

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 LXVI



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА 1983

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

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

УДК 523.9 — 1/8

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЛОБАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ СОЛНЦА:
II. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ В 1974—1980 гг.,
ИХ АНАЛИЗ И НЕКОТОРЫЕ ВЫВОДЫ

В. А. Котов, А. Б. Северный, Т. Т. Цап

Излагаются результаты наблюдений солнечных осцилляций в течение 7 лет (325 дней, 1846 ч, см. табл. 1). Сигнал дифференциальной лучевой скорости (центральная зона солнечного диска минус внешняя кольцевая часть диска) после исключения дневных дрейфов с помощью парабол анализируется методом наложения эпох (см. п. 2 и [2, 4]). Этот анализ, подтвержденный также изучением спектров мощности, отчетливо показывает наличие периода колебаний 160^m01 с амплитудой около 0,5 м/с. Сравнение наших наблюдений с данными, полученными в Станфорде и на географическом Южном полюсе, показывает хорошее согласие фаз этого колебания, несмотря на различие применяемых методов наблюдений, а также удовлетворительное согласие амплитуд. Отмечается высокая стабильность фазы (см. п. 3 и рис. 7, где видно хорошее согласие годовых смещений фазы периода 160^m00 по данным трех различных обсерваторий). Были обнаружены также четыре другие колебания, статистически значимые в данных до 1977 г. (с периодами 134^m5 ; 148^m4 ; 171^m1 и 175^m1), но если они и реальны, то существуют, по-видимому, временно, тогда как период 160^m01 присутствует в течение всех 7 лет, изменяя год от года среднюю амплитуду.

Сделан анализ всех факторов, которые могли бы вызвать появление ложной 160^m -периодичности: а) инструментальные ошибки, б) прохождение супергранул через поле зрения инструмента, в) влияние дифференциальной атмосферной экстинкции и г) фильтрации данных с помощью параболической аппроксимации дневного дрейфа, д) влияние скважности наблюдений и е) эффект различия между средним и истинным солнечным временем; показано, что ни одна из этих причин не может быть ответственной за 160^m01 -периодичность. В пользу солнечного происхождения колебания говорят синхронные флуктуации видимой ($\lambda 5100 \text{ \AA}$) и инфракрасной ($\lambda 1,7 \text{ мкм}$) яркости Солнца с амплитудой около 0,01%, а также колебания радиоизлучения Солнца в сантиметровом диапазоне длин волн (рис. 9—11); возможно также изменение с этим периодом общего магнитного поля Солнца.

Амплитуда 160^m01 -колебания, помимо спорадических флуктуаций, изменяется регулярно с периодом солнечного вращения около 27^d2 . Делается вывод, что среди всех возможных типов нормальных мод осцилляций, описываемых сферическими гармониками, квадрупольный тип наиболее подходит для интерпретации периода 160^m01 ; однако окончательные выводы требуют дальнейших исследований.

Подтверждены недавно обнаруженные глобальные 5^m -осцилляции Солнца с расщеплением по частоте около 68 мГц.

Анализируется современное состояние теории внутреннего строения Солнца и его колебаний с точки зрения природы наблюдаемых глобальных, в частности 160^m01 -осцилляций. Указывается, что дефицит нейтрино, трудности со слишком большим изменением светимости Солнца за время геологической эволюции Земли и факт возбуждения высоких g-мод колебаний ставят под вопрос обычную стандартную модель. Указывается, что более удовлетворительные результаты могут быть получены в рамках модели с медленным перемешиванием внутри Солнца. Предлагается нелинейный, с обратной связью, механизм возбуждения колебаний [97].

A STUDY OF SOLAR GLOBAL OSCILLATIONS: II. OBSERVATIONAL RESULTS (1974—1980), ANALYSIS AND CONCLUSIONS, by V. A. Kotov, A. B. Severny,

T. T. Tsap.— The whole seven years set (325 days, 1846 hours, table 1) of observations of solar oscillations is analyzed by superposed epochs for differences: signal of differential radial velocity (of central zone minus rim area of the solar disk) minus least square fitted parabola (to eliminate daily drift of signal, for description of method see section 2, also [2, 4]). This analysis supported by power spectrum analysis clearly shows the presence of period 160^m01 with amplitude of about 0.5 m/sec. Comparison of our observations with those at Stanford and at South geographical pole shows perfect agreement in the phase of oscillation despite of the difference in methods applied, and reasonably well agreement in amplitudes. The high stability of phase is pointed out (see section 3 and also figure 7 showing good agreement in the run of the phase of 160^m00 oscillation with time at three different sites on the Earth). Four other significant (up to 1977) oscillations (with periods near 134^m5 , 148^m4 , 171^m1 and 175^m1) is revealed, but if they exist they are transient phenomena, while 160^m01 — period has survived over all 7 years, varying its mean amplitude from year to year.

The influences of a) instrumental errors, b) passing of supergranules across the field of view of the instrument, c) differential Earth-atmospheric extinction, d) filtering of data due to the parabolic fit of the daily drifts, e) different kinds of sampling effects, () effect of difference between the mean and true solar time are analyzed, and it is shown that none of these effects can be responsible for the 160^m01 oscillation. In favour of solar origin of this oscillation are also synchronous fluctuations in brightness in visible $\lambda 5100$ Å) and infrared ($\lambda 1.7$ μ m) spectral regions (with average amplitude $\sim 0.01\%$), and also fluctuations of radioemission (at cm-wavelengths) of the Sun (see figures 9—11). The simultaneous change of general magnetic field of the Sun is also suspected.

There is clear indication that amplitude of 160^m01 -oscillation, besides sporadic changes, varies regularly with the period about 27^d2 of solar rotation. It is found, that among all possible types of spherical-harmonic oscillations the most probable seems to be quadrupole one although the precise type of oscillation still remains an open question.

We confirm recent findings of 5m-global oscillations on the basis of our 1978 observations, with the frequency splitting of about 68 μ Hz.

The present state of theories of solar internal structure and of solar oscillations are analyzed in aspect of the origin of global, and mainly, 160^m01 , oscillations. Deficit of neutrino, difficulty with the enormous variation of luminosity during the geological time scale of the Earth history, the exceptional excitation of higher g-modes make usual standard model questionable. It is pointed out that the most satisfactory results can be obtained assuming slow mixing inside the Sun. The non-linear «feed-back» mechanism of excitation of oscillations is suggested [97].

1. Метод, инструмент, наблюдения

Для регистрации колебаний Солнца как целого нами применен дифференциальный метод [1, 2]; в его основе лежит принцип измерений «Солнце относительно Солнца», позволяющий с высокой точностью, ~ 1 м/с, детектировать разность доплеровских смещений спектральной линии от двух обширных зон солнечного диска — центральной и краевой. При разработке этого метода мы исходили из того факта, что при крупномасштабных колебаниях фотосферы (например, в случае радиальной пульсации), если таковые существуют, амплитуда лучевой скорости в центре диска должна быть значительно больше, чем вблизи краев. Практически метод был впервые реализован в 1974 г. [1] на Башенном солнечном телескопе с применением солнечного магнитографа [3] в качестве прибора, регистрирующего относительные доплеровские смещения.

В [4] дается наиболее подробное описание метода измерений и инструмента вместе с детальным анализом всех ошибок, возникающих при наблюдениях. Следует лишь напомнить, что в методе по одной и той же спектральной линии (у нас по линии Fe I $\lambda 5124$ Å, нечувствительной к магнитному полю) измеряется взаимный относительный сдвиг двух ее средних контуров, построенных в спектрографе световыми пучками от двух участков солнечного диска — от центральной (диаметром $0,66 D_{\odot}$) зоны и остальной (кольцевой) зоны диска. Функция потемнения диска к краю вхо-

дит сюда как весовая функция, а скорости вращения Солнца, экстремальные и взаимно противоположные по знаку на Е- и W-краях диска, взаимно компенсируются и, вызывая уширение линии, приводят (вместе с инструментальным расширением) к некоторому уменьшению чувствительности к дифференциальным доплеровским сдвигам $v_c - v_L$. Реальная точность метода, ограниченная прежде всего шумами электроники и турбулентностью в спектрографе, достигает ~ 1 м/с, что эквивалентно доплеровскому смещению $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ Å (при времени накопления сигнала $\sim 10^m$).

Телескоп работает в режиме наблюдения Солнца в параллельном пучке (т. е. с использованием только плоских зеркал питающей оптики), как и при измерениях общего магнитного поля Солнца как звезды [5], с той лишь разницей, что вместо зеемановского расщепления линии измеряются указанные выше взаимные смещения двух контуров (от двух зон солнечного диска) одной и той же спектральной линии.

Принятый метод обладает тем неоспоримым преимуществом по сравнению с абсолютными измерениями лучевой скорости, что он почти полностью исключает влияние всех движений наблюдателя относительно Солнца; также в принципе он в значительной мере свободен от помех, связанных с земной атмосферой (колебаниями прозрачности и ее движениями), с тепловыми поводками инструмента, и особенно ошибок, вызываемых низкочастотной турбулентностью внутри спектрографа. Конечно, полностью все помехи атмосферного и инструментального происхождения подавить на практике не удастся, и они вызывают дополнительный шум в измерениях скорости (при времени усреднения сигнала 5^m и хороших погодных условиях среднеквадратичный разброс точек на записи составляет ~ 3 м/с), а также плавный дрейф сигнала в течение дня (см. [4] и п. 5).

Поскольку задачей является поиск долгопериодных колебаний Солнца (с периодами до $\sim 3^h$), то наиболее серьезные требования предъявляются к гидирующей системе, так как всякое отклонение светового пучка от оси инструмента вызывает появление ложного сигнала скорости, достигающего ~ 2 м/с на $1''$. Соответствующие контрольные эксперименты и тщательные расчеты [2, 4] показали, что используемая нами фотогидирующая система обеспечивает точность удержания светового пучка $\lesssim 1''$; медленное рассогласование гидирующего и основного световых пучков, вызванное дрейфом электроники фотогида и другими причинами, приводит к дополнительному плавному ходу сигнала скорости в течение дня, который вместе с дрейфами другой природы устраняется методом подбора полинома 2-го порядка (см. п. 2). Подробный анализ всех ошибок, источников шума и дрейфа был сделан ранее [4]; из него следует, что, несмотря на эти ошибки и дрейфы, по долгосрочным записям скорости можно уверенно выделять фазово-когерентные (на достаточно длинной временной шкале) периодические сигналы с амплитудой $\lesssim 1$ м/с.

Измерения скорости $v_c - v_L$ ведутся в ясные дни, когда можно получить практически непрерывные записи продолжительностью от $\sim 3^h$ до $\sim 14^h$ (записи короче 2^h33 при дальнейшем анализе не используются). Наиболее благоприятные условия для получения качественных, максимально длительных записей (по погодным и прочим условиям) в мае — августе.

Сигнал скорости $v_c - v_L$ записывается на диаграммной ленте при постоянной времени магнитографа 2^s5 , а также параллельно с 1975 г., будучи усредненным за любой, заранее выбранный временной интервал, выдается на перфоленду и цифропечать (используется УВК М-6000). Для изучения долгопериодных колебаний сигнал усредняется за каждый 5-минутный интервал, что уменьшает влияние шумов и короткопериодных (в частности, 5-минутных) колебаний. Значительная часть записей была сделана одновременно в солнечной ($\lambda 5124$ Å) и в теллурической линиях (в 1974—1976 гг. использовалась линия H_2O $\lambda 5902$ Å, а в 1976—1980 гг. — линия O_2 $\lambda 6879$ Å, более сильная и стабильная линия атмосферы), использовано преимущество нашего двухканального магнитографа, позволяющего получать одновременно записи по любым двум спектральным линиям; по таким контрольным измерениям можно оценить влияние всех инстру-

Таблица 1

Год	Интервал наблюдений	Число		
		дней	часов	5-минутных точек
1974	4.08—9.10	14	76	912
1975	16.03—14.10	32	171	2048
1976	26.04—15.10	32	163	1955
1977	11.03—24.10	59	280	3362
1978	22.04—21.10	78	471	5651
1979	20.03—30.12	60	381	4566
1980	14.01—26.07	50	304	3653
Все 7 лет	4.08 1974—26.07 1980	325	1846	22147

ментальных (кроме ошибок гидирования) и атмосферных источников квазипериодических флуктуаций сигнала (см. [4]).

Полный ряд крымских измерений скорости получен в 1974—1980 гг. в течение 325 дней, в сумме 1846 ч наблюдений. Интервалы наблюдений по годам приведены в табл. 1, где также указано число дней, часов и 5-минутных точек.

2. Первые результаты

Уже первые измерения в августе 1974 г. показали наличие флуктуаций сигнала скорости $\delta = v_c - v_L$ с характерными временами 2—3^h; в целом на основе 21 дня наблюдений можно было сделать вывод, что временной масштаб флуктуаций в среднем близок к 2^h 40^m [1]. Тщательный визуальный просмотр этих записей далее показал, что экстремумы δ появляются как будто в самое различное локальное время и на любом временном интервале после начала записи. Это определенно указывало на то, что эффект не связан ни с периодической ошибкой в механизме часового движения целостата (положение которого к тому же изменялось вблизи полудня), ни с возможным прогревом оптики и телескопа или рассогласованием между основной и гидирющей системой. Более того, контрольные записи на 2-м канале магнитографа по теллурической линии не показали тех флуктуаций δ , которые были присущи линии Солнца (см. рис. 1 в [1] и п. 5.4). Примеры записей сигнала δ в линии $\lambda 5124 \text{ \AA}$ показаны на рис. 1.

Ввиду возникшей впоследствии дискуссии о происхождении найденного периода пульсаций Солнца около 2 ч 40 мин = 160^m (см. обзор [6]), особенно в связи с его близостью к 1/9 сут [7—10], здесь целесообразно подробнее остановиться на тех наблюдательных фактах, которые позволили нам уже по материалу 1974 г. утверждать, что имеется период глобальных колебаний Солнца, близкий к 160^m.

Из визуального просмотра записей (1974 г.) можно было видеть, что максимумы сигнала (положительная скорость, соответствующая смещению контура линии от центральной зоны солнечного диска в синюю сторону, т. е. расширению Солнца) более четко выражены, чем минимумы (заметим, что этот факт подтверждается и средней результирующей кривой пульсации, см. рис. 3 и 8). Каждая запись имела более или менее плавный дрейф сигнала с амплитудой до ~50 м/с в течение дня заведомо несолнечного происхождения; поэтому для анализа флуктуаций малой ($\lesssim 10$ м/с) амплитуды было решено этот дрейф исключать. Сначала дрейф исключался путем подбора «вручную» некоторой плавной кривой для каждой записи отдельно (подчеркнем, что в этом первоначальном анализе пока не использовалась аппроксимация полиномом 2-й степени, которая была принята позже в качестве стандартной процедуры обработки всех измерений скорости [2]);

Таблица 2

Дата, 1974 г.	λ , Å	UT, начало — конец	UT		Δt , мин	
			максимум	минимум	максимум	минимум
3.08	5906	11.30—14.30	12.50	11.30		180
				14.30		
4.08	5124	5.10—11.20	7.25	6.00		210
			11.00	9.30	215	
5.08	5906	7.05—13.00	7.20	8.40	140	170
			9.40	11.30	160	
			12.20			
6.08	5906	10.10—13.35	11.00	12.10	140	
			13.20			
9.08	5124	8.50—11.20	10.40	9.10		
10.08	5124	8.40—11.35	9.00	10.30		
12.08	5124	9.25—14.20	9.40	10.40	180	190
			12.40	13.50		
17.08	5124	6.00—15.10	6.50	7.50	160	190
			9.30	11.00		
20.08	5124	5.50—15.05	8.30	7.20	130	130
			10.40	9.30	190	
			13.50			
21.08	5124	7.25—15.15	7.45	8.40	145	170
			10.10	11.30	190	
			13.20			
22.08	5124	5.30—11.30	7.20	8.50	160	
			10.00			
23.08	5124	5.55—15.10	8.10	6.30	140	170
			10.30	9.20		
			12.40	11.30	130	130
26.08	5124	9.25—15.50	10.20	11.30	160	180
			13.00	14.30		
25.09	5124	7.15—14.00	8.20	12.10	150	
			10.50			
			13.20		150	
1.10	5124	11.55—14.25	12.00	13.20	140	
			14.20			
7.10	5124	7.15—14.00	8.00	9.00		
			10.20	11.10	140	130
			12.50	13.40	150	150
8.10	5124	6.10—12.00	6.20	7.40	180	
			9.20			
9.10	5124	6.25—14.20	8.30	9.40	170	150
			11.20	12.10	150	
			13.50			
В среднем					158	165

при этом кривая не обязательно была параболой, имея иногда более сложный вид; затем определялись отклонения сигнала от этой плавной кривой.

Чтобы определить наиболее характерное время флуктуаций, мы наложили все флуктуации для первых 9 дней наблюдений на один и тот же график с условием наилучшего совпадения максимумов (игнорируя пока точное время их появления на записях). Полученный результат показан на рис. 2 в [1], где период получившейся почти синусоидальной волны оказался равным $2^{\text{h}}45^{\text{m}} \pm 10^{\text{m}}$. После этого на основе визуального просмотра всех записей отмечались моменты наступления экстремумов сигнала скорости; в итоге была построена табл. 2, которая дает для каждого из 18 дней (1974 г.) с заметными флуктуациями сигнала δ : λ — длину волны солнечной линии; UT начала и конца измерений; UT появления экстремума (максимум и минимум) и Δt — временной интервал между соседними экстремумами. В итоге получилось, что среднее расстояние между близлежащими максимумами составляет (158 ± 5) мин и между минимумами (165 ± 7) мин;

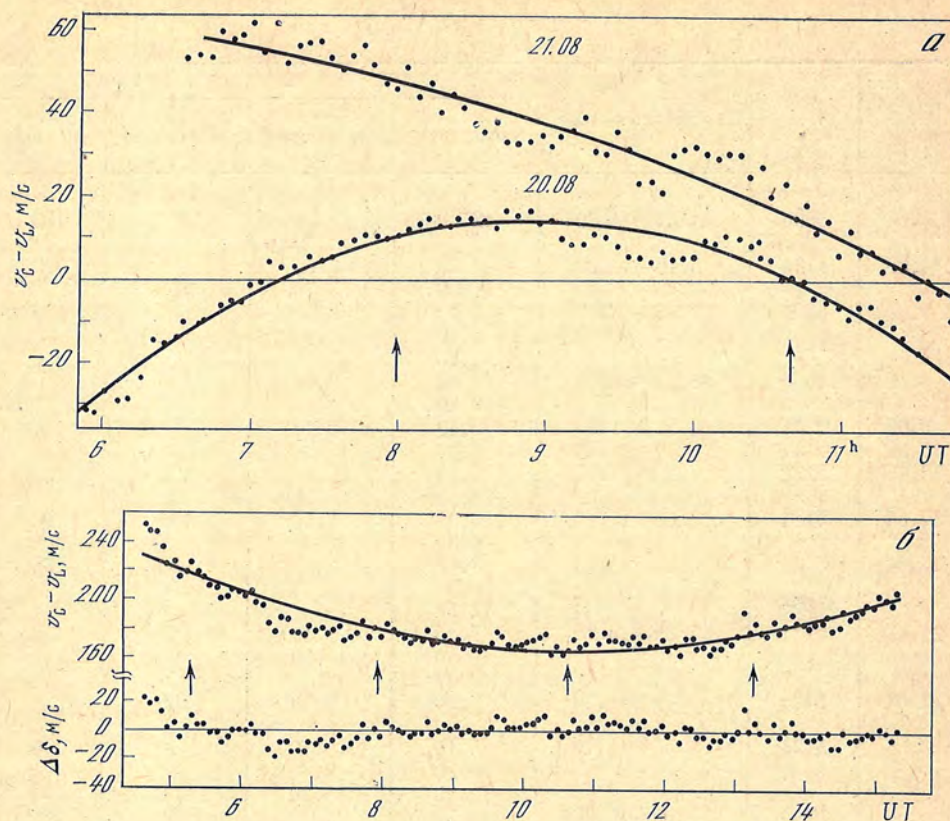


Рис. 1. Примеры записей сигнала дифференциальной скорости за 20 и 21.08 1974 г (а) и 11.07 1980 г. (б)

Точки — усредненные за 5^м значения скорости. Сплошные кривые — параболы, вычисленные методом наименьших квадратов; стрелки — моменты максимальной скорости согласно всем измерениям данного года. На рис. б внизу показаны отклонения измеренных скоростей от параболического тренда



Рис. 2. Моменты появления максимумов (точки) и минимумов (кружки) скорости в течение дня согласно визуальному просмотру записей скорости в 1977 г.

