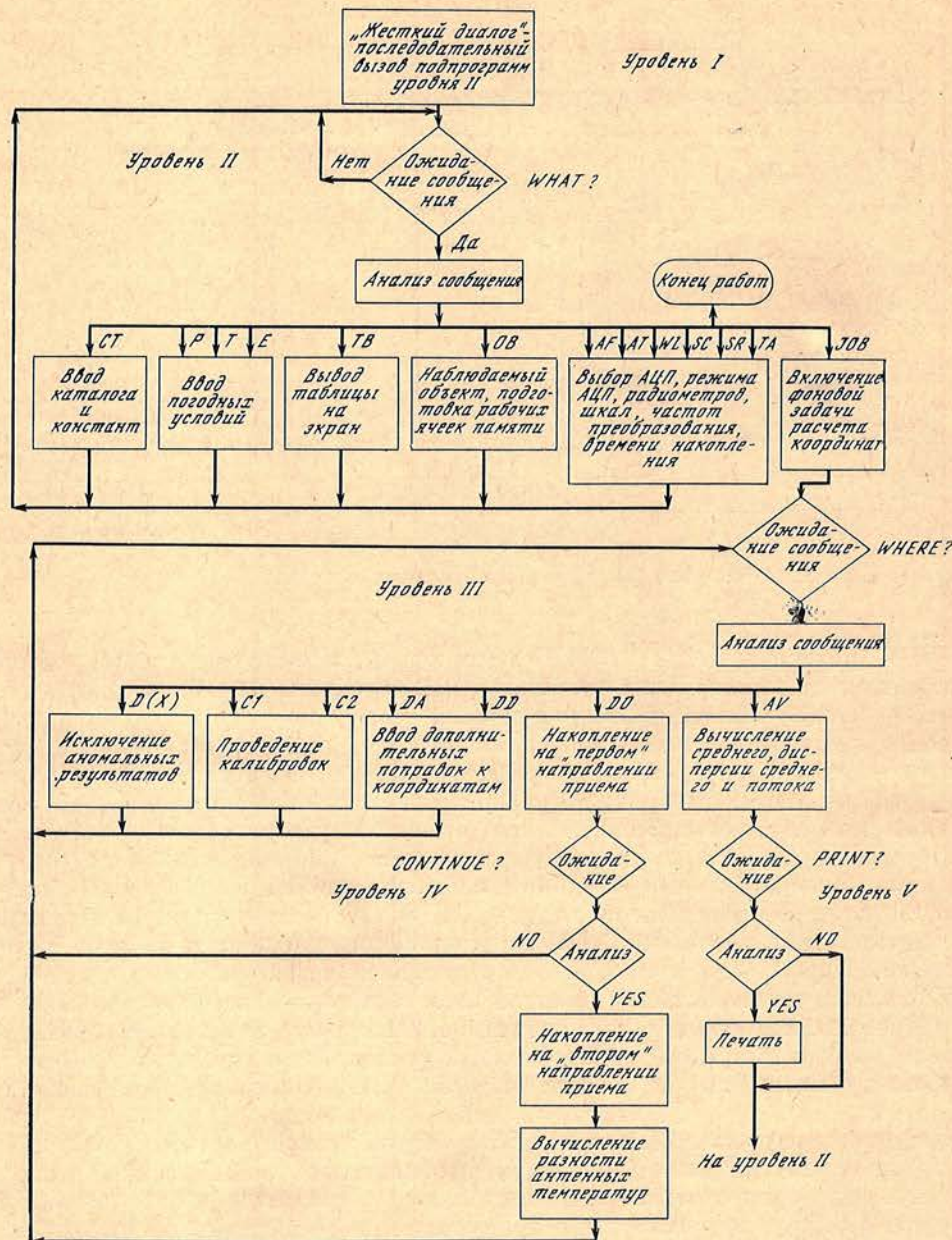


Рис. 2. Структурная схема программного обеспечения

при одновременных наблюдениях на нескольких длинах волн, когда диаграммы направленности разнесены, т. е. и в первом и во втором случаях имеется несколько возможных направлений приема излучения источника. Подпрограммы сбора и обработки информации позволяют производить накопление сигнала из различных направлений приема, вычислять среднее значение разностей антенных температур, дисперсию этого среднего. Предусмотрена также возможность проведения калибровок. Окончательным результатом является значение потока наблюдаемого источника по отношению к опорному. При переходе на уровень III на экран выводится сообщение «WHERE?».

IV уровень предоставляет наблюдателю возможность исключения аномальных результатов, появившихся вследствие сбоев аппаратуры и системы сопровождения телескопа, атмосферных явлений и т. д.

Уровень обеспечивает документирование результатов на пишущей машинке «Consul-260».

Программа редукции и вычисления установочных координат написана на Фортране-II и оформлена в виде фоновой задачи, а все остальные на Ассемблере М-6000. Дисперсия вычисляется по алгоритму, не требующему хранения всего массива данных, что экономит память. Всего занимаемый под программы объем памяти составляет 12 К.

Информация на дисплее представляется в специальной форме, которая выглядит как прямоугольная таблица, содержащая входные данные и результаты наблюдений (рис. 3). Вследствие особенностей СИД-1000 все текущие сообщения системы помещаются в правой половине верхней строки экрана, а все сообщения наблюдателя — в левой.

Организация программного обеспечения не требует повторного ввода всех параметров, благодаря чему время перехода от источника к источнику сводится к времени переустановки телескопа.

Итак, в данной системе удалось улучшить ряд показателей системы [7] в меру возможностей, предоставляемых оборудованием четвертого комплекта УВК М-6000. Улучшены в первую очередь метрологические качества, программные и аппаратные средства для взаимодействия наблюдателя с машиной, что в конечном итоге должно сказаться на эффективности использования РТ-22. Это подтверждается использованием системы при наблюдениях дискретных источников космического радиоизлучения в миллиметровом диапазоне длин волн летом 1978 г. [11], когда она работала параллельно с системой [7]. Не менее важно и наличие возможностей дальнейшего расширения функций системы (управление РТ-22 и т. д.).

4 декабря 1978 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Vaars W. M., Van Der Brugge J. F., Casse J. L. et al.* — Proc. IEEE, 1973, 61, p. 1258.
2. *Hahenberg O., Grahl B. H., Wiellbinski R.* — Ibid., p. 1288.
3. *Moore C. H., Rather E. D.* — Ibid., p. 1316.
4. *Куценко А. В., Полосьянц Б. А., Полубесова Ю. М., Сороченко Р. Л.* — Труды ФИАН, 1977, 93, с. 3.
5. *Ефанов В. А.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1974, 51, с. 154.
6. *Ефанов В. А., Корсенский В. А., Корсенская Е. С.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 56, с. 133.
7. *Домнин С. Л., Ефанов В. А., Корсенский В. А. и др.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, с. 205.
8. *Домнин С. Л., Ефанов В. А., Корсенский В. А. и др.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1977, 57, с. 199.
9. *Иванов В. Н., Моисеев И. Г., Монин Ю. Г.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., 1968, 38, с. 141.
10. *Зинченко И. И., Нестеров Н. С.* — Материалы XI Всесоюзной радиоастрономич. конф. по аппаратуре, антеннам и методам. Ереван, 1978.
11. *Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С.* — Изв. Крымской астрофиз. obs., наст. том, с. 108.

ХРОНИКА

В 1978 г. Крымская астрофизическая обсерватория была местом проведения ряда совещаний как внутрисоюзного, так и международного характера. В апреле проходило совещание Комитета по тематике шестиметрового телескопа. В июне состоялось совещание участников программы «Рождение активных областей на Солнце». В рамках советско-американского сотрудничества по охране окружающей среды в сентябре проведено совещание советско-американской комиссии по проблеме «Влияние изменений солнечной активности на климат». В октябре состоялось совещание Подкомиссии № 2 «Поздние стадии эволюции звезд» Проблемной комиссии «Физика и эволюция звезд» Многостороннего сотрудничества академий наук социалистических стран.