Заштрихован интервал времени (около полудня) с частым ухудшением погодных условий

общее среднее (из всех 35 значений Δt в табл. 2) оказалось равным (161 ± 4) мин.

Применение аналогичного анализа к теллурической линии $\lambda 5901,5 \text{ \AA}$ сразу показало, что никакой периодичности заподозрить в этом случае нельзя: колебания здесь чисто случайные (см. рис. 19). Это убедило нас, что подозрение о реальности колебаний Солнца имеет под собой веское основание.

Подобная процедура — анализ моментов наступления экстремумов сигнала δ в течение дня на основе визуального просмотра оригинальных записей — была применена также отдельно к данным 1977 г. Результат показан на рис. 2; видно, что действительно максимумы и минимумы сиг-

нала имеют тенденцию группироваться преимущественно в одно и то же время дня с характерным временем $\sim 2^h 6$ между ними.

Следует подчеркнуть три особенности проведенного анализа и вытекающего из него результата.

1. Этот предварительный анализ всецело основывался на визуальном рассмотрении записей (причем «в две руки», чтобы избежать субъективных ошибок), без привлечения таких наиболее строгих современных методов, как вычисление автокорреляционной функции и спектров мощности, наложение эпох и пр. Поэтому тем более важно, что результаты, полученные позднее, при наиболее строгой постановке задачи (см. п. 3) оказались совпадающими — в пределах точности — с результатом приведенного выше анализа.

2. Этот анализ, несмотря на его недостатки (возможность субъективных ошибок, нестрогий метод исключения дрейфов), давно известен и с успехом иногда применяется при исследовании переменных звезд [11].

3. В отличие от предыдущих работ по изучению квазипериодических колебаний Солнца нами была поставлена задача поиска глобальных (т. е. с размером движущейся поверхности, сравнимым с радиусом Солнца) колебаний, которые являлись бы фазово-когерентными в течение большого промежутка времени — нескольких дней или даже месяцев и лет; т. е. искались колебания с достаточно высокой добротностью Q , сохраняющие как фазу, так и период на протяжении многих циклов. Это и определило выбранный нами метод анализа данных.

Плодотворность такого подхода к данным о переменности Солнца (в нашем случае — к измерению лучевых скоростей) недавно была снова продемонстрирована в случае 5-минутных колебаний фотосферы. Допущение, что фаза и частота этих колебаний (наблюдаемых в интегральном свете от всего диска) или некоторых мод, их составляющих, сохраняются в течение нескольких дней, привело к обнаружению удивительно устойчивой тонкой структуры внутри 5-минутного пика мощности с расщеплением около 68 мкГц, которая говорит о глобальном характере этих колебаний (см. [12—14] и п. 8), но еще требует теоретического объяснения.

После того как мы убедились, что массив данных 1974 г. содержит, по видимому, периодическую компоненту ($P \approx 2$ ч 40 мин), был применен более строгий и более объективный анализ, а именно: 1) исключение дрейфов с помощью метода наименьших квадратов (на ЭВМ) и 2) применение метода наложенных эпох.

Изучение дрейфов показало, что в подавляющем числе случаев они имеют параболический вид (см. [2] и п. 5.5). Поэтому было решено для всех записей без исключения аппроксимацию дрейфа производить полиномом 2-й степени

$$\delta_0(t) = a + bt + ct^2, \quad (1)$$

где t — время, коэффициенты a , b , c для каждой индивидуальной записи вычисляются на ЭВМ методом наименьших квадратов. (Заметим, что иногда в начале и/или конце записи наблюдается существенное отклонение сигнала от параболы (1), вызванное быстрым изменением светового потока (утром или вечером), электроникой и другими причинами (см. [4]); такие участки исключаются, причем надо подчеркнуть, это делается при условии, что точное время наблюдений неизвестно; это важный момент, если мы имеем дело с анализом строго периодического сигнала; позднее аналогичная процедура была принята для измерений в Станфорде [15] и недавно — при обработке данных, полученных Греком и др. [13] на географическом Южном полюсе [16].)

Для аппроксимации плавных дрейфов параболой (1) есть основание: дрейфы, как правило, действительно подчиняются параболической зависимости (см. [2]). Однако можно сразу возразить: почему берется полином 2-й степени, а, например, не 3-й или больше?

Выбор аппроксимирующей функции, безусловно, не простая задача, и здесь часто допускается некоторый произвол. Поэтому, чтобы избежать

этого произвола (а тем самым субъективного решения в выборе) и сделать его строгим и совершенно объективным, мы сначала сформулировали следующие, наиболее разумные требования к выбору функции: 1) все записи без исключения обрабатываются с помощью одной и той же аппроксимирующей функции; 2) функция должна иметь вид полинома некоторой степени $n \geq 0$; 3) степень полинома должна быть наименьшей (это условие естественно, ибо, подбирая n достаточно высоким, можно исключить из рассмотрения все то, что на самом деле подлежит анализу, в нашем случае волну 160^m , как это хорошо показано Диттмером [7]); 4) степень n должна быть достаточно высокой, чтобы отклонения измеренных величин $v_c - v_L$ от полинома не превосходили амплитуды (короткопериодического) шума, у нас ~ 10 м/с. Условие 4, по существу, накладывает снизу такое ограничение на n : остающиеся после исключения дрейфа долгопериодные шумы (или сигналы) не должны превосходить уровня высокочастотных шумов.

Исходя из этих четырех условий была выбрана именно парабола (1), поскольку $n < 2$ не удовлетворяет условию 4, а $n > 2$ — условию 3.

Для материала первого, 1974 г., после исключения дрейфов остатки $\Delta\delta = \delta(t) - \delta_0(t)$ были «сверстаны» методом наложения эпох с различными периодами в районе 160^m и инкрементом $\Delta P = 0^m 1$. В результате было получено уточненное значение периода $P = 160^m, 0 \pm 0^m 5$ [1].

Результат метода наложения эпох данных 1974 г. с этим периодом показан на рис. 3; средняя амплитуда синусоиды, проведенной через точки методом наименьших квадратов, составляет $1,42$ м/с, статистическая значимость волны (см. п. 3) $2A'/\sigma \approx 4,9$.

Существование у Солнца такого периодического сигнала сразу позволило сделать некоторые интересные выводы (см. первую нашу публикацию [1]), а также указало на необходимость продолжать такие измерения в последующие годы.

Систематическое, с периодом $\sim 160^m$, появление флуктуаций радиальной скорости у большой, $\sim R_\odot$, части солнечного диска, независимое (по фазе) от вращения Солнца, явилось сильным свидетельством в пользу того, что наблюдается пульсация звезды как целого, а не стохастический процесс поднимающихся и опускающихся гигантских супергранул. Значение периода слишком велико, чтобы его приписать акустическим p -модам (см. п. 10), поскольку в этом случае период не может превышать $40-60$ мин. Это не может быть также волна, распространяющаяся вокруг Солнца, так как скорость такой волны должна быть слишком большой, ~ 450 км/с. Поэтому нами было выдвинуто предположение [1], что явление может быть объяснено пульсацией Солнца как целого радиального или нерадиального (гравитационного) типа (см. [6]).

Здесь надо отметить, что изучаемые флуктуации доплеровской скорости почти одновременно, в течение двух дней в том же 1974 г., наблюдались группой бирмингемских физиков [17]; их исследования были совершенно независимыми, с применением другой техники наблюдений (метод атомной резонансной спектроскопии) с целью обнаружить пульсации по интегральному свету от всего солнечного диска. Период и амплитуда колебания $2^h 40^m$, обнаруженного обеими группами исследователей, оказались практически одинаковыми, несмотря на существенные различия в методах: согласно нашим наблюдениям 1974 г. они равны $160^m 0 \pm 0^m 5$ и $1,4$ м/с, а Брукс и др. [17] сообщили для них значения $2^h 65 \pm 0^h 04$ и $2,70 \pm 0,24$ м/с соответственно. Весьма важно отметить, что и фазы колебания также совпали (рис. 4). Обе группы пришли к одному и тому же заключению, что эта осцилляция, будучи наиболее мощной в измерениях скорости, может принадлежать фундаментальной моде почти однородного Солнца и, таким образом, низким значениям плотности ρ_c и температуры T_c в центре Солнца и малому потоку нейтрино (см. п. 10).

Одновременно обе группы [1, 17] указали на возможность объяснения периода одной из гравитационных мод нерадиальных колебаний Солнца. Этот вопрос подробно рассматривался Кристенсен-Далсгаардом и Гаффом [18], которые показали, что наблюдаемые осцилляции в принципе мож-

Нулевая фаза соответствует UT 00^h00^m 1.01 1974 г. (то же — на всех последующих рисунках при свертке наблюдений с периодами 160^m000 или 160^m010). Амплитуда волны $A = 1,42$ м/с и UT — фаза (-25^m) задаются синусоидой, проведенной через точки методом наименьших квадратов. «Пиковая» амплитуда A' определяется по шести точкам, отмеченным цифрами 1–6. Вертикальная черточка — стандартная ошибка ($\pm\sigma$). Подробнее см. текст (п. 3).

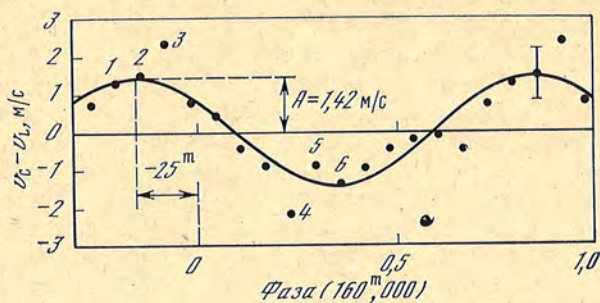


Рис. 3. Результирующая кривая скорости для периода 160^m000 по наблюдениям 1974 г.

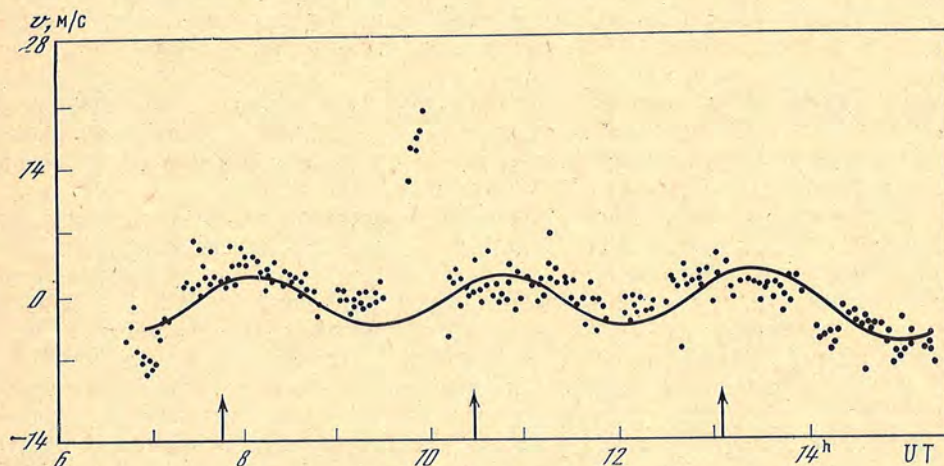


Рис. 4. Сопоставление наблюдений скорости Брукса и др. (рисунок взят из [17]), выполненных 27.09 1974 г., с моментами максимальной скорости по нашим данным за 1974 г. (стрелки)

но попытаться приписать g-модам высокого порядка (по-видимому, $n = 11$) квадрупольных ($l = 2$) осцилляций стандартной модели с подправленным обилием тяжелых элементов Z ($Z = 0,04$). Вслед за этим Ибен и Махафи [19] показали, что такие нерадиальные g-осцилляции могут быть резонансом периода биений ($\sim 157^m$) фундаментальной ($\sim 56^m$) моды и первого обертона ($\sim 41^m$) радиальных осцилляций с g-модами высокого порядка (см. [2] и п. 10).

Ответ, однако, до сих пор оказывается неоднозначным, о чем свидетельствует большое число работ, опубликованных в последнее время (см. также п. 10). Ввиду важности этого вопроса, имеющего, по-видимому, прямое отношение к проблеме внутреннего строения Солнца, необходимо последовательно изложить все имеющиеся свидетельства в пользу реальности и солнечного происхождения периода 160^m, основываясь при этом на самых полных наблюдательных данных.

3. Период 160 минут, 1974 — 1980 гг.

Все наблюдения скорости, выполненные нами в 1974—1980 гг. и использованные для данного анализа, перечислены в табл. 1. Как уже говорилось, отклонения сигнала δ от параболы (1) составляют весь массив данных за 7 лет; этот массив рассматривается как одна временная последовательность измерений (одна точка на 5-минутном интервале времени с перерывами из-за отсутствия наблюдений). Естественно, что для обработки такого большого массива необходимо было применить (или разработать) наиболее пригодный метод анализа длинных временных рядов с эф-

фективными критериями оценки статистической значимости периодических флуктуаций¹. Кратко наш метод анализа (который в некоторых деталях сходен с общепринятыми методами) заключается в следующем.

Прежде всего заметим, что для такого длинного (1974—1980 гг.) ряда наблюдений, со множеством перерывов, весьма эффективным является применение метода наложения эпох; и так как нас в основном будет интересовать распределение (гармонической) амплитуды сигнала в определенном интервале периодов, то этот метод можно считать практически эквивалентным спектральному анализу данных [20].

Для заданного периода P и начальной эпохи (здесь всюду за нулевую эпоху взят момент UT 00^h00^m, 1.01 1974 г.) вычисляются фазы (т. е. доли периода P) для каждого усредненного за 5 мин значения скорости $v_c - v_L$, причем сразу для всей последовательности данного года, нескольких лет или всех 7 лет вместе. Весь период (фаза меняется от 0 до 1) разбивается на 16 равных частей (бинов), затем производится распределение всех величин $v = v_c - v_L$ по этим 16 фазовым интервалам (бинам) данного периода; берется среднее значение для каждого бина $\bar{v}$ и вычисляется среднеквадратичная ошибка σ' этого среднего значения; вся обработка производится на ЭВМ (ЕС-1020), для чего была составлена соответствующая программа, осуществляющая эти и другие (см. ниже) операции. Пример (свертка измерений 1974 г. с периодом 160^m) показан на рис. 3.

Чтобы отобрать наиболее существенные осцилляции, используются два критерия: 1) отношение $2A'/\sigma$, где $2A'$ — разность между максимальным средним трех последовательных значений $\bar{v}$ (для трех бинов) и минимальным средним трех, тоже последовательных, значений (т. е. $2A'$ — аналог двойной амплитуды), σ — среднее из соответствующих 6 значений σ' ; 2) близость средней кривой скорости к монохроматической волне $A \sin [(2\pi t/P) + \phi]$. Для последнего критерия использовалась формула (11.88) Гамильтона [21] для оценки значимости по Фишеру представления наблюдаемого распределения точек (у нас 16 точек) двухпараметрической функцией, находимой методом наименьших квадратов. Смысл числа Фишера F , даваемого этой формулой, состоит в том, что оно представляет собой значимость отношения суммы (соответственно взвешенных) квадратов ординат (в нашем случае 16) полученной синусоиды к аналогичной сумме (16) взвешенных квадратов отклонений реальных $\bar{v}$ от синусоиды. Мы взяли жесткое ограничение на уровень значимости, приняв его равным 0,1% для вероятности того, что нулевая гипотеза (отсутствие синусоиды) оправдывается. Соответствующее такому уровню значимости число Фишера $F(2; 14; 0,001) = 11,78$.

Чтобы оценить «гладкость» полученной для данного периода кривой, был использован критерий Лафлера и Кинмана [22]

$$\Theta = \frac{\sum_{i=1}^{16} (\bar{v}_i - \bar{v}_{i+1})^2}{\sum_{i=1}^{16} \bar{v}_i^2}. \quad (2)$$

Кроме того, программа позволяет «проводить» методом наименьших квадратов синусоиду через полученное распределение 16 точек и определять амплитуду и фазу этой синусоиды (см. рис. 3).

Наблюдения 1974 г. (в окончательном списке было отобрано 14 дней наблюдений) показали, что колебание 160^m более или менее монохроматично, т. е. сохраняет фазу на протяжении по крайней мере месяца; ошибка в определении периода не превосходила 0^m5. И хотя уже тогда было обращено внимание на близость периода к 1/9 сут (см. обсуждение ниже, п. 5), принцип наших измерений и метод анализа говорили за то, что это не какой-либо артефакт инструментального или атмосферного проис-

¹ Авторы признательны Д. Н. Рачковскому за помощь в разработке и успешном применении метода и составление программы для ЭВМ.

хождения или обработки данных, а реальное явление, относящееся к Солнцу. Последующие (немногочисленные) наблюдения в марте 1975 г. показали такую же периодичность и, будучи «свернутыми» с периодом 160^m ; дали волну почти в той же фазе, что и предыдущие измерения; нами было сделано предположение, что фаза колебания, по-видимому, сохранилась на протяжении ~ 1900 периодов, т. е. мы имеем дело, вероятно, с удивительно стабильным (по фазе и периоду) колебанием; это было отмечено также Бруксом и др. [17]. Эта гипотеза — о долговременной когерентности 160^m -колебания — полностью подтверждена данными последующих лет.

Наш временной ряд (1974—1980 гг., всего 1846 ч наблюдений, или 22147 5-минутных точек, см. табл. 1) имеет много разрывов. В целом от 4.08 1974 г. до 26.07 1980 г. (общая длительность $L = 2183$ сут) наблюдения были сделаны лишь в течение 325 дней; отсюда следует, что при средней однодневной записи длительностью $1846^h/325 = 5^h68$ наблюдениями покрыто лишь около 3,5% всего временного интервала L . Естественно, что при ограниченном числе данных со множеством длительных перерывов (особенно зимой) определение истинных периодичностей является непрос-той задачей, аналогичной поиску периодов изменения блеска короткопериодических переменных звезд (см. [11]). В нашем случае дополнительные сложности возникают из-за наличия в сигнале медленных трендов (что делает необходимым производить низкочастотную фильтрацию с помощью парабол, см. п. 5.5); вместе со скважностью наблюдений это может приводить к появлению ложных периодичностей.

Если сразу использовать полный ряд измерений (1974—1980 гг.), то для обнаружения всех существенных (и когерентных на всем 7-летнем интервале) осцилляций методом наложения эпох необходимо перебрать очень большое число пробных периодов (см. [11]). Например, для интересующей нас области периодов от $P_1 = 100^m$ до $P_2 = 200^m$ при полном временном интервале $L = 2183^d$ число пробных периодов k , находимое из условия максимально допустимого фазового смещения (за весь интервал L) $\sim 0,25 P$, равно

$$k \approx \frac{L}{0,25} (P_1^{-1} - P_2^{-1}) \approx 6,3 \cdot 10^4, \quad (3)$$

а разрешение по периоду, чтобы не пропустить ни одного значимого периода, должно быть

$$\Delta P \approx \frac{(P_1 + P_2)^2}{16L} \approx 0^m,002. \quad (4)$$

Счет такого большого числа периодов (3) для полного массива точек (22147 точек) — задача трудоемкая и требует значительного машинного времени. Поэтому с самого начала задача нами решалась последовательно. Первый этап (по наблюдениям 1974 г.) описан выше; в результате был определен период $160^m 0 \pm 0^m 5$ как доминирующий. После трех лет наблюдений (1974—1976 гг.) полученный массив был исследован более тщательно (подробнее см. [2]). Для каждого дня была построена автокорреляционная функция; часть записей действительно показала наличие максимума в районе $140—180^m$, однако многие не дали ничего, кроме случайного разброса точек автокорреляции. По существу, на основе такого анализа нельзя было судить вообще о наличии 160^m -периода. (Это связано с тем, что длина записи редко достигала $9—10^h$, т. е. была $\lesssim (3 \div 4) P$, а многие записи, имея продолжительность 3—6 ч, фактически непригодны для вычисления автокорреляционной функции. Кроме того, всякого рода шумы, как правило, также возрастают в сторону низких частот.)