Сотрудники обсерватории принимали участие в работе ряда совещаний, конференций, семинаров: совещания Совета по внеатмосферной астрономии в Москве, совещания по магнитным звездам (Шемахинская обсерватория АН АзССР), совещания по космическим лучам в Киеве, совещания рабочей группы по нестационарным звездам (Киев), X Международного семинара по космическим лучам, проходившего в Ленинграде, советско-французской встречи КНЕС — Интеркосмос в Таллине, конференции молодых астрофизиков, посвященной 70-летию академика В. А. Амбарцумяна (Бюракан), Рижского семинара по магнитной гидродинамике, Пленума Астрономического совета в Бюракане, заседания Объединенного научного совета по проблеме «Астрономия» (Москва) и других совещаний по различным научным и научно-организационным вопросам.

Как и в предыдущие годы, обсерватория поддерживала и развивала многообразные связи с различными научно-исследовательскими и проектно-конструкторскими учреждениями, научно-производственными объединениями, фирмами и предприятиями, как советскими, так и зарубежными. В 1978 г. в Крымскую астрофизическую обсерваторию на различные сроки приезжали стажеры, ученые и инженеры из научных учреждений нашей страны и из-за рубежа.

В этом году в обсерватории были: Э. Иванова, Д. Райкова (Болгария), Г. Рубен (ГДР), О. Альварес (Куба), Ч. Цовоохуу (МНР), Я. Зиолковский, В. Кшеминский, Я. Пачиорек (Польша), Б. Ондерличка, Э. Питих, Д. Хохол (ЧССР), О. Сли (Австралия), Р. Бус, Б. Спид, Р. Хайд (Англия), Д. Видман, Дж. Вилкокс, Р. Гольдберг, Дж. Дошек, Дж. Коломбо, Д. Крукшенк, Ч. Парк, У. Робертс, Т. Селига, Ч. Стоктон (США), О. Вилху, И. Туоминен (Финляндия), А. Андрийа, И. Андрийа, Ж. Делэ, П. Крувелье, С. Кучми, А. Маньян, Ж. Рибес, П. Шарвен (Франция), И. Трюмпер, Г. Шульц (ФРГ), С. Леандерссон, Л. Лундвалл (Швеция).

На заседаниях ученого совета и семинарах обсерватории зарубежные ученые выступили с докладами:

Дж. Дошек (США). Наблюдения ультрафиолетового спектра Солнца на станции «Скайлэб».

Дж. Коломбо (США). Солнечный зонд и спутник Солнца.

И. Трюмпер (ФРГ). Спектроскопическое определение магнитного поля нейтронной звезды.

Д. Видман (США). Новый обзор квазаров и сейфертовских галактик.

Д. Крукшенк (США). Атмосферы Плутона и Тритона.

О. Вилху (Финляндия). Химический состав звезд-гигантов в движущемся скоплении Вольф-360.

Ряд сотрудников обсерватории в 1978 г. выезжали за границу для участия в международных совещаниях, конференциях, симпозиумах, для выполнения совместных работ, по приглашениям.