Для каждого дня наблюдений были вычислены также спектры мощности (двумя способами: с помощью прямого фурье-преобразования и с использованием автокорреляционных функций со сглаживающим окном Тьюки, — давшими практически одинаковые результаты). Полученные спектры затем были усреднены — для каждого года в отдельности, а также для всех трех (или более) лет; результаты показаны на рис. 7, 8 в [2]

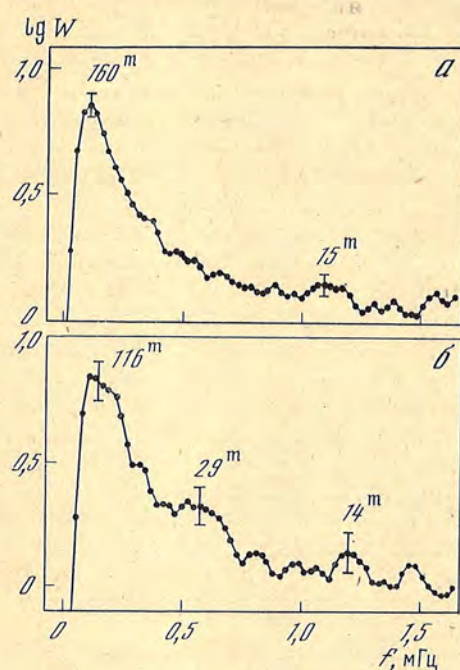


Рис. 5. Спектры мощности сигнала скорости по измерениям (а) в солнечной линии $\lambda 5124 \text{ \AA}$ (усреднено 139 спектров, 1974—1979 гг.) и (б) теллурических линиях $\lambda 5902$ и $\lambda 6879 \text{ \AA}$ (усреднено 39 спектров, 1975—1979 гг.)

Анализировались только дни с длительностью записи не менее 6^h . Вертикальные черточки — 95%-ные доверительные интервалы

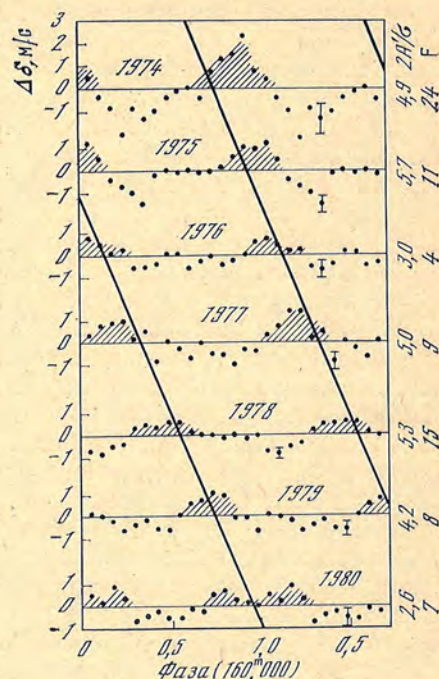


Рис. 6. Результирующие кривые скорости для периода 160^m000 по данным наблюдений 1974—1980 гг.

Заштрихованы области максимальных скоростей, вертикальные черточки — ошибки $\pm \sigma$. Наклонные прямые, проведенные через максимумы скорости согласно рис. 7 и 8, дают средний период колебаний $P = 160^m010$. Справа для каждого года даются критерии значимости $2A'/\sigma$ и F (см. текст)

и рис. 14, б в [4]. Здесь, на рис. 5, мы приводим спектры мощности, построенные для наблюдений в 1974—1979 гг. по солнечной линии ($\lambda 5124 \text{ \AA}$) и в 1975—1979 гг. по линиям земной атмосферы ($\lambda 6879$ и $\lambda 5902 \text{ \AA}$), причем в обоих случаях в отличие от [2, 4] использовались только записи, длительность которых была не менее 6^h . Видно, что атмосферные линии (в основном линия кислорода $\lambda 6879$) показывают широкий пик мощности в диапазоне $\sim (80-160)^m$, тогда как солнечная линия имеет четкую концентрацию мощности вблизи 160^m . (Заметим, что резкое падение мощности для $P \geq 210^m$ носит искусственный характер, будучи обусловленным фильтрацией низкочастотных шумов (дрейфов) с помощью парабол.) Уже эти спектры указывают на существенное различие между солнечной и атмосферной линиями в области частот около $0,1 \text{ МГц}$: вблизи периодов $\sim 160^m$ (от $\sim 120^m$ до $\sim 200^m$) могут быть сосредоточены осцилляции солнечной природы. Однако частотное разрешение у этих спектров весьма низкое, чтобы говорить об определенных периодах (и модах) колебаний. Это сделало необходимым применение в дальнейшем метода наложенных эпох для «тонкого» поиска периодичностей.

Сначала такому анализу был подвергнут массив данных 1974—1976 гг., всего около 350 ч наблюдений; результаты изложены в [2]. В интервале $120-180^m$ с инкрементом $\Delta P = 0^m005$ было просчитано 12 000 периодов; выбранный шаг по периоду удовлетворяет условию (3) для необходимого и достаточного числа испытываемых периодов. В результате из 12 000 периодов наиболее значимыми статистически оказались 5 периодов; их точные значения, определенные после «сверхтонкого» поиска вокруг них

с $\Delta P = 0^m001$, указаны в табл. 3 вместе с критериями значимости. Видно, что период $\sim 160^m$ (точнее, 160^m004) не является здесь самым сильным по отношению к $2A'/\sigma$ и F ; однако он доминирует по критерию Лафлера — Кинмана (минимум Θ).

Рассмотрим подробнее период $P \approx 160^m$ (на остальных остановимся в п. 4).

Тот факт, что период колебаний P несколько больше чем 160^m , был нами [23] отмечен уже в 1975 г., когда мы сравнили фазы этого колебания (момент максимума v) по наблюдениям двух лет: оказалось, что максимум скорости в 1975 г. в среднем наблюдался на $\sim 12^m$ позже, чем в 1974 г.; это можно было объяснить, если принять, что истинный период на $\sim 0^m004$ больше, чем 160^m . (Отличие периода от $160^m = 1/9$ сут впоследствии оказалось исключительно важным обстоятельством для обоснования солнечной природы этого колебания.) Как видим, весь материал первых трех лет работы (1974—1976 гг.) показали именно такой период (160^m004 ; см. [2] и табл. 3). Добавление массива 1977 г. уточнило значение периода $P = 160^m005 \pm 0^m003$ с одновременным увеличением его статистической значимости: вместо 6,9 отношение $2A'/\sigma$ достигло 7,7.

Как уже говорилось выше, при анализе массива каждого года в отдельности мы прежде всего «сверстываем» все данные с периодом, равным 160^m , чтобы выяснить: 1) присутствует или нет колебание 160^m ; 2) насколько значима эта волна; 3) какова ее фаза (т. е. момент UT максимальной скорости). В результате после 7 лет наблюдений мы можем утверждать, что: 1) 160^m -волна в среднем для каждого данного года всегда присутствует, хотя и с разной статистической значимостью; 2) амплитуда этого колебания существенно варьирует год от года; 3) фаза этой волны прогрессивно растет, сдвигаясь в среднем на $\sim 33^m$ в год. Это смещение фазы, а также изменение амплитуды 160^m -волны хорошо заметны на рис. 6, где приведены результирующие кривые скорости для каждого года (исключая зимние наблюдения с 15.11 1979 г. по 25.02 1980 г.) в отдельности. Подчеркнем, что при анализе данных взят период $160^m, 000$, а нулевая фаза всюду соответствует UT 00^h00^m , 1.01 1974 г. Наклон прямой, соединяющей максимумы скорости, дает для периода колебаний значение $P \approx 160^m, 010$.

Близость периода к $1/9$ сут вызвала широкую дискуссию о том, имеет ли он солнечное происхождение (см. обзор [6] и п. 5). Поэтому очень сильным аргументом против скептицизма явилось подтверждение 160^m -периодичности в Станфорде (США), где наблюдения — по той же методике (несколько модифицированной, см. [7]) — проводятся уже пятый год. Первые наблюдения летом 1976 г. показали наличие в американских данных волны 160^m , фаза которой совпала с нашей кривой скорости с точностью до 15^m . Последующие наблюдения в двух обсерваториях показали также хорошее согласие фазы колебания 160^m с данными Крымской обсерватории и примерно тот же сдвиг фазы на $\sim 33^m$ в год (см. [15, 24]).

Другое важное подтверждение пульсации Солнца с периодом 160^m010 недавно получено Фосса и др. [16] из анализа измерений скорости, выполненных зимой 1979—1980 гг. Греком и др. [13] на географическом Южном полюсе с использованием резонансной ячейки с парами натрия. Эти наблюдения, практически непрерывные в течение более чем 5 сут, показали волну 160^m со средней амплитудой $0,33$ м/с практически в той фазе, которая следует из измерений в Крыму и Станфорде [24].

В табл. 4 для трех обсерваторий (Крым, 1974—1980 гг.; Станфорд, 1976—1980 гг. [15, 24, 25]; Ницца — Южный полюс [13, 16]) приведены для разных лет: количество часов и дней наблюдений; время t (в долях года), соответствующее положению центра массива относительно начала го-

Таблица 3

№ п/п	P , мин	$2A'/\sigma$	F	Θ
1	134,498	7,0	18,0	0,59
2	148,359	6,8	41,3	0,47
3	160,004	6,9	22,6	0,30
4	171,099	6,9	22,2	0,49
5	175,061	6,9	16,9	0,51

Таблица 4

Год	Обсерватория	Число		t	A, м/с	УТ (макс.)
		часов	дней			
1974	Крым	76	14	0,655	1,42	23.35
1975	Крым	171	32	0,575	0,81	23.45
1976	Крым	163	32	0,538	0,36	00.09
	Станфорд	178	38	0,607	0,14	00.10
1977	Крым	280	59	0,507	0,78	00.35
	Станфорд	180	43	0,419	0,21	00.54
1978	Крым	471	78	0,556	0,48	01.24
	Станфорд	131	24	0,537	0,17	01.31
1979	Крым	349	51	0,471	0,56	01.59
	Станфорд	227	35	0,471	0,29	01.58
1979— 1980	Ницца — Южный по- люс	120	6	0,008	0,33	02.18
1980	Крым	267	42	0,495	0,45	02.36
	Станфорд	?	?	~0,490	~0,13	~02.20

да; A — амплитуда колебания и УТ (макс.) — время максимальной скорости (последние определены из гармонического анализа результирующих кривых скоростей). Положение всех 13 точек показано на рис. 7; точки ложатся практически на одну прямую линейной регрессии (коэффициент корреляции 0,99), соответствующую годичному ходу фазы максимума $32^m 8$, т. е. точное значение периода равно $P = 160^m 010$.

Отличие периода от $160^m 000$, вызывающее прогрессивный сдвиг фазы 160^m -волны год от года (рис. 7), — важный аргумент в пользу реальности и солнечного происхождения колебания с периодом $P = 160^m 010$ (см. п. 5), поскольку трудно представить какой-либо инструментальный, атмосферный или статистический фактор (артефакт), который мог бы привести к столь близкому соответствию фазы с этим периодом, не равным точно $1/9$ сут, на разных инструментах и в различных обсерваториях. Особенно важно, что колебание 160^m наблюдается на Южном полюсе, где влияние артефактов суточной скважности отпадает.

Результирующие кривые скорости, полученные в Крыму, Станфорде [24] и на Южном полюсе [13, 16] для периода $160^m 010$, приведенные на рис. 8, демонстрируют замечательное согласие фаз колебания P для всех трех рядов наблюдений: моменты УТ максимума скорости (расширения Солнца), отсчитываемые от нулевой фазы (УТ $00^h 00^m$, 1.01 1974 г.), равны соответственно $01^h 37^m$, $01^h 37^m$ и $01^h 41^m$ (фаза максимума и амплитуда A даются синусоидой, вычисляемой методом наименьших квадратов); амплитуды следующие: 0,54 (Кр.); 0,22 (Ст.) и 0,33 (Ю.п.) м/с. Согласие амплитуд можно считать также удовлетворительным, поскольку:

1) возможны систематические ошибки в калибровке скорости, достигающие, по-видимому, 30%;

2) все три обсерватории используют различное усреднение (т. е. пространственную фильтрацию) лучевых скоростей по диску Солнца. В Крыму для определения разности $v_c - v_l$ центральная и краевая зоны имеют размеры $(0,0 \div 0,66) R_\odot$ и $(0,66 \div 1,0) R_\odot$ соответственно, в Станфорде эти зоны другие: $(0,0 \div 0,50) R_\odot$ и $(0,55 \div 0,80) R_\odot$ [7], а на Южном полюсе Греком и др. [13], как и у Брукса и др. [17], регистрируется лучевая скорость сразу от всей видимой полусферы Солнца;

3) известно [6, 26], что 160^m -колебания временами практически исчезают, потом возникают почти с той же фазой, их амплитуда, по-видимому, может сильно варьировать день ото дня; уже имеется свидетельство о 27-суточной вариации амплитуды, связанной с солнечным вращением [27,

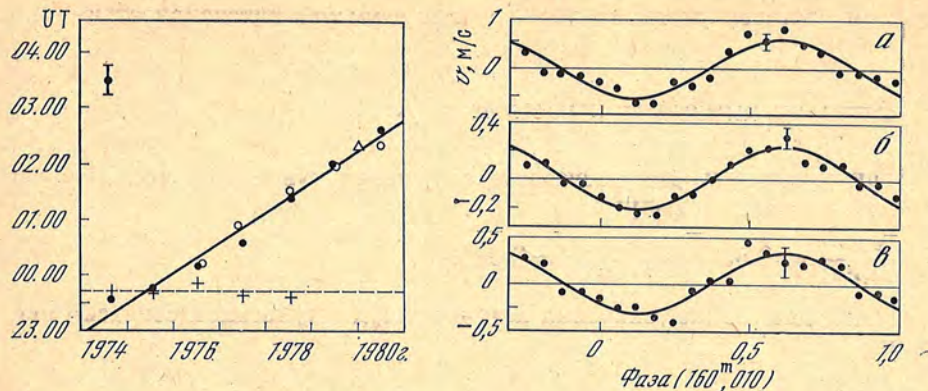


Рис. 7. Время UT максимальной скорости в 1974—1980 гг. согласно наблюдениям в Крымской обсерватории (точки), Станфорде (кружки) и на Южном полюсе (треугольник)

Наклон прямой линейной регрессии дает для периода колебаний значение $160^m 010$. Крестики и штриховая прямая — положение максимумов, соответствующих эффекту атмосферной экстинкции (см. п. 5.3). Вертикальная черточка — типичная ошибка в определении фазы максимума

Рис. 8. Кривые скорости Солнца согласно наблюдениям (а) в Крыму (1974—1980 гг.), (б) Станфорде (1976—1979 гг.) и (в) на Южном полюсе Земли [13, 16]

Синусоиды для данных каждой обсерватории вычислены методом наименьших квадратов; стандартные ошибки ($\pm\sigma$) показаны вертикальными черточками

28], — это также приведет к некоторому различию средних амплитуд при неодновременных наблюдениях;

4) три обсерватории имеют различную чувствительность к различным типам колебаний, описываемых сферическими гармониками $S_l^m(\theta, \varphi)$ (см. [6, 29—31]), и, поскольку точный тип колебания $160^m 010$ еще неизвестен (некоторые авторы [31] допускают даже явление резонансного взаимодействия нескольких мод на этой частоте), то о полном согласии амплитуд говорить пока не приходится; кстати, различие трех амплитуд, вообще говоря, можно привлечь к установлению типа наблюдаемого колебания; такие попытки уже делались (см. [29, 31] и п. 7).

Поскольку результат (рис. 8) основан на большом статистическом материале (особенно для Крыма и Станфорда, где наблюдениями охвачено соответственно 1846^h (325 дней в 1974—1980 гг.) и $\sim 715^h$ (140 дней в 1976—1979 гг.), и поскольку все три обсерватории показывают высокую статистическую значимость колебания $P = 160^m 010$: $2A'/\sigma$ равно 8,2; 6,7 и 4,5 для Крыма, Станфорда и Южного полюса соответственно, то соотношение средних амплитуд (так же как и фаз) может иметь важное значение для выяснения моды колебания P , см. п. 7.

Для случая чисто радиальных движений (с заданной скоростью v_0), когда $l = 0$ и $S_0^0(\theta, \varphi) \equiv 1$, отношение калибровочных факторов (чувствительностей к скорости $v_C - v_L$) для Крыма и Станфорда было получено в [4, 7], причем измеряемые дифференциальные скорости

$$v_{\text{кр}} = (v_C - v_L)_{\text{кр}} = 0,349 v_0, \quad v_{\text{ст}} = (v_C - v_L)_{\text{ст}} = 0,208 v_0. \quad (5)$$

Для измерений средней скорости от всего диска при радиальной пульсации с той же скоростью v_0 аналогично получаем

$$v_{\text{ю.п.}} = \frac{1}{3} \int_0^{2\pi} \int_0^1 v_0 (1 - \rho^2)^{1/2} \gamma(\rho) \rho d\rho d\alpha = \frac{2\pi v_0 I_0}{3} 0,280 = 0,712 v_0, \quad (6)$$

где ρ — гелиоцентрическое расстояние, $\gamma(\rho)$ — функция потемнения к краю для $\lambda 5124 \text{ \AA}$:

$$\gamma(\rho) = I_0 [0,36 + 0,64 (1 - \rho^2)^{1/2}]; \quad (7)$$

полный световой поток от диска (с центральной интенсивностью I_0) равен

$$\mathfrak{J} = \int_0^{2\pi} \int_0^1 \gamma(\rho) \rho \, d\rho \, d\alpha = 2\pi I_0 \cdot 0,393 = 2,471 I_0. \quad (8)$$

Таким образом, для расчетного отношения чувствительностей к радиальной пульсации получаем

$$\frac{v(\text{Ст})}{v(\text{Кр})} = 0,596, \quad \frac{v(\text{Ю. п.})}{v(\text{Кр})} = 2,040. \quad (9)$$

Наблюдаемые же значения для амплитуды пульсации согласно рис. 8 равны

$$\frac{A(\text{Ст})}{A(\text{Кр})} = 0,40, \quad \frac{A(\text{Ю. п.})}{A(\text{Кр})} = 0,61. \quad (10)$$

Подобные теоретические соотношения можно получить и для других возможных мод колебаний (см. [7, 29, 31] и пп. 6, 7), что позволит в принципе однозначно решить, к какому типу колебаний относится пульсация $P = 160^m 010$ (т. е. найти собственные значения n, l, m , характеризующие нормальные моды колебаний в линейном приближении).

Наконец, следует отметить, что колебания с периодом $\sim 160^m$ были обнаружены также в сантиметровом диапазоне радиоизлучения ($\lambda 1,9$ — $3,5$ см). Для таких измерений Ерюшев и др. [32] использовали крымский телескоп РТ-22, регистрируя в течение 14 дней в 1977—1978 гг. (всего 148^h наблюдений) разность радиояркостей (в относительных единицах, $\Delta I/I$) между краем (N-полярной областью) и центром солнечного диска. Полученная кривая для периода $160^m 010$ показала существенное ($2A'/\sigma = 6,2$) изменение радиояркости δ_R с амплитудой около $5 \cdot 10^{-4}$, что соответствует флуктуациям температуры $\sim \pm 5$ К, происходящим в фазе с осцилляциями фотосферной скорости. На рис. 9, б показана результирующая кривая изменения дифференциальной (край — центр) радиояркости согласно [32] с добавлением новых измерений Л. Цветкова, выполненных в 1979—1980 гг. (см. [14]); всего 337^h наблюдений в течение 45 дней. Амплитуда (гармоническая) колебания около $2 \cdot 10^{-4}$ (т. е. $\sim \pm 2$ К), отношение $2A'/\sigma = 5,1$, фаза максимума соответствует UT $01^h 46^m$, что очень близко к фазе максимума скорости (UT $01^h 37^m$ по крымским данным за 1974—1980 гг.). Интересно, что дифференциальная (край — центр) радиояркость имеет явно выраженную 80^m -составляющую ($P' = 80^m 005$ с амплитудой $\sim 3 \cdot 10^{-4}$); присутствие 80^m -составляющей ранее [27] отмечалось также и у дифференциальной скорости и может представлять значительный интерес для понимания природы пульсации 160^m . Отметим, что в 1976 г. эта 80^m -составляющая была сравнима с 160^m -составляющей в кривой лучевой скорости.

Положительные результаты получены также в ближней инфракрасной области спектра, в окне прозрачности земной атмосферы $\lambda 1,7$ мкм [33, 34]. В этих наблюдениях, выполненных в 1977—1978 гг., посредством быстрого, с частотой 40 Гц, сканирования солнечного диска регистрировались флуктуации закона потемнения диска к краю, и было найдено, что дифференциальный сигнал (центр — край) δ (ИК) содержит статистически значимую волну с периодом $\sim 160^m$. Результат усреднения всех измерений 1977 г. (32 дня, 156^h) [34] показан на рис. 10, где видна волна 160^m с амплитудой около $2,5 \cdot 10^{-4}$. И опять надо подчеркнуть, что эти измерения относительные (дифференциальный сигнал делился на яркость среднего Солнца, причем эти оба сигнала регистрировались поочередно через каждые 30—50^с), поэтому они, так же как и измерения скорости, должны быть весьма свободными от влияния атмосферного поглощения (тем более, что использовалось окно $\lambda 1,7$ мкм высокой прозрачности атмосферы). Средний спектр мощности для ИК-измерений 1977—1978 гг. (в сумме 67 дней, 354^h), заимствованный из [34], показан на рис. 11, и он опять доказывает явное доминирование пика $\sim 160^m$ (см. п. 5.6).

Рис. 9. Изменение с фазой периода $160^m 010$ дифференциальной скорости (а), радиояркости (б), оптической (дифференциальной, центр—край) яркости (в) и блеска Урана (г).
Вертикальные черточки — стандартные ошибки $\pm\sigma$ (подробнее см. текст)

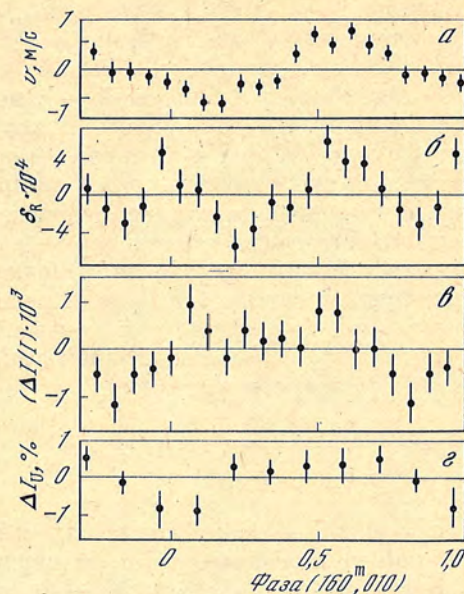


Рис. 10. Среднее изменение в течение дня инфракрасной ($\lambda 1,7$ мкм) дифференциальной (край—центр) яркости Солнца по измерениям в 1977 г. (см. [33, 34])

Штриховая кривая — синусоида (160^m), вычисленная методом наименьших квадратов

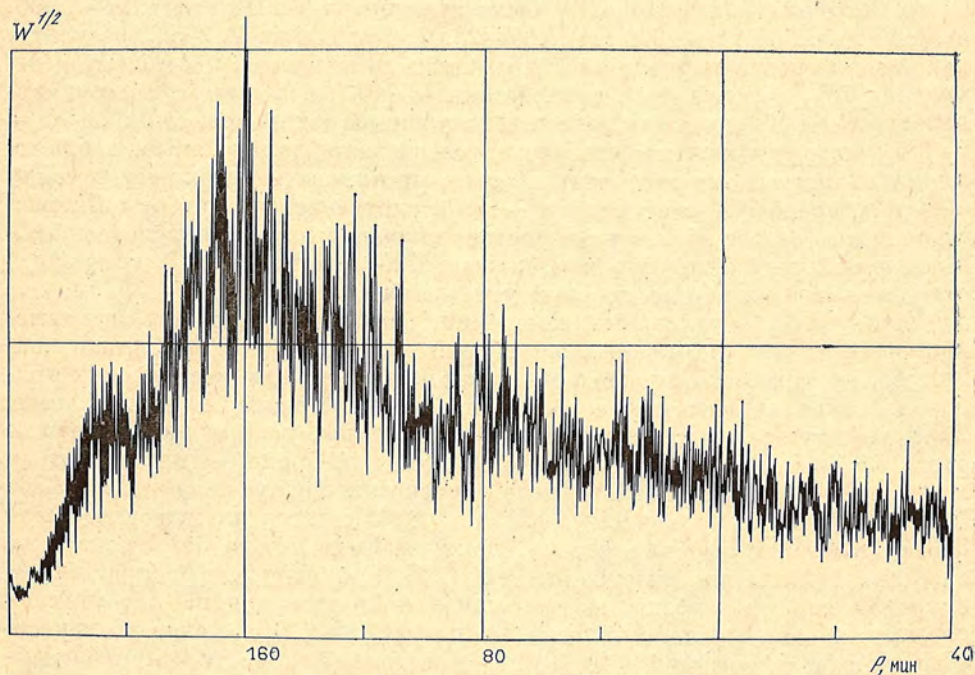
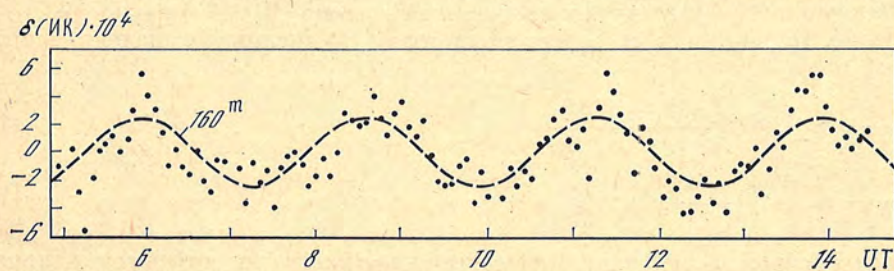


Рис. 11. Спектр мощности сигнала дифференциальной (край — центр) яркости Солнца в области $\lambda 1,7$ мкм для измерений, выполненных в 1977—1978 гг., дающий зависимость гармонической амплитуды ($W^{1/2}$), в произвольных единицах от периода (в мин).
Рисунок заимствован из работы Кучми и др. [34]

Вариации $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ ИК-яркости соответствуют изменениям эффективной температуры фотосферы около ± 1 К, что хорошо согласуется с данными, полученными нами [2, 35, 36] для видимой области спектра.

Последний тип наблюдений — с целью обнаружить 160^m -флуктуации относительной (центр — край) яркости диска в области непрерывного спектра около $\lambda 5124 \text{ \AA}$ — был сделан нами тем же в принципе методом, что и измерения скорости $v_C - v_L$. А именно, для тех же двух зон солнечного диска, с применением той же оптической схемы [4] и использованием 2-го канала магнитографа измерялась не разность скоростей, а разность средних яркостей этих двух зон по отношению к суммарной яркости (поэтому детектируемый сигнал i более или менее свободен от флуктуаций прозрачности земной атмосферы, так как магнитограф автоматически компенсирует сигнал за изменение полной яркости спектра). Этот дифференциальный сигнал яркости имеет вид

$$i = \frac{\alpha \mathfrak{I}_C}{\frac{1}{2} \alpha \mathfrak{I}_C + \mathfrak{I}_L}, \quad (11)$$

где $\alpha = 0,355$ — пропускание пластинки $(p + \lambda/4)$, применяемой для 100 %-ной поляризации света от центральной зоны диаметром $0,66 D_\odot$. (см. формулу (16) в [4]), $\mathfrak{I}_C$ и $\mathfrak{I}_L$ — яркости обеих зон до прохождения через поляризационную оптику; их отношение согласно (19), (20) равно $\mathfrak{I}_C/\mathfrak{I}_L = 1,048$. Варьируя $\mathfrak{I}_C$ и $\mathfrak{I}_L$ и подставляя в (11) численные значения, получаем

$$\frac{\Delta i}{i} \approx 0,843 \left(\frac{\Delta \mathfrak{I}_C}{\mathfrak{I}_C} - \frac{\Delta \mathfrak{I}_L}{\mathfrak{I}_L} \right), \quad (12)$$

$$\frac{\Delta I}{I} \equiv \frac{\Delta \mathfrak{I}_C - \Delta \mathfrak{I}_L}{\mathfrak{I}_C} \approx 1,186 \frac{\Delta i}{i}. \quad (13)$$

Таким образом, флуктуации Δi дают информацию о дифференциальных (центр — край) изменениях яркости Солнца $\Delta I/I$.

Наблюдения колебаний $\Delta I/I$ были выполнены в 1976 г. (11.05—29.06, всего 14 дней, 64^h) и в 1979 г. (27.05—23.07, всего 36 дней, 243^h), результат наложения эпох с периодом $160^m 010$ показан на рис. 9, в. Амплитуда изменения $\Delta I/I$ с фазой этого периода около $5 \cdot 10^{-4}$, что дает колебания температуры ± 1 К; однако значимость полученной волны невысока: $2A'/\sigma = 3,4$, поэтому результат требует подтверждения дальнейшими наблюдениями. Заметим, что этот результат не противоречит верхнему пределу $\sim 1^\circ$ для колебаний с периодами $\sim 160^m$, следующему из работы Ливингстона и др. [37], тем более что в противоположность другим исследованиям в данном эксперименте (впрочем, как и в ИК-области [33, 34]) измерялись относительные, центр/край, флуктуации яркости.

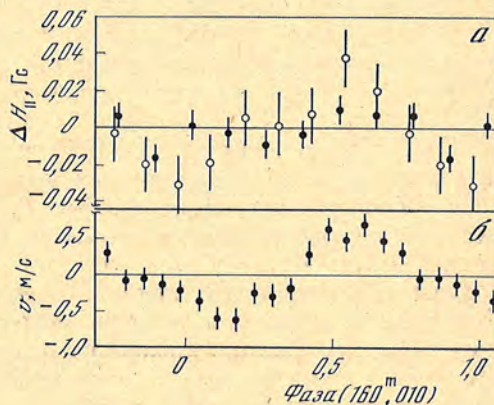
Кроме дифференциальных измерений, безусловно, представляет интерес обнаружение возможных колебаний полной радиации Солнца, например, по отраженному свету от планет или с помощью космических приборов. Такая попытка была нами сделана по Урану с использованием 2,6-м рефлектора и регистрирующей аппаратуры, работающей в режиме счета фотонов. Наблюдения были сделаны в феврале — апреле 1976 г. в течение 11 ночей с использованием близкой к Урану звезды HD 126766 (спектр близок к солнечному, F5, $V = 6^m 65$); всего произведено было 369 отдельных измерений блеска, покрывающих около 34^h суммарного времени. Отношения интенсивностей ($\lambda 5600 \text{ \AA}$, полоса фильтра $130 \text{ \AA}$) исправлялись за эффект дифференциальной экстинкции. Полученная средняя кривая изменения блеска Урана (см. рис. 9, г) показала некоторую волну с амплитудой $\lesssim 0,5\%$, в фазе с кривой скорости и кривой дифференциальной яркости Солнца $\Delta I/I$ (13), однако с малой достоверностью ($2A'/\sigma \lesssim 3$). Дейбнером [38] из аналогичных наблюдений Урана и Нептуна в июне 1976 г. получен еще более низкий предел для возможных периодических колебаний полного потока Солнца, однако эти результаты по-

ка малосопоставимы ввиду: 1) различия в методах анализа данных, 2) переменности амплитуды солнечных 160^m -колебаний и даже наличия более или менее длительных периодов их «замирания» [6], 3) существенных флуктуаций яркости самих планет, связанных, в частности, с их вращением и атмосферой (см. Локвуд [39]).

Ясно, что такие исследования весьма желательно продолжить. Это тем более важно, что следы 160^m -колебаний были обнаружены, по-видимому, в вариациях геомагнитного поля [40], а также в спектре огибающей геомагнитных микропульсаций [41, 42], что может быть использовано для изучения влияния вариаций солнечной (особенно ультрафиолетовой, см. [42]) радиации на атмосферу и магнитосферу Земли.

Рис. 12. Изменение общего магнитного поля Солнца как звезды с периодом 160^m010 (а) и кривая лучевой скорости по нашим измерениям в 1974—1980 гг. (б)

а: точки — крымские измерения в 1975, 1977 и 1978 гг., кружки — наша обработка измерений Р. Говарда в обсерватории Маунт-Вилсон в 1976 г. (подробнее — см. текст). Вертикальные черточки — средние квадратичные ошибки ($\pm\sigma$)



Нами было получено также некоторое свидетельство о колебаниях общего магнитного поля Солнца как звезды с периодом 160^m [23, 35]. Для этой цели в схеме телескопа для наблюдений общего магнитного поля [5] регистрировался зеемановский сигнал (напряженность продольного магнитного поля $H_{||}$ с использованием света сразу от всей видимой полусферы Солнца) в магниточувствительной линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$. Запись сигнала и его обработка проводились совершенно аналогично скорости $v_s - v_L$. Разности «сигнал минус парабола» с рассеянием 5-минутных точек $\lesssim 0,2 \text{ Гс}$ (в среднем $\pm 0,05 \text{ Гс}$) сверстывались с периодом 160^m . Исследовались, таким образом, только флуктуации $\Delta H_{||}(t)$ по отношению к медленному дрейфу сигнала, обусловленному: 1) реальным изменением $H_{||}$ в течение дня, 2) инструментальными причинами. Результат таких наблюдений, выполненных в 1975, 1977 и 1978 гг. (всего 24 дня, 135^h), показан на рис. 12, а вместе с аналогичным результатом нашей обработки измерений общего магнитного поля, выполненных в обсерватории Маунт-Вилсон в интервале 31.07—10.08 1976 г. (всего 10 дней, 73^h ; данные любезно предоставлены Р. Говардом). Видим, что данные обеих обсерваторий, сверстанные с периодом пульсаций $P = 160^m010$, показывают в среднем синхронное изменение общего поля Солнца с амплитудой около $(1 \div 2) \cdot 10^{-2} \text{ Гс}$; кривая лучевой скорости (рис. 12, б) хорошо совпадает по фазе с ходом магнитного поля.

Заметим, однако, что статистическая надежность результата на рис. 12, а мала, и для окончательных выводов о периодических (160^m) вариациях магнитного поля необходимы дополнительные измерения. Но если такие вариации существуют, то они могут представлять значительный интерес как для понимания физической природы пульсаций, так и для проблемы общего магнитного поля Солнца (см. [23]).

4. Другие возможные периоды колебаний

Как известно, некоторые переменные звезды имеют два или более периодов пульсаций. Для такой нормальной звезды, как Солнце, линейная теория колебаний предсказывает также существование богатого спектра

нормальных мод осцилляций, характеризующихся степенью l и порядком n , см. п. 10.

Обнаружение и отождествление всего спектра возможных мод колебаний сильно затруднено по ряду причин: 1) их вероятная амплитуда скорости мала, $\lesssim 1$ м/с, что находится на грани современных технических возможностей; 2) наблюдаемый спектр может быть сильно искажен (а) дрейфами сигнала и низкочастотными шумами (даже использование низкочастотной фильтрации, например, как у нас, с помощью полиномов 2-го порядка может внести искажения в спектр); (б) появлением фиктивных частот, обусловленных скважностью наблюдательных «окон» (перерывами наблюдений); (в) возможными колебаниями, связанными с земной атмосферой и инструментом (см. п. 5).

В то же время проблема обнаружения других, отличных от $P \approx 160^m$, периодов является фундаментальной для объяснения глобальных колебаний и соответственно для уточнения внутреннего строения Солнца, см. п. 10.

Наши наблюдения в 1974—1976 гг., кроме $P \approx 160^m$, показали наличие еще четырех наиболее значимых периодов (см. табл. 3) в области 120—180^m. Три из них, $P_2 \approx 148^m$, $P_3 \approx 160^m$ и $P_4 \approx 171^m$, оказались очень близкими к предсказанным в [18] для содержания тяжелых элементов $Z = 0,04$ и $l = 2$ периодам: 147^m (g_{10}), 159^m (g_{11}) и 171^m (g_{12}). Возник соблазн объяснить наблюдаемые периоды g -модами квадрупольного типа. (Заметим, однако, что даже по нескольким периодам трудно специфицировать модель Солнца, поскольку одни и те же периоды в принципе могут относиться к различным p - и g -модам, описываемым разными сферическими функциями (разной степени l); как показано Воронцовым и Жарковым [43], если вычислять распределение амплитуд внутри звезды, то неопределенность усиливается: различные моды одинакового числа l могут иметь сравнимые амплитуды на поверхности. Поэтому, кроме самих значений периодов, важным является выяснение распределения амплитуд (и фаз) по поверхности и, что еще более интересно, получение их зависимости от фазы солнечного вращения (см. [27, 30] и п. 6, 7).

Добавление измерений 1977 г. уточнило значения трех периодов, P_1 , P_2 , P_3 (заметим, что лишь для колебания P_3 отношение $2A'/\sigma$ возросло; у двух других уменьшилось); для двух остальных периодов, $P_4 \approx 171^m$

Таблица 5

№ п/п	1974—1976 гг.	1974—1977 гг.	1974—1979 гг.	1974—1980 гг.
1	$P = 134,501^m$ $A = 0,72$ м/с $2A'/\sigma = 6,0$	$P = 134,504^m$ $A = 0,66$ $2A'/\sigma = 5,8$	$P = 134,506^m$ $A = 0,27$ $2A'/\sigma = 3,9$	$P = 134,534^m$ $A = 0,29$ $2A'/\sigma = 4,2$
2	$P = 148,359^m$ $A = 0,68$ м/с $2A'/\sigma = 5,5$	$P = 148,361^m$ $A = 0,68$ $2A'/\sigma = 6,0$	$P = 148,365^m$ $A = 0,37$ $2A'/\sigma = 5,1$	$P = 148,407^m$ $A = 0,32$ $2A'/\sigma = 4,7$
3	$P = 160,006^m$ $A = 0,74$ м/с $2A'/\sigma = 7,6$	$P = 160,006^m$ $A = 0,75$ $2A'/\sigma = 7,7$	$P = 160,010^m$ $A = 0,57$ $2A'/\sigma = 8,2$	$P = 160,010^m$ $A = 0,54$ $2A'/\sigma = 8,2$
4	$P = 171,101^m$ $A = 0,59$ м/с $2A'/\sigma = 5,1$	$P = 171,101^m$ $A = 0,56$ $2A'/\sigma = 5,1$	$P = 171,079^m$ $A = 0,30$ $2A'/\sigma = 4,6$	$P = 171,137^m$ $A = 0,32$ $2A'/\sigma = 4,7$
5	$P = 175,065^m$ $A = 0,58$ м/с $2A'/\sigma = 5,7$	$P = 175,069^m$ $A = 0,33$ $2A'/\sigma = 3,9$	$P = 175,076^m$ $A = 0,25$ $2A'/\sigma = 3,9$	$P = 175,061^m$ $A = 0,25$ $2A'/\sigma = 4,1$

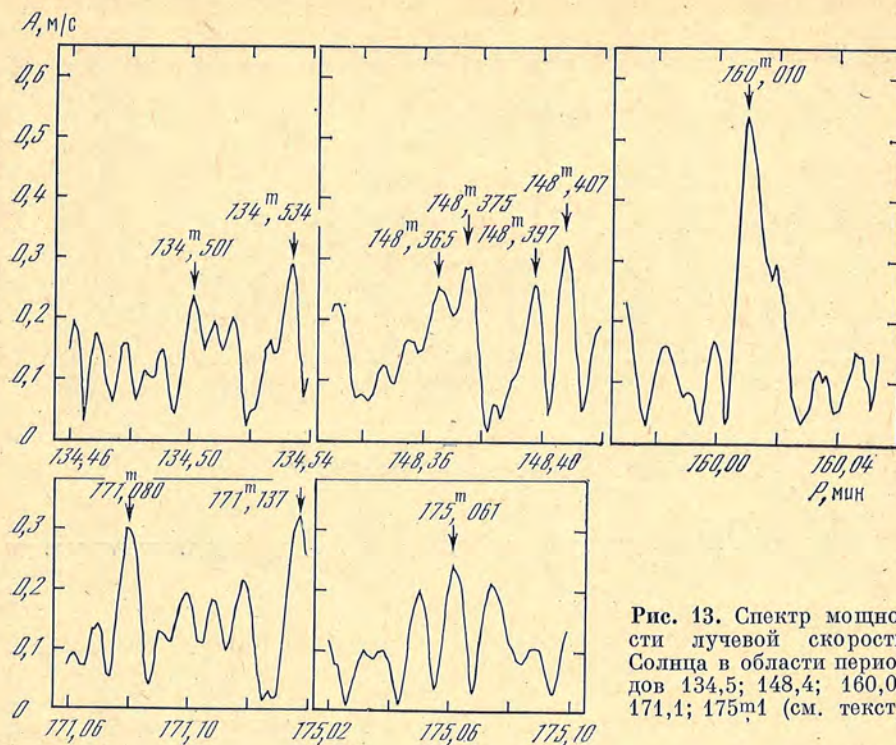


Рис. 13. Спектр мощности лучевой скорости Солнца в области периодов 134,5; 148,4; 160,0; 171,1; 175 м (см. текст)

и $P_5 \approx 175^m$, величина $2A'/\sigma$ стала меньше 6, т. е. они вообще оказались малозначимыми. Табл. 5 для всех пяти указанных периодов дает представление об изменении их значений, амплитуды и критерия значимости $2A'/\sigma$ с увеличением наблюдательного ряда (и при анализе наиболее полного ряда данных). Видно, что лишь значение $P \approx 160^m$ остается практически постоянным (в пределах точности определения периода) с прогрессивным ростом $2A'/\sigma$.