В январе Л. В. Границкий и А. Ф. Лагутин выезжали во Францию для совместной работы по эксперименту «Галактика», В. П. Гринин для участия в советско-французском совещании по физике и эволюции звезд, проходившем в обсерватории Верхнего Прованса. В январе — феврале А. В. Брунс находился в Лаборатории физики звезд и планет в Веррьере, где рассматривались технические вопросы по осуществлению совместного проекта СТМ (солнечный телескоп-магнитометр). В феврале В. М. Кувшинов участвовал в заседании Подкомиссии № 4 «Магнитные звезды» Проблемной комиссии «Физика и эволюция звезд», заседание состоялось в Чехословакии. А. Б. Северный, Н. В. Степенко, В. А. Котов в марте выезжали во Францию на 2-ю Европейскую конференцию по физике Солнца. В. А. Ефанов в составе советской делегации выезжал в Алжир, в обсерваторию Бузарае, для оказания технической и методической помощи. Л. В. Дидковский 7 месяцев работал на станции наблюдений ИСЗ в Боливии. В мае А. А. Боярчук участвовал в совещании рабочей группы по астрономической фотографии, которое состоялось в Швейцарии, а также в заседаниях Проблемной комиссии «Физика и эволюция звезд» в Венгрии. С. И. Гопасюк в июне был в ГДР для совместной работы по физике Солнца. А. А. Боярчук выезжал в Бельгию на 22-й Льежский симпозиум по спектроскопии. Л. С. Любимков и В. И. Проник участвовали в работе 4-й Европейской астрономической конференции в Швеции. П. П. Петров в течение двух месяцев (август—сентябрь) находился по приглашению в Стокгольмской обсерватории для продолжения совместной работы, начатой в предыдущие годы в Крыму. В сентябре А. В. Брунс выезжал в Югославию на XXIX конгресс МАФ. В. А. Ефанов, Н. Н. Степанян, Н. В. Степенко в сентябре были в Польше на IX Консультативной конференции по физике Солнца в рамках КАПГ академий наук социалистических стран. С. И. Гопасюк выезжал во Францию, в Лабораторию физики звезд и планет в Веррьере, для совместной работы. Р. Е. Гершберг в течение месяца был в Италии по приглашению обсерватории Катания. В начале октября Ю. Ф. Юровский выехал на 3 месяца на Кубу для проведения совместной работы в соответствии с протоколом о научном сотрудничестве АН СССР и Кубы.

В январе 1978 г. И. Г. Моисеев вернулся из командировки в Австралию.

Сотрудник обсерватории проф. В. К. Прокофьев награжден орденом Октябрьской Революции за большой вклад в развитие советской науки и в связи с 80-летием со дня рождения.

На Пленуме Астросовета в Бюракане сотруднику обсерватории Н. С. Черных вручена вторая медаль «За обнаружение новых астрономических объектов».

Подготовили к защите кандидатские диссертации Т. М. Рачковская и В. П. Фомин.

В 1978 г. вышел из печати 58-й том «Известий Крымской астрофизической обсерватории». В мае сдан в печать 61-й том, в декабре — настоящий, 62-й том.

УДК 523.872

Абсолютная спектрофотометрия четырех сверхгигантов. Б у р н а ш е в В. И. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1980, 62.

Получены абсолютные спектрофотометрические данные для сверхгигантов α Cyg (A2 Ia), α Per (F5 Ib), γ Cyg (F8 Ib), ρ Cas (F8 Ia) в спектральном интервале 3300—7550 Å с разрешением около 30 Å. Проведено сравнение наблюдаемого распределения энергии в спектрах звезд, исправленного за влияние межзвездного поглощения и поглощения в линиях и полосах, с теоретически рассчитанным Парсонсом и Михаласом с помощью моделей атмосфер. Для переменной звезды ρ Cas получена оценка межзвездного поглощения $A_V = 0^m,95$, изменение температуры в пределах 400 К. «Фотометрический радиус» звезды изменился на 20% в 1974—1977 гг.

Табл. 3, ил. 7, библиогр. 31 назв.

УДК 524.33 + 524.352

Поляризационные наблюдения R Северной короны во время ее минимума в 1977 г. Е ф и м о в Ю. С. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1980, 62.

Проведены поляризационные и фотометрические наблюдения R CrB во время ее минимума 1977 г. в пяти участках спектра. Обнаружена сильная (до 14%) и меняющаяся в ходе минимума линейная поляризация излучения звезды при практически постоянной ориентации плоскости поляризации. Изучено изменение зависимости степени поляризации от длины волны в ходе минимума. Показано, что с ростом поляризации ее зависимость от длины волны все более отклоняется от линейной, а максимум степени поляризации смещается в более длинноволновую сторону по сравнению с его положением при увеличении яркости звезды. Найдена четкая корреляция между изменениями блеска звезды и степени поляризации: при повышении блеска степень поляризации падает, цвет звезды становится более красным, и наоборот. При поярчении звезды преобладает рассеяние света на частицах с размером $\sim 0,07$ мкм, при ослаблении света — на частицах более крупного размера $\sim 0,10$ мкм.