На рис. 13 показан результат поиска периодичностей в районе указанных выше пяти значений с использованием всех наблюдений 1974—1980 гг.; каждая периодограмма построена по 80—90 значениям периода с $\Delta P = 0^m001$. Видно, что в отличие от доминирующего $P = 160^m01$ остальные четыре периода выражены слабо и, вероятно, неотличимы от шумов (их амплитуда $\lesssim 0,32$ м/с, $2A'/\sigma \lesssim 4,7$).

Таким образом, из пяти периодов, наиболее значимых в первых наблюдениях 1974—1976 гг. [2], после прибавления данных последующих 4 лет «выжило» только одно колебание с $P \approx 160^m$, остальные практически исчезли. На основе рис. 13 можно сделать следующие выводы.

1. Период $\sim 160^m$ удивительно стабилен и обладает долговременной, на протяжении 7 лет, фазовой когерентностью; точное значение периода $P = 160^m010$, определяемое согласно рис. 13 с точностью $\pm 0^m002$. Его значимость в полном массиве 1974—1980 гг. по сравнению с данными 1974—1976 гг. заметно возросла: $2A'/\sigma = 8,2$ и $F = 55$ (вместо 6,9 и 23 соответственно, см. табл. 3).

2. Примененная процедура обработки данных и поиска периодичностей (п. 2, 3) позволила уверенно выделить лишь одно стабильное в течение 7 лет колебание $\sim 160^m$.

3. Полученные результаты допускают существование у Солнца колебаний (фазово-когерентных на протяжении $\lesssim 7$ лет) и с другими периодами, однако их обнаружение требует дополнительного анализа данных, в частности вычисления спектров мощности с высоким частотным разрешением и применения метода амплитудно-фазовых диаграмм.

4. Не исключено также, что некоторые моды усиливаются в течение какого-то времени, затем пропадают или уменьшают свою амплитуду

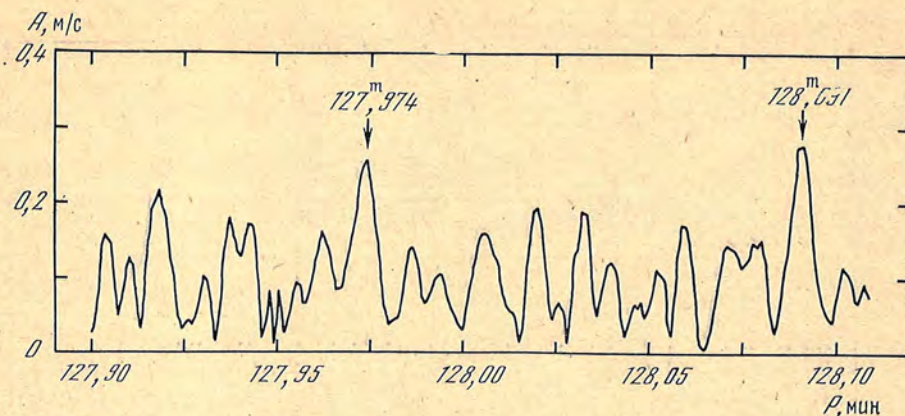


Рис. 14. То же, что на рис. 13, для периодов около 128^m

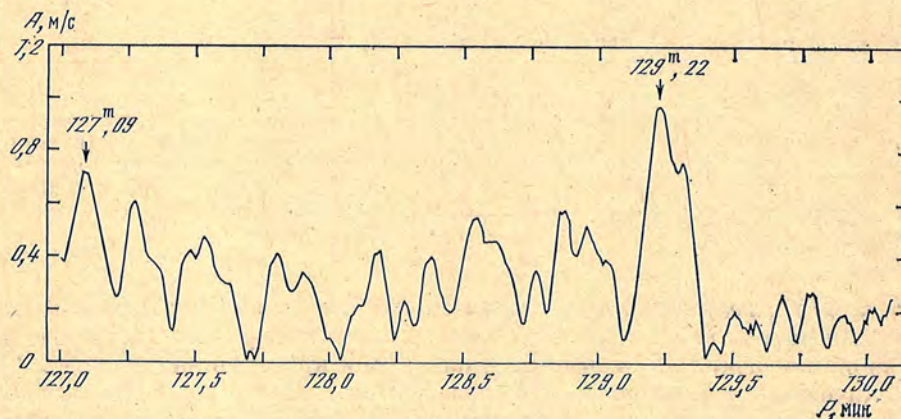


Рис. 15. Спектр мощности сигнала дифференциальной скорости в районе периодов $127-130^m$ по данным наблюдений 1979 г.

(возможно, изменяя фазу), как это, вероятно, у нас имело место с колебаниями $P_1 - P_5$. Выявление таких периодов поэтому сильно затруднено и делает весьма целесообразным проведение одновременных наблюдений двумя или более инструментами.

Как и при анализе блеска переменных звезд, сложную проблему представляет отделение реальных периодов от ложных, вызванных скважностью наблюдений. В случае наших данных задача усложняется тем, что в отличие от переменных звезд, где, как правило, амплитуда изменения блеска значительно больше ошибки отдельного измерения (шума), у нас, наоборот, средняя амплитуда возможных колебаний, по-видимому, гораздо меньше, чем σ (в частности, для $P = 160^m01$ средняя за 7 лет амплитуда скорости $A = 0,54$ м/с, тогда как среднеквадратичный разброс (шум) отдельных 5-минутных точек около 3 м/с, а амплитуда шума достигает иногда ~ 10 м/с). Представление о трудности обнаружения значимых долгопериодных ($P \gtrsim 2^h$) колебаний дают рис. 13—15.

На рис. 14 показан результат поиска периодичности в районе 128^m (этот период согласно Греку и др. [13] является одним из наиболее значимых в измерениях, полученных на Южном полюсе; мы полагаем, что точное значение его может быть $\sim 4P/5 \approx 128^m0$, $P = 160^m$). Видим, что вблизи 128^m0 нет какой-либо доминирующей периодичности (всюду в области $127,90-128^m11$ амплитуда $A \lesssim 0,28$ м/с, $2A'/\sigma \lesssim 4,9$). Однако спектр, вычисленный только для данных 1979 г. (рис. 15) с инкрементом $\Delta P = 0^m01$ для области $127-130^m$, показывает ряд периодичностей, в том числе доминирующую $P = 129^m22$ с $A = 0,97$ м/с ($2A'/\sigma = 5,8$), амплитуда и значимость которой даже выше, чем для $P = 160^m01$ в том же году.

Однако говорить уверенно о реальности этого 129^m22 -пика пока нет оснований, поскольку он может оказаться ложным, связанным с шумами и скважностью наблюдений, см. п. 5. (Возможно, иногда он реально появляется, что и было зарегистрировано как в наших наблюдениях 1979 г., так и в данных [13] на Южном полюсе.)

Вообще, при интерпретации тех или иных периодичностей в спектре мощности длинного (как у нас с 1974 по 1980 гг.) ряда наблюдений со множеством длительных «пробелов» мы сталкиваемся с тем обстоятельством, что некоторые пики мощности (линии), будучи даже значимыми согласно выбранному критерию, на деле могут являться ложными, например «дугами» истинных (или других ложных) периодов, вызванных скважностью. Например, периоды $P_1 \approx 134^m50$ и $P_2 \approx 148^m36$ связаны между собой соотношением

$$P_1^{-1} - P_2^{-1} \approx (1440^m)^{-1}, \quad (14)$$

и, таким образом, один из них, P_1 или P_2 , является заведомо ложным, вызванным суточной скважностью наблюдений (этот вопрос детально рассматривался Рачковским [20] и обсуждается в п. 5). Ввиду этого, например, без дополнительных данных невозможно с уверенностью говорить о реальности каких-либо линий (периодов) на спектрах рис. 13–15 (кроме $P \approx 160^m$, см. п. 5).

5. Свидетельства солнечной природы периода 160 минут

Первые сообщения [1, 2, 17, 35] о глобальных колебаниях Солнца с периодом 160^m были встречены многими астрофизиками (см., например, [7, 8, 44]) с недоверием в основном по трем причинам: 1) период значительно больше периодов акустических мод стандартной модели Солнца, а также возможных периодов радиальных пульсаций; 2) неясно, почему выделено только одно колебание $\sim 160^m$, тогда как (линейная) теория предсказывает весьма богатый спектр частот (нерадиальных) колебаний; 3) главный аргумент против: период оказался очень близким к $1/9$ земных суток. Поэтому в течение последних 5 лет было выдвинуто несколько возражений против солнечного истолкования найденного периода (см. обзор в [6]); вместе с тем трудности теоретического объяснения, а также близость периода к $1/9$ сут побудили некоторых авторов сделать некоторые конкурирующие предположения о возможной (солнечной или земной) причине периода 160^m в нашем (и Станфордском) эксперименте.

5.1. Влияние супергранул. Единственное «солнечное» объяснение, отличное от интерпретации 160^m -переменности как глобального колебания, было предложено авторами [45]: периодичность $\sim 160^m$ может быть результатом флуктуаций лучевой скорости, связанных с движениями (из-за вращения Солнца) супергранул через поле зрения инструмента. И было показано, что поля скоростей супергранул действительно могут вызывать квазипериодические колебания сигнала скорости (при интегрировании по обширной центральной зоне диска) с временами ~ 2 – 3^h . Однако из нашего рассмотрения [2] следует, что авторы [45] примерно в 5 раз переоценили возможную амплитуду таких флуктуаций; основным же возражением против такого объяснения является факт многолетней (и не зависящей от вращения Солнца) фазовой когерентности колебания 160^m , которое невозможно приписать влиянию супергранул, явлению по своей природе случайному. К такому же выводу пришли Гаф и др. [46], указавшие, что движение супергранул через поле зрения может лишь внести дополнительный шум в измерения скорости, порой маскируя колебание 160^m (вызывая, в частности, модуляцию его амплитуды), но никак не могут дать регулярного на протяжении нескольких лет периода $P = 160^m010$.

Все остальные возражения против природы 160^m -переменности как глобального колебания Солнца, а также все предположения о других возможных источниках этой периодичности сводятся к объяснениям 160^m -переменности чисто «земными» причинами: инструментальными, атмосферными

ми, статистическими (т. е. присущими методу обработки данных) эффектами.

Рассмотрим все наиболее разумные «земные» истолкования 160^m -периодичности.

5.2. Инструментальные причины. Здесь предполагается, что периодичность 160^m может быть инструментальным эффектом, связанным, например, с периодической ошибкой целостата, следящей системы, с колебаниями в электронике, спектрографом и т. п.

Исследуя всевозможные эффекты, следует иметь в виду, что мы имеем дело с весьма сложным сигналом, состоящим из нескольких компонентов:

$$\delta = \delta_0 + \delta_d + \delta_n + \delta_\odot, \quad (15)$$

где δ_0 — среднее (скажем, за день) значение сигнала, δ_d — плавный его дрейф в течение всей записи, δ_n — длинно- и короткопериодические шумы несолнечного происхождения (об их источниках см. [4] и п. 1), $\delta_\odot$ — флуктуации скорости, связанные с реальными движениями фотосферы.

Смещение δ_0 в свою очередь тоже включает в себя несколько компонентов. Один из них связан с красным смещением спектральной линии у краев солнечного диска, которое описывается формулой [47]

$$v_{rs} = e [1 - (1 - \rho^2)^{1/2}]^2, \quad (16)$$

где $e = -339$ м/с, ρ — гелиоцентрическое расстояние ($0 \leq \rho \leq 1$). Найдем среднее красное смещение линии для центральной ($\rho \leq 0,66$) и краевой ($0,66 < \rho \leq 1$) зон солнечного диска:

$$(v_{rs})_C = \frac{1}{\mathfrak{Z}_C} \int_0^{2\pi} \int_0^{0,66} v_{rs} \gamma(\rho) \rho d\rho d\alpha = \frac{2\pi e I_0}{\mathfrak{Z}_C} 0,00368, \quad (17)$$

$$(v_{rs})_L = \frac{1}{\mathfrak{Z}_L} \int_0^{2\pi} \int_{0,66}^1 v_{rs} \gamma(\rho) \rho d\rho d\alpha = \frac{2\pi e I_0}{\mathfrak{Z}_L} 0,04765. \quad (18)$$

Здесь $\gamma(\rho)$ — закон потемнения диска к краю (7), а $\mathfrak{Z}_C$, $\mathfrak{Z}_L$ — суммарные яркости двух зон:

$$\mathfrak{Z}_C = \int_0^{2\pi} \int_0^{0,66} \gamma(\rho) \rho d\rho d\alpha = 2\pi I_0 \cdot 0,201, \quad (19)$$

$$\mathfrak{Z}_L = \int_0^{2\pi} \int_{0,66}^1 \gamma(\rho) \rho d\rho d\alpha = 2\pi I_0 \cdot 0,192, \quad (20)$$

I_0 — интенсивность в центре солнечного диска.

Окончательно найдем для сигнала разности $(\delta_0)_{rs}$:

$$(\delta_0)_{rs} = (v_{rs})_C - (v_{rs})_L = -2\pi e \cdot 0,0440 = 93,8 \text{ м/с}. \quad (21)$$

Для размеров круговых поляризаторов, используемых в Станфорде:

$$\mathfrak{Z}_C = 2\pi I_0 \cdot 0,120, \quad \mathfrak{Z}_L = 2\pi I_0 \cdot 0,139, \quad (22)$$

$$(v_{rs})_C = \frac{2\pi e I_0}{\mathfrak{Z}_C} 0,00068, \quad (v_{rs})_L = \frac{2\pi e I_0}{\mathfrak{Z}_L} 0,01094, \quad (23)$$

$$(\delta_0)_{rs} = -2\pi e \cdot 0,0731 = 24,8 \text{ м/с}, \quad (24)$$

что очень близко к результату Диттмера [7].

Кроме $(\delta_0)_{rs}$, в общий сигнал δ_0 входит также компонент, связанный с тем обстоятельством, что мы смотрим на Е- и W-края диска под несколько разными углами (различие $0^\circ,53$), что приводит к неполной взаимной компенсации скоростей вращения, особенно для краевой зоны. Однако этот эффект пренебрежимо мал: изменение дифференциальной скорости $\ll 0,1$ м/с.

Дополнительное смещение нулевой линии $v_C - v_L$ возникает по инструментальным причинам (в частности, при неточной установке световых

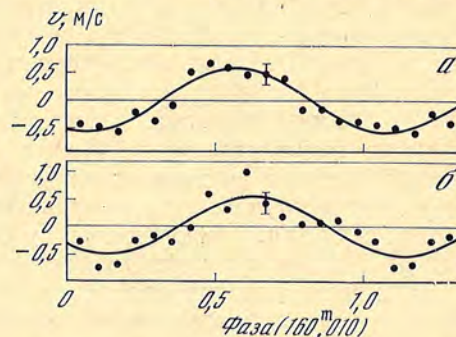
пучков и оптических элементов, см. [4]), так что суммарный сдвиг δ_0 , меняющийся ото дня ко дню, составляет, как правило, $\sim 50\text{--}200$ м/с.

Постоянная (за день) составляющая δ_0 исключается путем вычитания из записи общего среднего. После этого остаются медленные тренды (δ_d), которые в рассматриваемом контексте и представляют наибольшую помеху для обнаружения и интерпретации долгопериодных солнечных колебаний с амплитудой $\lesssim 1$ м/с.

Тренды сигнала (δ_d) имеют двоякую природу — инструментальную и атмосферную, и они у нас исключаются фильтрацией с помощью парабол; возникающие при этом статистические и другие эффекты анализируются

Рис. 16. Результирующие кривые скорости с периодом $160^m 010$, полученные для утренних (до 10^h UT) (а) и вечерних (после 10^h UT) (б) наблюдений скорости в 1974—1980 гг.

Синусоиды проведены через точки методом наименьших квадратов



в п. 5.3 и 5.5. Что же касается инструментальных эффектов, то они подробно рассмотрены в [2, 4], где показано, что они не могут играть существенной роли в систематическом появлении флуктуаций сигнала с периодом 160^m , тем более фазово-когерентных в течение нескольких лет. В качестве одного из таких доказательств мы приводим рис. 16, где показаны две средние кривые скорости по всем измерениям 1974—1980 гг. с периодом $160^m 010$ отдельно для «утренних» и «вечерних» наблюдений. Если бы периодичность была инструментального происхождения, то перестановка целостата вблизи местного полудня (около 10^h UT), имевшая место для $\sim 50\%$ записей, привела бы к заметному расхождению результатов до и после полудня. На самом деле мы видим, что никакой разницы между двумя рядами данных фактически (в пределах ошибок) нет: «утренние» записи (1053^h) дают $A = 0,56$ м/с, $2A'/\sigma = 6,0$, фаза максимума UT $01^h 33^m$; «вечерние» записи (793^h) дают $A = 0,53$ м/с, $2A'/\sigma = 5,7$, фаза максимума UT $01^h 42^m$. Вообще надо подчеркнуть, что, какое бы разбиение материала на две части мы ни предпринимали (см., например, [2, 27, 36, 48]), всюду появляется волна $160^m 010$ со стабильной фазой; это сильный аргумент против инструментальных причин и против «артефактов», связанных с обработкой данных и скважностью наблюдений (см. п. 5.6).

Контрольные записи сигнала рассогласования фотогрида, записи, характеризующие работу электроники, наблюдение за поведением нулевого порядка дифракционной решетки [2] также не оставляют сомнения в том, что периодичность 160^m не появляется в самом инструменте.

Можно было бы думать, что флуктуации $\sim 160^m$ — остаточное проявление инструментальной поляризации (ИП): ее ход, хотя и плавный в течение дня, не обязательно параболический; мы же устраняем дрейфы с помощью парабол, что оставляет часть дрейфов, связанных с ИП; и поскольку она более или менее систематически повторяется изо дня в день, может возникнуть волна, кратная суткам, в частности, $(1/9)^d$. Однако данные рис. 16 говорят явно против такого объяснения, поскольку изменение положения целостата вблизи полудня (у многих записей) полностью изменяет ход ИП, вследствие чего должно быть сильное различие между наблюдениями до и после полудня: наконец, ИП никак не объяснить систематический сдвиг фазы волны на $\sim 33^m$ в год (рис. 7).

Два последних, решающих аргумента против инструментальной природы периода $160^m 010$: 1) систематические колебания с таким периодом отсутствуют на записях в теллурической линии (см. [2, 4] и п. 5.4); 2) период

независимо наблюдается также на других инструментах, с применением других методов (см. [6, 10, 13, 15—17, 32] и п. 3).

5.3. Влияние дифференциальной атмосферной экстинкции. Рассмотрим наиболее существенный «атмосферный эффект», который может вызвать ложную периодичность 160^m — эффект неодинаковой атмосферной экстинкции на E- и W-краях солнечного диска, где лучевая скорость (вращения) наибольшая [9]. Важность этого эффекта отмечалась также в [8, 44, 49].

Представление о наличии заметного изменения прозрачности земной атмосферы вдоль диска Солнца следует из измерений хода прозрачности с зенитным расстоянием z . Так, например, из данных, приведенных в [50], суточные изменения интенсивности излучения Солнца с местным временем несколько меняются от сезона к сезону и хорошо представляются параболой с вершиной вблизи местного полудня. Скорость изменения $I(z)$ также несколько различна в течение дня: при восходе и заходе $I(z)$ растет и падает почти линейно, возле полудня изменения медленные. Наибольшие изменения интенсивности (в Ленинграде) — в 2,5 раза в течение 2 ч; при этом зенитное расстояние изменяется на $\sim 20^\circ$, откуда получаем, что относительное изменение интенсивности $\Delta I(z)/I(z) \approx 1,5$ раза, а на угловом расстоянии, равном диаметру Солнца ($0^\circ, 5'$), изменение составляет около 8%. В Крыму z изменяется с местным временем быстрее, причем эти изменения практически не связаны с загрязнением атмосферы. На рис. 17 в виде примера представлен фактически измеренный в августе 1974 г. ход интенсивности потока Солнца с местным временем по измерениям на магнитометре БСТ в ядре линии $\lambda 5124$. Мы видим, что при наиболее быстром изменении интенсивности (ее падении) вечером относительное изменение $\Delta I(z)/I(z)$ не превосходит 2% (утром и у полудня изменения не более 0,3%).

Помимо изменений с z , могут возникать также изменения прозрачности, связанные с изменением азимута на одинаковых высотах. Согласно [51] даже при изменении азимута на $\sim 90^\circ$ могут возникать изменения прозрачности на $\Delta m = 0^m 1$. Это связано в основном с переходом от наблюдений над равнинной к наблюдениям над нагорной местностью (эффект, который в принципе может играть некоторую роль и при наблюдениях на южном полюсе [13]). Эффект может меняться также ото дня ко дню.

Заметим, что случайные изменения могут также влиять на измерения, но они редки и кратковременны (см. пример в [52]). Систематические колебания экстинкции вследствие колебаний земной атмосферы в целом, в частности приливных, изучены Кларком [53], который не нашел колебаний прозрачности с периодами более 1000^s (частоты приливных волн $\omega = 2\pi m/24^h$; они существенны только при $m = 1, 2$ и 3, см. [54]).

Таким образом, существенное значение должно иметь только систематическое изменение прозрачности в течение суток. Для Крымской обсерватории ход монохроматической экстинкции с z хорошо изучен (особенно в ночное время). Мы имеем, как обычно, для ослабления света в атмосфере

$$I_\lambda/I_0 = p_\lambda^{\sec z}, \quad (25)$$

где $p_\lambda = e^{-\tau_\lambda}$ — ослабление в зените (τ_λ — оптическая толща). Очевидно, что для отношения интенсивностей света от верхнего (I_v) и нижнего (I_n) краев Солнца будем иметь

$$\frac{I_v}{I_n} = (\cos^{-1} z_v - \cos^{-1} z_n) \lg p_\lambda \equiv \alpha_\lambda \Delta x_0, \quad \alpha \equiv \lg p_\lambda, \quad (26)$$

где z_v и z_n — соответствующие зенитные расстояния. Коэффициенты экстинкции α_λ для разных воздушных масс Δx_0 слабо меняются от ночи к ночи и отличаются незначительно от единицы, так что мы использовали средние их значения ¹.

¹ Эти данные авторам любезно сообщил В. Б. Никонов.

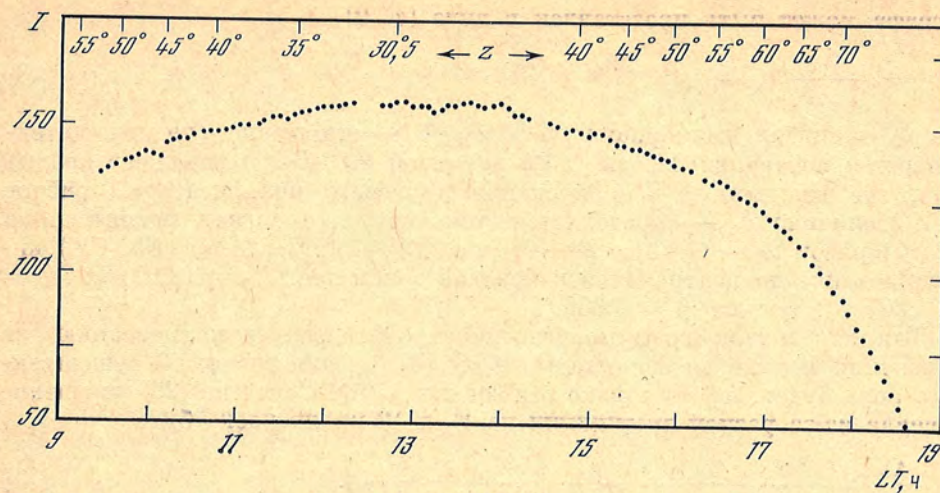


Рис. 17. Изменение в течение дня (26.08 1974 г.) интенсивности светового потока от Солнца по измерениям на магнитографе в ядре линии $\lambda 5124 \text{ \AA}$

Вверху значения зенитного расстояния z Солнца для широты Крымской обсерватории. По оси абсцисс — местное время, по оси ординат — интенсивность в произвольных единицах

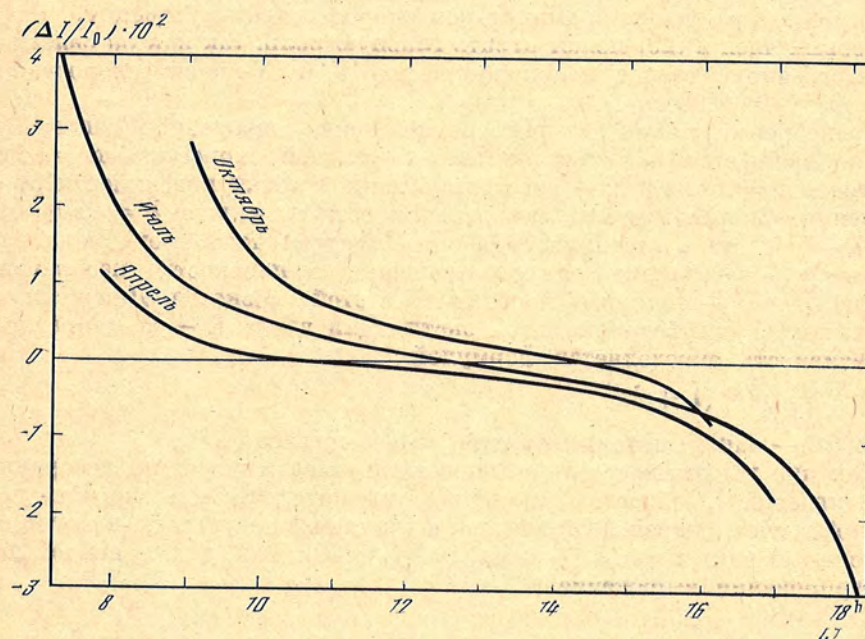


Рис. 18. Типичные зависимости дифференциального ослабления Е- и W-краев солнечного диска от местного времени для разных сезонов в Крымской астрофизической обсерватории

Нас интересует отношение I_E/I_W для восточного и западного краев Солнца. Обозначая через p_z позиционный угол между осью вращения Солнца и кругом высоты, имеем $\Delta x = \Delta x_0 \sin p_z$. Поэтому, вводя интенсивность в центре Солнца I_0 , будем иметь

$$\frac{I_E - I_W}{I_0} \equiv \frac{\Delta I}{I_0} \approx 10^{\alpha \lambda \Delta x} - 1. \quad (27)$$

На рис. 18 представлены типичные зависимости $\Delta I/I_0$ — дифференциального ослабления краев Солнца — от местного времени для разных сезонов, вычисленные с помощью выражения (27). Далее, сигнал магни-

тографа может быть представлен в виде [4, 9]

$$\delta = \frac{\delta_c}{2 + \beta} (v_C - v_L), \quad (28)$$

где δ_c — сигнал калибровки, $\beta = p\mathfrak{Z}_C/\mathfrak{Z}_L$ — отношение средних интенсивностей центральной зоны ($p\mathfrak{Z}_C$) размером $0,66 D_\odot$ и внешнего кольца ($\mathfrak{Z}_L$), где величина p — пропускание кругового поляризатора, равное 0,32 (величина δ_c — определяется условием, что сигнал магнитографа (в м/с) равен $v_C - v_L$ при $\beta \rightarrow 0$, т. е. $\delta_c = 2$). Согласно (19), (20) интегрирование по центральной и краевой зонам дает $\mathfrak{Z}_C = 1,265 I_0$, $\mathfrak{Z}_L = 1,207 I_0$, так что $\beta = 0,335$.

Так как магнитограф производит автоматическую компенсацию за изменения полной интенсивности $1/2 p\mathfrak{Z}_C + \mathfrak{Z}_L$, для сигнала δ существенную роль будет играть только отношение $\mathfrak{Z}_C/\mathfrak{Z}_L$. Согласно (28) изменение сигнала из-за разной экстинкции на Е- и W-краях диска будет

$$\frac{\Delta\delta}{\delta} \approx \frac{\Delta(v_C - v_L)}{v_C - v_L} + \frac{\beta}{2 + \beta} \left[\frac{\Delta I_L}{I_L} - \frac{\Delta I_C}{I_C} \right]. \quad (29)$$

Из данных, приведенных на рис. 18, следует, что $\Delta I/I_0$ обычно (при $z \lesssim 65^\circ$) не превосходит 0,02, так что второй член в (29) будет $\lesssim 10^{-4}$; поскольку наибольший сигнал рассогласования δ не превосходит 200 м/с, соответствующий фиктивный сигнал будет не более 0,06 м/с, что пренебрежимо по сравнению с амплитудой скорости 160^m-пульсаций.

Первый член в (29) может играть главную роль, так как он связан непосредственно с разностью скоростей на Е- и W-краях (скорость на экваторе $v_0 = 2,03$ км/с).

Пренебрегая эффектом дифференциального вращения (считая, что Солнце вращается как твердое тело с угловой скоростью $\omega = \text{const}$), мы имеем $v = r\omega$, где r — расстояние данной точки поверхности от оси вращения. Скорость вдоль луча зрения есть $v_{\parallel} = v \sin \lambda = vx/r = v_0 x$, где λ — долгота, отсчитываемая от центрального меридиана, $x = r \cos \varphi$ — расстояние от оси вращения в плоскости изображения Солнца, ρ и φ — полярные координаты в этой плоскости. Допустим также, что из-за дифференциальной экстинкции вдоль Е — W-направления интенсивность определяется формулой

$$I(x) = \gamma(\rho)(1 + kx), \quad (30)$$

где $\gamma(\rho)$ — закон потемнения для $\lambda 5124$ согласно (7).

Так как мы имеем дело со скоростями, взвешенными по центральной (С) и краевой (L) областям, то мы должны интегрировать скорость $v_{\parallel}$ по этим областям, считая $I(x)$ весовой функцией. Результаты интегрирования следует разделить на $\mathfrak{Z}_C$ и $\mathfrak{Z}_L$, см. (19), (20). Так, для v_C найдем после интегрирования выражение

$$v_C = -\frac{v_0}{\mathfrak{Z}_C} \int_0^{0,66} \int_0^{2\pi} \gamma(\rho)(1 + k\rho \cos \varphi) \rho^2 \cos \varphi d\rho d\varphi = -0,043k \frac{\pi v_0 I_0}{\mathfrak{Z}_C}, \quad (31)$$

и аналогичным образом $v_L = -k \cdot 0,265 \pi v_0 I_0 / 2\mathfrak{Z}_L$. Подставляя сюда значения $\mathfrak{Z}_C = 1,265 I_0$ и $\mathfrak{Z}_L = 1,207 I_0$, найдем

$$v_C = -0,106k v_0, \quad v_L = -0,346k v_0, \quad v_C - v_L = 0,240k v_0. \quad (32)$$

С помощью (30) k можно выразить в единицах $\Delta I/I_0$. Мы имеем при $x = 1$ $I_W \sim (1 + k)$ и при $x = -1$ $I_E \sim (1 - k)$, поэтому $k \approx \Delta I / 2I_0$. Принимая $v_0 = 2030$ м/с, получим ошибку скорости (в м/с)

$$\Delta\delta = \Delta(v_C - v_L) \approx 243 \Delta I / I_0 \text{ (м/с)}. \quad (33)$$

Типичные наибольшие значения $\Delta I/I_0$, как видно из рис. 18, составляют $\sim 0,02$ (утром и вечером), что дает вполне заметную величину ~ 5 м/с,

сравнимую с величиной ежедневного дрейфа. Зависимость этого атмосферного дрейфа от времени определяется целиком величинами $\Delta I/I_0$ эмпирических графиков на рис. 18, которые представляют монотонно убывающие функции времени.

Для выяснения влияния этого дрейфа мы заменили во всем нашем ряду наблюдений фактически наблюдаемый дрейф δ (изм.) на дрейф $\delta(AЭ)$ (здесь АЭ означает атмосферную экстинкцию) согласно (33), который обусловлен целиком градиентом яркости по диску Солнца, и затем с полученным таким образом новым рядом выполнили всю ту же свертку данных методом наложения эпох, которая была выполнена с оригинальными данными; т. е. сначала исключался параболический дрейф $P(t)$ (отдельно для допослеполуденного и послеполуденного времени наблюдений); затем находились разности («наблюдения» минус параболический дрейф $\delta(AЭ) - P(t)$ и производилось наложение эпох с периодом 160^m для каждого года из пяти (с 1974 по 1978 г.). В результате мы, как и следовало ожидать, получили ежегодную ложную периодичность $\Delta\delta(AЭ)$, для которой средние амплитуды $A(AЭ)$ и фазы максимума $T(AЭ)$ приведены в табл. 6. Здесь $A(\Delta I/I_0)$ — амплитуда эффекта экстинкции в относительных единицах. Там же даются наблюдаемые амплитуды и фазы (для фактических дрейфов) A (изм.) и T (изм.) согласно [9].

Таблица 6

Год	Эффект экстинкции			Фактические наблюдения	
	$A(\Delta I/I_0)$	A , м/с	$T(AЭ)$, УТ	A , м/с	T (изм.), УТ
1974	$7,6 \cdot 10^{-4}$	0,18	$23^h 41^m$	1,60	$23^h 36^m$
1975	$6,0 \cdot 10^{-4}$	0,15	23 42	1,15	23 49
1976	$3,2 \cdot 10^{-4}$	0,08	23 50	0,59	00 04
1977	$2,8 \cdot 10^{-4}$	0,07	23 37	0,96	00 32
1978	$4,5 \cdot 10^{-4}$	0,11	23 35	0,60	01 22

Фазы $T(AЭ)$, вычисленные для массивов 1974—1978 гг., показаны крестиками на рис. 7.

Сравнение амплитуд ложных сигналов и наблюдаемых показывает, что первые примерно на порядок величины меньше вторых. Самое главное — это то, что фактические фазы максимумов T (изм.) (УТ) показывают прогрессивный дрейф (см. рис. 7) от года к году, тогда как значения $T(AЭ)$ не показывают такого дрейфа, группируясь возле значения $\sim -20^m$, так что в 1977—1978 гг. оба значения $T(AЭ)$ и T (изм.) находятся почти в антифазе. Таким образом, мы приходим к выводу, что 160^m -периодичность не может быть приписана эффекту дифференциальной атмосферной экстинкции.

В то же время рассмотрение эффекта атмосферной экстинкции служит хорошим примером того, что всякий регулярный изо дня в день дрейф сигнала обязан вызвать ложные периодичности, кратные суткам, т. е. $24^h/m$, $m = 1, 2, \dots$, в частности, 160^m -периодичность ($m = 9$). Однако при наличии такого рода эффекта, амплитуды или концентрации мощности в спектре должны показывать систематический ход с m , чего, например, не наблюдается для ~ 144 , 160 и 180^m -периодичностей, будь они обусловлены такого рода систематическим дрейфом: отношения амплитуд волн 144^m ($24^h/10$), 160^m ($24^h/9$) и 180^m ($24^h/8$), образуют пропорцию $0,35 : 0,58 : 0,41$ (для данных 1978 г.), тогда как для эффекта АЭ такая же пропорция есть $0,085 : 0,11 : 0,16$, т. е. показывает, как и ожидалось, систематический ход. Это также является дополнительным свидетельством того, что 160^m -колебание имеет солнечную природу.

5.4. Измерения скорости по теллурической линии. Как отмечалось выше (п. 1), измерения скорости проводятся на двойном магнитографе,

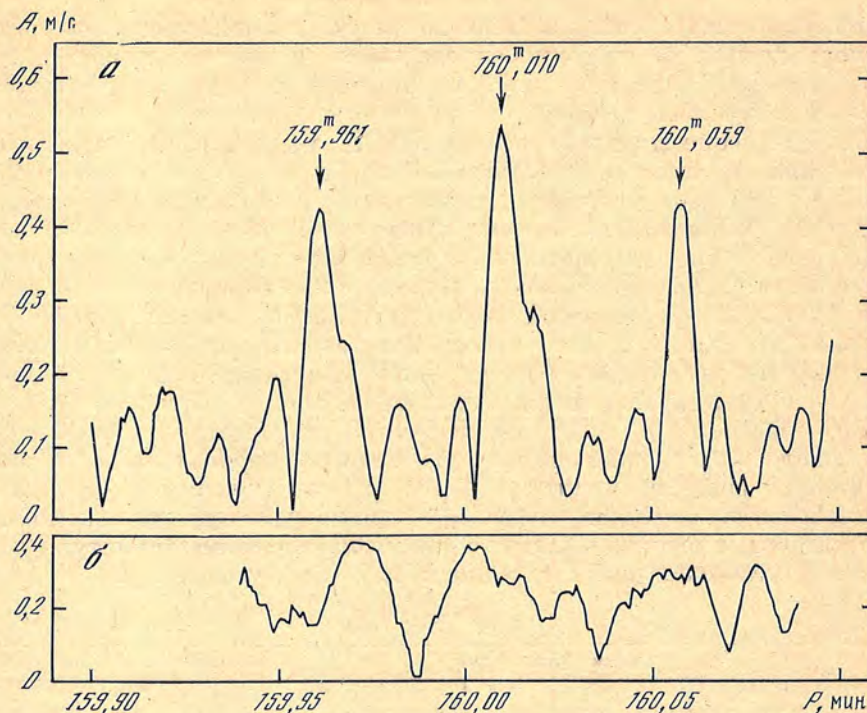


Рис. 19. Сравнение спектров мощности в районе 160^m -периодичности
 а — по измерениям в солнечной линии (1974—1980 гг.), б — по измерениям в теллурических линиях (1975—1979 гг.)