Табл. 1, ил. 6, библиогр. 7 назв.

УДК 523,8

Метод определения яркости фона неба по данным эксперимента «Галактика». З в е р е в а А. М. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1980, 62.

Обсуждается метод выделения полезного сигнала (от фона неба) по данным внеатмосферного эксперимента «Галактика» на ИСЗ «Прогноз-6» в спектральной области $1100 < \lambda < 1900$ Å. Высокоапогейная орбита этого ИСЗ позволяет получить спектры с различным вкладом инструментального рассеянного света, источником которого является сильное диффузное излучение L_{α} геокороны и межзвездного водорода. Анализ данных, полученных на разных расстояниях от Земли (для одних и тех же областей неба), показывает линейную зависимость между отсчетами прибора в области L_{α} и для других λ . Экстраполяция этой зависимости на нулевой поток L_{α} дает значение истинного фона неба.

Табл. 2, ил. 6, библиогр. 10 назв.

УДК 524.31

Каталог профилей и эквивалентных ширин линии K Ca II в спектрах металлических звезд. Д о б р и ч е в В. М.* Изв. Крымской астрофиз. обс., 1980, 62.

По спектрограммам с $D = 15$ Å/мм измерены профили K-линии Ca II для 87 ярких A- и F-звезд (Am). Результаты представлены в виде таблицы, где приведены: полуширина $\Delta\lambda$ профиля для фиксированного значения глубины линии R_{λ} ; центральная глубина R_c и эквивалентная ширина. В отличие от пекулярных звезд профили K-линии в металлических звездах пекулярности не показывают.

Табл. 1, библиогр. 9 назв.

УДК 523.855

Многоцветная фотометрия ярких образований в галактике NGC 4303. Г р и г о р ь е в а Н. В. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1980, 62.

Для выявления комплексов H II-областей в центральной части галактики NGC 4303 (M 61) была проведена фотографическая фотометрия снимков галактики, полученных в семи областях спектра с узкополосными фильтрами ($\lambda_{\text{эф}}$ 3600, 3730, 4680, 5280, 6090, 6600 и 7400 Å) и электронно-оптическим преобразователем в прямом фокусе 2,6-м телескопа им. Г. А. Шайна. Для абсолютных калибровок использованы внефокальные изображения звезды 623 Ясней, полученные с той же аппаратурой.

Выявлено 40 ярких образований, из них 29 — комплексы H II-областей, находящихся на расстояниях от 4,4 до 26 кпс от центра галактики. Оценена интенсивность излучения в линии H_{α} ($1,8 \cdot 10^{-17} \leq I_{H_{\alpha}} \leq 3,0 \cdot 10^{-16}$ эрг·см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ ·Å $^{-1}$ кв. сек дуги $^{-1}$) и масса водорода ($1,9 \cdot 10^6 \leq M/M_{\odot} \leq 240 \cdot 10^6$). Получено распределение энергии в спектре звездных группировок этих образований. Все результаты приведены в таблице.

Табл. 1, ил. 2, библиогр. 8 назв.

УДК 523.8

Применение моделей атмосфер при исследовании звезд классов В — G. Л ю б и м к о в Л. С. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1980, 62.

Описан вариант метода моделей атмосфер, предназначенный для исследования звезд классов В — G и реализованный на ЭВМ ЕС-1020 Крымской астрофизической обсерватории. Рассмотрено вычисление непрерывного спектра, профилей водородных линий, а также эквивалентных ширин и глубин образования линий металлов. Приведены профили бальмеровских линий H_{α} — H_{δ} , рассчитанные для ряда моделей атмосфер сверхгигантов классов F — G. Обсуждаются критерии, применяемые для определения эффективной температуры и ускорения силы тяжести. Изложен способ анализа зависимости параметра микротурбулентности от глубины в атмосфере.

Табл. 5, ил. 1, библиогр. 27 назв.

* Секция астрономии Болгарской Академии наук.