позволяющем регистрировать сигнал скорости одновременно в солнечной и теллурической линиях, что очень важно для выявления всех возможных ошибок (кроме тех, которые связаны с неточностью гидрирования [4]). Поэтому начиная с 1974 г. на одном из каналов всегда велась запись скорости по теллурической линии, за исключением тех дней, когда или проводились одновременные измерения на обоих фотометрах по одной и той же солнечной линии, или проводились измерения дифференциальной яркости $\Delta I/I$ (п. 3). Измерения в 1974—1975 гг. и частично в 1976 г. проводились по линии водяных паров $\lambda 5901,5 \text{ \AA}$. Изучение этих записей показало, что в отличие от солнечной линии скорость в $\lambda 5901,5$ не показала сколько-нибудь заметной периодичности около 160^m . Вместе с тем было отмечено, что контур этой линии испытывает существенные изменения в течение дня, вызванные вариациями содержания водяных паров в атмосфере. Поэтому начиная с 1976 г. все измерения были сделаны по линии $\lambda 6879 \text{ \AA}$, сильной и стабильной линии O_2 .

За период 1975—1980 гг. наблюдения в этих двух теллурических линиях сделаны в течение 110 дней, всего 619^h . Один из результатов — усредненный спектр 39 записей с длительностью $\geq 6^h$ — показан на рис. 5, и его отличие от спектра солнечной линии служит одним из важных свидетельств солнечных колебаний с периодами около 160^m .

Как и для солнечной линии, для теллурических линий был проведен сверхтонкий поиск периодичностей с $\Delta P = 0^m,001$ в районе 160^m ; результат показан на рис. 19, б; видно, что записи в атмосферной линии не дают какого-либо доминирующего пика мощности с $A \geq 0,4 \text{ м/с}$, в отличие от солнечной линии (рис. 19, а), где явно выделяется период $160^m,010$ с двумя сателлитами, обусловленными годичной регулярностью наблюдений (96% всех измерений сделано в интервале 11.03—24.10):

$$\frac{1}{159^m,961} - \frac{1}{160^m,010} \approx \frac{1}{160^m,010} - \frac{1}{160^m,059} \approx \frac{1}{365^d}. \quad (34)$$

(Заметим, однако, что некоторые флуктуации сигнала в атмосферной линии могут быть обусловлены дифференциальными (центр/край) флуктуациями яркости Солнца (см. п. 3), что может вызвать появление заметной мощности около 160^m даже по этой линии: этот вопрос требует специального рассмотрения, см. также п. 11).

5.5. Влияние дрейфов сигнала и их исключение. Необходимость удаления медленных дрейфов с помощью парабол или иным способом (т. е. предварительная низкочастотная фильтрация данных) следует из простого рассмотрения. Амплитуда (полное изменение $v_c - v_L$ за время записи) дрейфа меняется ото дня ко дню; иногда она может составлять всего ~ 20 м/с за 5^h , иногда ~ 50 м/с за 3^h (наибольшие дрейфы, тренды, наблюдаются весной и осенью, когда велики изменения внешней температуры и не очень благоприятны условия освещения целостата). Допустим, что при свертке всех наблюдений данного года (у нас в среднем $\sim 264^h$) с периодом, скажем, 160^m все записи скомпенсировали свои тренды (т. е. не дали никакой волны на результирующей кривой) и лишь одна запись, длительностью $\sim 3^h$ и с полной амплитудой тренда ~ 50 м/с, не погасилась. Тогда очевидно, что в итоге мы будем иметь 160^m -волну с амплитудой $\sim (50/264) \cdot 2,67 \approx 0,50$ м/с. Таким образом, даже одна запись с таким (~ 50 м/с) трендом способна дать фиктивную волну амплитуды, сравнимой с исследуемыми колебаниями. Это естественно объясняет тривиальный результат — ложную волну с периодом 160^m , полученную Диттмером ([7], рис. 46 и 47) без удаления трендов.

Ясно, что необходимым условием успешного поиска периодичностей с амплитудами $\lesssim 1$ м/с является предварительное удаление трендов; в этом случае ожидаемые эффекты от некомпенсированных трендов будут в 5–10 раз меньше, т. е. $\lesssim (0,05 \div 0,10)$ м/с. Однако даже в этом случае возможно, что определенное количество записей после удаления трендов дадут некомпенсированные (друг другом) максимумы на свертке всего материала с выбранным периодом (например, 160^m); в подобном случае необходимо оценить вероятность такого события, его амплитуду и статистическую значимость. Особенно эти обстоятельства следует учитывать и специально рассматривать, когда речь идет о периоде, очень близком к 9-й гармонике суток, поскольку наблюдения имеют явную суточную регулярность, на что правильно обращают внимание Диттмер [7] и другие оппоненты [8, 44, 49]. Поэтому, чтобы отделить фиктивные волны, даваемые остаточными трендами (шумами), от реального эффекта (волна $\sim 160^m$), как это хорошо известно наблюдателям переменных звезд (где имеется также суточная регулярность), желательно иметь независимые наблюдения в самое разное время дня, причем с разнообразными (хаотически распределенными) трендами. Заметим, что большая часть наших наблюдений именно такова, поскольку очень часто наблюдения сделаны или до, или после полудня (по погодным условиям); на многих записях имеются перерывы вблизи полудня (из-за облаков или перестановки целостата). В итоге мы имеем более или менее случайное распределение записей в течение светового дня (от $\sim 04^h30^m$ до $\sim 15^h30^m$ UT) с разнообразными трендами, что сводит к минимуму влияние остаточных (неудаленных) трендов на результат поиска солнечных колебаний. Это выгодно отличает наш ряд от станфордских наблюдений, которые более или менее систематически делаются во второй половине дня и поэтому сильнее подвержены влиянию трендов и суточной регулярности (это должно привести, например, к появлению значительно большего числа (статистически значимых) пиков на спектре мощности, чем в крымских данных).

Некоторые эффекты, связанные с исключением дрейфа, рассмотрены в диссертации Диттмера [7]. Было показано, что инструментальный сигнал с периодом $\sim 160^m$ и амплитудой около 1 м/с в принципе может замаскировать истинный солнечный сигнал с этим периодом и может даже сменить знак последнего при определенном совпадении фаз. Это еще раз говорит о трудности обнаружения истинного солнечного сигнала, тем более с периодом, почти соизмеримым с сутками, поскольку многие инстру-

ментальные эффекты более или менее повторяются изо дня в день и могут иметь, таким образом, составляющие, кратные суткам, в частности $(1/9)^d$, даже после исключения трендов.

Естественно, что оставшиеся (после удаления тренда) долгопериодные шумы и сигналы инструментального (или атмосферного) происхождения могут дать заметные пики в спектре мощности конкретного массива данных, полученных, скажем, в течение 1—4 месяцев, причем амплитуда некоторых из них может быть сравнимой или даже больше амплитуды искомым солнечным сигналам. Это мы хорошо знаем из наших наблюдений: на спектрах отдельных лет, 1974, 1975 и 1976 гг., кроме пика 160^m ,

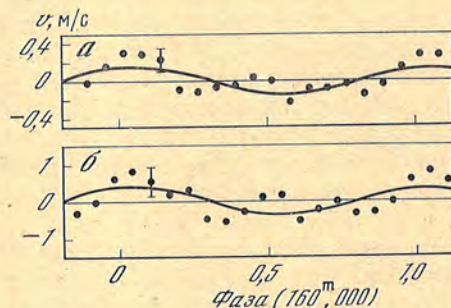


Рис. 20. Результирующие кривые дифференциальной скорости Солнца согласно наблюдениям, выполненным в 1976 г. в Станфорде (а) и в Крымской обсерватории (б)

Сверстка обоих рядов измерений проведена с одинаковым периодом, равным $160^m 000$. Синусоиды проведены через точки [методом наименьших квадратов]

присутствуют еще несколько других пиков мощности, иногда более сильных, чем 160^m . Несомненно, что некоторые из них чисто инструментальной и/или атмосферной природы, некоторые могут быть связаны, например, с движениями супергранул (см. выше) или с нестационарными колебаниями Солнца (см. п. 4); только рассмотрение фаз этих колебаний на протяжении нескольких месяцев и лет позволяет обособить именно колебание 160^m .

Нужно иметь в виду также, что среднегодовая амплитуда 160^m -колебания, по-видимому, существенно изменяется год от года, что хорошо видно из табл. 4 (имеется даже некоторая корреляция между изменениями A в Крыму и Станфорде). Этот важный факт не был учтен Диттмером [7] при сопоставлении крымских результатов 1975 г. со станфордскими наблюдениями в 1976 г.: из табл. 4 и рис. 6 видно, что амплитуда 160^m -колебания в 1976 г. была значительно меньше, чем в остальные годы. И если сравнить амплитуду волны 160^m в спектре 1976 г. для Станфорда (вычисленном в [7], рис. 43), равную $\sim 0,17$ м/с, с крымским значением $A \approx 0,36$ м/с и амплитудой $\sim 0,14$ м/с, полученную Шеррером и др. [15] из переобработки станфордских данных 1976 г., то можно прийти к выводу, что и амплитуды, и фазы волны 160^m в обеих обсерваториях находились тогда в хорошем согласии, что демонстрируется данными табл. 4 и рис. 20. (При сопоставлении A (Кр) и A (Ст) следует иметь в виду, что в среднем по всем двум массивам данных (табл. 4 и рис. 8) отношение A (Кр) / A (Ст) $\approx 2,5$, куда входит фактор 1,68, вытекающий из геометрических соображений, см. формулу (9).)

Влияние трендов (и их исключения) на поиск долгопериодных пульсаций Солнца, в частности с периодом 160^m , детально рассмотрено в [55]. Вместо оригинальных значений $v_c - v_L$ в наш временной ряд (1974 — 1979 гг.) подставлялись некоторые функции (экспонента, косинус и др.); моделировался, таким образом, разнообразный дневной дрейф нашего сигнала, отличающийся от параболического; затем он «фильтровался» с помощью парабол. Оказалось, что: 1) если тренды «привязаны» к началу записей, то в спектре не появляется никаких существенных гармоник, кратных 1^d , что говорит о случайном распределении наблюдений в течение дня; 2) если тренды «привязаны» к полудню, то появляются сильные суточные гармоники, растущие, естественно, с ростом их периода; однако, если их фильтровать с помощью двух парабол, до и после полудня (т. е. выполнялись наши условия фильтрации, сформулированные в п. 2), то

многие гармоники исчезли, в частности № 8 и 9; 3) появляющиеся пики мощности суточной скважности, как и следовало ожидать, соответствуют точно периодам $24^h/m$, т. е. для $m = 9$ период 160^m000 , а не фактически наблюдаемый $P = 160^m010$. Этот анализ убедительно доказывает, что периодичность 160^m010 , ее доминирование и отличие от $(1/9)^d$ в наших данных не могут быть обусловлены влиянием трендов и процедурой их исключения. (В [55] строго показано, что метод наложения эпох в принципе аналогичен вычислению спектра мощности фурье-преобразованием.)

Из работы Диттмера [7] также следует, что выбор фильтрующего полинома слабо влияет на результат: в наших данных 1975 г. волна 160^m появляется в любом случае — если брать параболу ($n = 2$) или кубический полином ($n = 3$). И, наконец, наиболее важным фактом является то, что в данных, полученных на Южном полюсе, периодичность 160^m обнаруживается в любом случае — с фильтрацией или без таковой (т. е. вообще без удаления трендов), причем практически с той же самой фазой и амплитудой (см. [13, 16]).

5.6. Влияние суточной скважности наблюдений. Средняя амплитуда долгопериодных ($\sim 2-3^h$) волн (шумы плюс возможные реальные колебания Солнца) на наших записях после удаления трендов составляет ~ 5 м/с. В методе наложения эпох, когда весь материал (у нас 1846^h за 7 лет) сверстывается с заданным периодом, скажем с $P = 160^m010$, ожидаемая результирующая амплитуда случайных волн должна быть не больше $\sim 5/N^{1/2} \approx 0,2$ м/с, где $N = (0,5 \cdot 1846^h)/2^h67 \approx 346$ — число наложенных периодов с шумами данного знака; при этом считаем, что шумы (волны) данной временной последовательности распределены случайно относительно нулевых фаз периода P . Эта оценка шумовых амплитуд хорошо согласуется с результатами фактического «просмотра» периодичностей в нескольких выбранных областях периодов (см. рис. 13 и 14, где амплитуда большинства пиков $\leq 0,2$ м/с и лишь некоторые имеют $A \approx 0,3$ м/с). Отсюда следует, что пик мощности для $P = 160^m010$ с амплитудой $A = 0,54$ м/с является результатом неслучайного распределения низкочастотных волн относительно фаз этого периода. Одно из многих свидетельств в пользу такого вывода можно видеть на рис. 7; здесь пять последних точек появились после публикации [15], где по предыдущим (до 1979 г.) наблюдениям в Крыму и Станфорде была получена прямая линейной регрессии, фиксирующая значение периода и фазу колебания 160^m010 (см. также [24]). Принимая $\pm 15^m$ в качестве стандартной ошибки в определении среднегодовой фазы, для вероятности случайного попадания новых пяти точек на ту же прямую получаем

$$p \leq (15^m/80^m)^5 \approx 2 \cdot 10^{-4}. \quad (35)$$

Таким образом, периодичность $P = 160^m010$ явно не случайна, и требуется решить, имеет ли она солнечную природу или является «артефактом», связанным в данном случае с суточной скважностью наблюдений.

Подозрение о «суточном артефакте», присутствующем в наших измерениях, вполне разумно, поскольку всякая функция систематического поведения изо дня в день, наблюдаемая с «окнами» суточной регулярности, в принципе должна иметь пики мощности на частотах, кратных суткам, т. е. $P = 24^h/m$, где $m = 1, 2, 3, \dots$. Влияние трендов было рассмотрено в разд. 5.5; здесь остановимся на статистической стороне вопроса, поскольку, как отмечает Диттмер [7], некоторые периодичности могут возникать в спектре в результате чисто статистических флуктуаций, причем периоды, кратные суткам, могут усиливаться в результате суточной скважности (СС).

Влияние СС демонстрируется соотношением (14) между $P_1 \approx 134^m50$ и $P_2 \approx 148^m36$, а также наличием в спектре, кроме $P \approx 160^m$, сильных линий вблизи 144^m ($1/10$ сут) и 180^m ($1/8$ сут), см. рис. 21. Этот вопрос рассматривался Рачковским [20], и было показано, что многие линии, появляющиеся в спектре (полученном наложением эпох) и удовлетворяющие выбранному критерию значимости, могут быть чистым продуктом

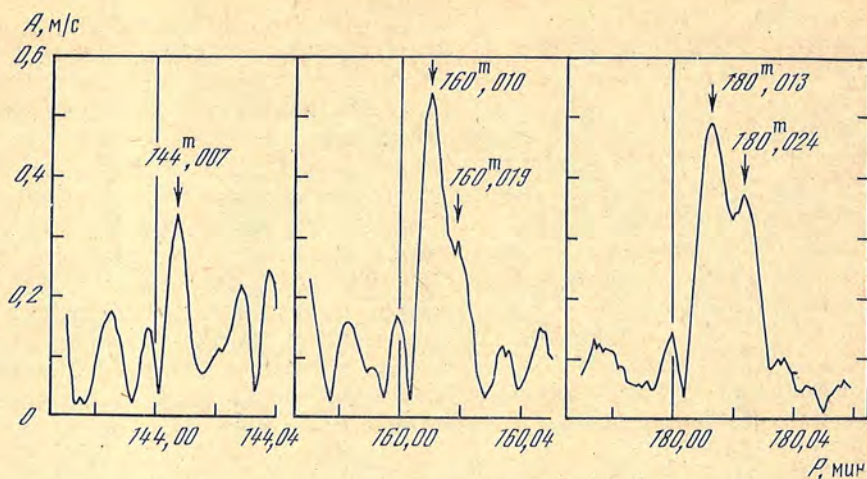


Рис. 21. Тонкая структура спектра мощности дифференциальной скорости в области периодов ~ 144 , 160 и 180^m , вычисленного по наблюдениям в линии $\lambda 5124 \text{ \AA}$ (1974—1980 гг.)

Вертикальные линии — точные значения суточных гармоник № 10, 9 и 8

СС или «духами» других, реальных или ложных, линий (см. п. 3). Регулярность наблюдений (в данном аспекте СС) может сказаться на тонкой структуре данной линии, что можно использовать для суждений о долгопериодическом изменении условий наблюдения (или изменении амплитуды данного колебания). Примером тонкой структуры нашей линии P является присутствие спутников 160^m019 и 180^m024 на рис. 21, связанных тем же соотношением:

$$(160^m019)^{-1} - (180^m024)^{-1} \approx (1440^m00)^{-1}. \quad (36)$$

Далее, из анализа линий, возникающих при моделировании регулярной СС (все реальные данные внутри наблюдательных «окон») заменялись const, а сами окна имели правильное суточное распределение [20], получено, что реальная линия $\sim 160^m$ в спектре состоит из ~ 13 пиков и имеет общую ширину $\sim 0^m62$; однако структура линии при нашей реальной СС более проста, с центральным максимумом шириной $\sim 0^m013$. Это хорошее доказательство того, что, несмотря на явно выраженную СС наблюдений, последние делаются все-таки весьма нерегулярно в течение дня, так как более или менее хаотически распределены по отношению к местному полудню (см. п. 5.5). Реально наблюдаемая линия 160^m010 в спектре всех наших измерений (1974—1980 гг.) также имеет полную полуширину $\sim 0^m013$ (см. рис. 21), и, таким образом, ее ширина может целиком определяться скважностью наблюдений (если так, то можно делать вывод об очень высокой монохроматичности наблюдаемого колебания 160^m010).

Рассмотрим более внимательно рис. 21, где показаны пики мощности вблизи 144^m (10-я гармоника суток), 160^m (9-я) и 180^m (8-я гармоника). Прежде всего надо отметить, что ни в одном из трех случаев вообще нет пиков, соответствующих точно этим суточным гармоникам, и везде значимые пики мощности ($2A'/\sigma = 5,1; 8,2$ и $7,2$ соответственно) расположены *справа* от периодов 144 , 160 и 180^m . Важно установить, насколько значимо это смещение, $\sim 0^m01$, учитывая, что весь временной ряд данных охватывает ~ 6 лет, точнее, 2183^d .

Для этого определим, с какой точностью определяется любая статистически значимая линия в спектре, или, иначе говоря, какова должна быть ее расчетная ширина.

Пусть имеется некоторый монохроматический процесс с периодом P_0 : $y(t) = y_0 \sin(2\pi t/P_0)$. Тогда при наложении эпох с каким-либо достаточ-

но близким периодом $P = P_0 + \Delta P$ результирующая кривая будет иметь вид (аналогичное выражение получено в [7])

$$\begin{aligned}\bar{y}(x) &= \frac{y_0}{N} \sum_{k=1}^N \sin \left[2\pi \left(x + k \frac{\Delta P}{P_0} \right) \right] \approx \frac{y_0}{N\Delta P} \int_0^{N\Delta P} \sin \left[2\pi \left(x + \frac{z}{P_0} \right) \right] dz = \\ &= y_0 \frac{P_0}{\pi N\Delta P} \sin \left[2\pi \left(x + \frac{N\Delta P}{2P_0} \right) \right] \sin \left(\pi \frac{N\Delta P}{P_0} \right).\end{aligned}\quad (37)$$

Здесь фаза x результирующей кривой $\bar{y}(x)$ изменяется от 0 до 1, $N = L/P_0$, где L — полная длина временного ряда, $N\Delta P/P_0 < 1$.

Из (37) видно, что фаза полученной средней кривой при сдвиге ΔP изменяется на $N\Delta P/2P_0$, а амплитуда уменьшается на фактор

$$\eta = \frac{\bar{y}_0}{y_0} = \frac{P_0}{\pi N\Delta P} \sin \frac{\pi N\Delta P}{P_0}.\quad (38)$$

Подставляя сюда численные значения $P_0 = 160^m01$, $L = 2183^d$, $N \approx 19646$, получаем для нашего случая $\eta = 0,5$ при $\Delta P \approx 0^m005$ и $\eta \approx 0$ для $\Delta P \approx 0^m008$, т. е. полуширина линии составляет $\sim 0^m010$, что хорошо соответствует фактически наблюдаемой ширине (рис. 21), а также результату Рачковского [20].

В итоге приходим к выводу, что отличие трех линий на рис. 21 от 144, 160, 180^m нельзя приписать недостаточному разрешению спектра и, несомненно, является значимым. Все три линии смещены в одну и ту же сторону; кроме того, значения периодов, соответствующие максимумам, $P'_1 = 144^m007$, $P = 160^m010$ и $P'_2 = 180^m013$, с большой точностью подчиняются соотношению

$$\frac{1}{144^m,007} - \frac{1}{160^m,010} \approx \frac{1}{160^m,010} - \frac{1}{180^m,013} \approx \frac{1}{1440^m,0}.\quad (39)$$

Отсюда следует, что два из них являются спутниками третьего; исходя из амплитуд трех линий ($A = 0,34$; $0,54$ и $0,49$ м/с соответственно), заключаем, что реальный пик 160^m010. Далее, отмечаем, что отношения амплитуд спутников к амплитуде линии $P = 160^m010$ равны $\sim 0,63$ и $\sim 0,91$, в среднем $\sim 0,77$, что близко к значению 0,80, полученному в модельных вычислениях [20] для случая реальной скважности наших наблюдений.

Итак, расщепление основной линии 160^m010 на спутники (рис. 21) — доказательство явно присутствующей в наших данных СС, на которой основано предостережение некоторых авторов [7, 8] против солнечной интерпретации периода P .

Однако выше было показано, что периодичность 160^m010 не может быть статистическим «артефактом», что она явно существует в данных с высоким уровнем достоверности ($2A'/\sigma = 8,2$) и, главное, что ее период значимо отличается от 1/9 сут (см. п. 3 и рис. 21). Здесь не лишне также привести простое утверждение, не требующее доказательств: если в наших данных присутствует значимая волна 160^m010, то в спектре (рис. 21) обязательно должны появиться два спутника, несколько менее значимые и именно на периодах $\sim 144^m007$ и $\sim 180^m013$, см. (39).

Таким образом, триплет на рис. 21 не аргумент в пользу статистических артефактов, а скорее, наоборот, в пользу нестатистической природы линии 160^m010.

Имея три линии (см. рис. 21) с весьма высоким уровнем значимости, вообще говоря, трудно решить, какая из них главная и какие ее спутники. Уверенность в том, что именно 160^m010 — реальная линия, пока основывается на двух критериях, A и $2A'/\sigma$, и результатах п. 3. Однако можно привести еще одно интересное доказательство в пользу реальности именно периода 160^m010.

Спектр осцилляций, полученный в Станфорде (1976—1979 гг.), также содержит значимые пики мощности, близкие к гармоникам $(1/8)^d$, $(1/9)^d$

Таблица 7

Крым			Станфорд		
Период, мин	A, м/с	2A'/σ	Период, мин	A, м/с	2A'/σ
$T_1 = 144,007$	0,34	5,1	144,010	0,29	7,4
$T_0 = 160,010$	0,54	8,2	160,011	0,27	7,0
$T_2 = 180,013$	0,49	7,2	180,011	0,17	4,6

и $(1/10)^d$. Точные значения их периодов, амплитуд A и критерия $2A'/\sigma$ вместе с аналогичными данными для Крыма приведены в табл. 7.

Видно, что значения всех трех периодов, в пределах точности, совпадают для обеих обсерваторий. Однако фазы (моменты УТ максимума скорости, отсчитываемые от эпохи 00^h00^m, 1.01 1974 г.), вычисленные для средних значений периодов ($T'_1 = 144^m008$, $T'_0 = 160^m010$, $T'_2 = 180^m012$), оказываются следующими: 01^h19^m, 01^h37^m и 02^h40^m для Станфорда, и 23^h56^m, 01^h37^m и 00^h48^m для Крыма (соответственно для T'_1 , T'_0 и T'_2). Таким образом, лишь колебание T'_0 наблюдается в фазе; два другие, T'_1 и T'_2 , практически в противофазе на двух обсерваториях, поскольку разности моментов для них (Крым — Станфорд) равны 83 и 82^m соответственно. Это является еще одним важным аргументом в пользу: 1) реальности колебания 160^m010; 2) ложного происхождения периодов ~ 144 и $\sim 180^m$ (рис. 24) как спутников колебания $\sim 160^m$. Естественно, что при свертке измерений обеих обсерваторий, рассматриваемых вместе как одна временная последовательность, «выживет» и усилится лишь одно колебание 160^m010 (рис. 24), гармоники же T_1 и T_2 значительно уменьшатся.

Гипотеза [7, 8] о статистическом (влияние СС) происхождении периода 160^m010 в наших наблюдениях была подвергнута также специальному анализу Кучми и др. [34] с использованием измерений дифференциальной (центр — край) инфракрасной яркости Солнца δ (ИК), о которых говорилось в п. 3, см. рис. 10 и 11; в спектре максимальная мощность концентрируется как раз вблизи 160^m. Однако при замене реальных величин δ (ИК) случайными числами или const (тем самым проверяется влияние наблюдательных «окон» на спектр) периодичность 160^m теряется в шумах. И поскольку: 1) ИК-записи делались одновременно с нашими измерениями скорости (т. е. влияние «окон» должно быть примерно одинаковым); 2) ИК-измерения обременены трендами, подобными трендам у скорости; 3) фильтрация трендов производилась так же, как и у скорости, т. е. с помощью парабол, — сделан вывод о том, что ни распределение «окон», ни квазисуточная регулярность наблюдений, ни процедура обработки не могут являться причинами появления периодичности $\sim 160^m$ ни в ИК-данных [27, 33], ни в измерениях скорости.

Можно было бы думать, что период 160^m есть результат усреднения данных за 5^m. Известно, что 5^m-колебания хорошо наблюдаются в сигнале скорости от всего видимого диска Солнца, поэтому, вообще говоря, они могут быть причиной некоторых биений сигнала $v_c - v_L$, в частности с периодами $\sim 160^m = 32 \times 5^m$. Этот вопрос нами рассматривался в [2], и был получен отрицательный ответ. К тому же было установлено, что появление 160^m-флуктуаций на оригинальных записях не зависит от того, делается ли усреднение сигнала за 5^m или, например, за 0,8; 2; 2^m5. (О возможности взаимодействия недавно обнаруженных [12—14] «глобальных 5^m-колебаний» с долгопериодными осцилляциями см. п. 8.)

5.7. Влияние атмосферных волн; эффект уравнивания времени. Некоторые авторы (см. например, [44, 49]) оспаривали значение такого аргумента в пользу солнечной интерпретации 160^m-колебания, как согласие фаз между Крымом, Станфордом и Пик дю Миди [17] (см. рис. 4 и 8), ука-

зывая на близость разности долгот между обсерваториями к целому числу периодов $P = 160^m$: $\lambda_{Kr} - \lambda_{П.д.м} = 0,844P$, $\lambda_{Kr} - \lambda_{Ст} = 3,904P$. Отсюда возникает соображение, что наблюдаемые стационарные колебания могут быть проявлением некоторого типа атмосферных волн. Подозрение тем более усиливается, что период близок к $(1/9)^d$.

Известно [54], что в атмосфере существуют суточная и полусуточная волны и некоторые их гармоники. И хотя совершенно непонятно, как такие волны могут вызвать систематические флуктуации сигнала $\nu_s - \nu_L$ (поскольку измерения в принципе должны быть свободны от таких эффектов: наблюдается «Солнце относительно Солнца»), все-таки этот вопрос заслуживал некоторого рассмотрения, поскольку наблюдаемый эффект пульсации Солнца почти на грани существующих технических возможностей (средняя амплитуда $A = 0,54$ м/с соответствует $\Delta\lambda \approx 10^{-5}$ Å).

В [48] анализировались такие волны с использованием барометрических данных обсерватории Пик дю Миди; обращено внимание на флуктуации давления с характерными временами $2,5-3^h$, и было найдено, что 9-я гармоника суточной волны, если она и присутствует, то имеет примерно одну и ту же фазу независимо от года (суточная и полусуточная волны приливного типа характеризуются также постоянством фазы [54]). Отсутствие годичного дрейфа у атмосферных волн (в данном случае 9-й гармоники) — главное, что отличает их от 160^m -волны в наших измерениях скорости, показывающих прогрессивный дрейф фазы на 33^m в год (п. 3).

Потенциальное влияние атмосферных волн проанализировано [48] также с привлечением уравнения времени. Суть этого анализа в том, что если $160^m 010$ -периодичность — результат таких атмосферных (приливных) волн, то, строго говоря, их фаза, а вместе с тем и фаза регистрируемого 160^m -колебания должны следовать не среднему солнечному (UT), а истинному солнечному времени $t_\odot$ (их разность $\eta_\odot = t_\odot - UT$ есть уравнение времени). Тогда в интервале 15.05—27.07, когда продолжительность истинных суток больше, чем средних суток ($\Delta t > 0$), мы должны наблюдать период несколько больший чем 160^m , а в интервале 11.02—15.05 и 27.07—4.11, когда $\Delta t < 0$, должен доминировать период несколько меньший чем 160^m , причем эти отклонения от 160^m должны быть в пределах от $-0^m 025$ до $+0^m 025$. Однако спектры мощности фактических данных, вычисленные для интервалов с $\Delta t > 0$ и $\Delta t < 0$ (см. [48]), показали доминирование периода $160^m 010$ независимо от знака Δt , что противоречит «атмосферной» гипотезе, связанной с уравнением времени и атмосферными волнами.

Очень серьезным аргументом в пользу реальности и именно солнечного происхождения периодичности $160^m 010$ является ее обнаружение в данных, полученных на Южном полюсе Земли [13, 16]. Существенно отличаюсь по своему характеру от данных Крыма и Станфорда, эти наблюдения позволяют отвергнуть или значительно ослабить практически все возражения, основанные на каких-либо мыслимых «земных» факторах, рассмотренных выше, а именно: а) влиянии атмосферных волн и эффекта уравнения времени, б) суточной скважности наблюдений, в) влиянии трендов сигнала и процедуры их фильтрации, г) потенциальном значении долготы места наблюдения, д) инструментальных ошибках, е) влиянии дифференциальной атмосферной экстинкции.

6. О зависимости амплитуды 160^m -колебаний от фазы вращения Солнца

Для выяснения возможной зависимости амплитуды от фазы вращения Солнца Π_{rot} были использованы два способа. В первом (более грубом, когда наблюдений было недостаточно) выбиралось «окно» шириной в $1/2$ периода вращения Π , а затем, когда количество измерений возросло, — в $1/4$ периода вращения. Для исходного положения этого окна (для некоторой начальной эпохи вращения) производилось наложение всех значе-

ний $v_{\parallel} = v_C - v_L$ для каждого фазового интервала ($1/16$ периода колебаний P) для всего ряда измерений (отстоящих от исходного на $27^d m$, $m = 0, 1, 2, \dots$). Это давало среднюю кривую $v_{\parallel} = f(\varphi)$ ($\varphi = nP/16$, $n = 0, 1, 2, \dots, 15$). Для этой средней кривой определялась методом наименьших квадратов синусоида и ее амплитуда A_1 . Затем окно сдвигалось на один день, и вся процедура повторялась снова (всего 14 раз) по тому же ряду данных, давая последовательность $A_2, A_3, \dots, A_{14}$. Эта последовательность средних кривых $v_{\parallel}(\varphi)$ для окна $1/4$ периода вращения и $P = 160^m005$ показана на рис. 22 (см. [27]) для отрезка времени 1974—1977 гг. Внимательное ее рассмотрение показывает, что как значения скорости для некоторых характерных фаз (например, при фазах 0,6 и 0,4), так и высота максимумов, амплитуды волн и весь вид кривой претерпевают заметные изменения с фазой вращения. Это обстоятельство впервые послужило указанием на возможную зависимость амплитуды пульсаций от фазы вращения.

На рис. 23 представлена эта зависимость амплитуд A_k , построенная указанным выше способом с помощью данных предыдущего рисунка (окно $= 1/4$ периода). Мы видим, что амплитуда A_k изменяется с фазой вращения, причем $A_{k, \max} - A_{k, \min} \approx 0,51$ м/с, и значимость этого изменения $2A/\sigma = 3,9$ ($\sigma = \pm 0,13$ м/с). Эффективное разрешение показано на рис. 23 и составляет $27^d04/4 = 6^d76$ (полное число измерений $= 13928$). Несколько худший результат показывает выборка с окном $0,3$ периода Π ($2A/\sigma = 3,86$, $2A \approx 0,48$ м/с); для двухсекторной выборки значимость получается больше: $2A/\sigma = 4,1$ ($A = 0,44$ м/с), но это естественно, так как здесь большее усреднение. Следует отметить, что представление синусоидой для отдельных фаз периода (рис. 22) оказывается довольно хорошим, так как число Фишера находится в пределах от 15 до 35. Помимо волны с периодом 27^d еще имеется небольшая волна ($2A/\sigma < 3$), которая связана с модуляцией скважности с периодом около одного месяца.

Попытки обнаружить таким образом волны с периодом $24,4$ и 26^d19 (периоды, предсказанные Дике [56]) показали слабые волны с амплитудой $2A/\sigma < 3$. Вообще следует сказать, что при подобном широком окне (по диапазону гелиографических долгот усреднение в $1/4$ периода соответствует $\sim 0,6 D_{\odot}$, т. е. оно близко к размеру отверстия, которое модулируется в нашем способе) мы всегда будем получать волну из-за очень грубого усреднения. Это следует из такого численного эксперимента: при сохранении скважности и длины окон мы перераспределили хаотически числа из одного окна в другое так, чтобы уничтожить 160^m -периодичность. Дальнейшее усреднение, сделанное для получения амплитуды как функции фазы (при периоде вращения 27^d), все равно приводит к появлению некоторой волны, но ее значимость $2A/\sigma$ не превосходит 2,2 (при разрешении, равном $1/2$ периода) и 2,8 для четырехсекторной выборки. Это указывало на необходимость увеличения числа измерений и более рафинированного подхода к обработке материала.

С этой целью был применен следующий способ. Для каждого дня из серии 266^d (1974—1979 гг.) была найдена методом наименьших квадратов косинусоида с периодом $P = 160^m01$ (отправляясь от начальной эпохи UT 00^h00^m , 1.01 1974 г.), т. е. определялись амплитуды B_k косинусоид, удовлетворяющие условию минимума

$$\chi_i = \sum_{\tau=1}^N [v_i(\tau) - B_i \cos(\omega\tau)]^2, \quad (40)$$

где $v_i(\tau)$ — отдельные измерения для данного дня и для моментов $\tau = t_1, t_2, \dots, t_N$; $t_i - t_{i-1} = 5^m$; N — число 5^m -точек во всей последовательности данного дня; t_i — момент, кратный 5^m и отсчитываемый от начальной эпохи; $\omega\tau_i = (t - t_0) 2\pi/160^m01$.

Амплитуды Фурье определяются соотношениями

$$A_{160,01} = \frac{\sum v_i(\tau) \sin(\omega\tau)}{\sum \sin^2(\omega\tau)}, \quad B_{160,01} = \frac{\sum v_i(\tau) \cos(\omega\tau)}{\sum \cos^2(\omega\tau)}, \quad (41)$$

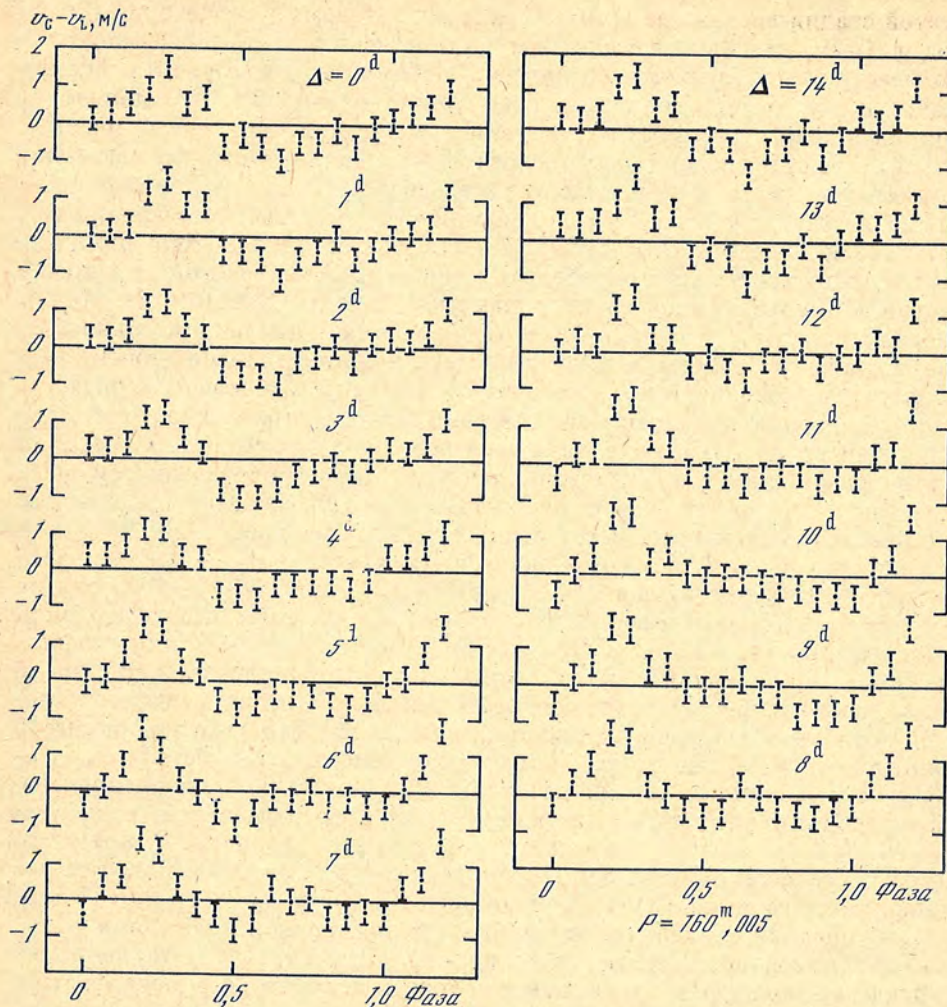
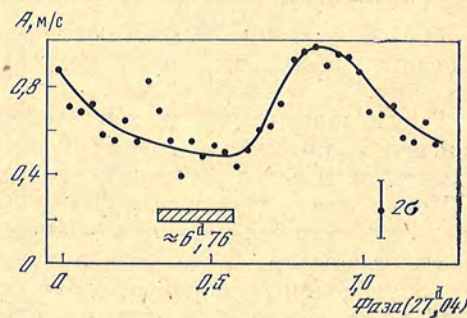


Рис. 22. Зависимость кривой скорости (1974—1977 гг.), полученной для периода 160^m005 , от фазы (Δ) вращения Солнца

Вертикальные черточки — удвоенные ошибки ($\pm\sigma$); подробнее см. текст

Рис. 23. Зависимость амплитуды осцилляции с периодом 160^m010 от фазы вращения Солнца (период вращения $T = 27^d04$)

Наблюдения выполнены в 1974—1979 гг. Вертикальная черточка — удвоенная средняя ошибка. Длина заштрихованной полоски соответствует величине «окна» усреднения данных; плавная кривая через точки проведена «от руки»



и соответственно фазы $\varphi = \arctg(B/A)$. Таким образом получается распределение A и B для различных дней (со средними моментами τ_c) и соответственно среднеквадратичное отклонение σ_i , т. е. получаем таблицу со следующими данными для каждого дня:

τ_c	длительность, N (5^m)	A ($160,01$)	B ($160,01$)	σ (rms)
----------	-----------------------------	------------------	------------------	----------------

На этой стадии возможно: 1) провести сравнение двух обсерваторий (Станфорд и Крым) для каждого дня, и в частности вычислить кросс-корреляцию между ними; 2) найти среднее по любому окну и 3) найти спектр мощности для любого диапазона периодов Π_{rot} (заметим, что момент t_0 выбирался для $P = 160^{\text{m}}01$ так, чтобы в среднем для всего массива $\bar{A} \approx 0$). С этой последней целью делим Π_{rot} на данное число фазовых интервалов n и производим наложение всех величин B в каждом интервале фаз (возможно, с учетом веса, пропорционального числу измерений N), т. е. находим среднее $\bar{B} = \sum N_k B_k / \sum N_k$ (в нашем случае было принято $n = 16$). Каждое $\bar{B}$ будет определять мощность в спектре прямого преобразования Фурье от нашего ряда данных для определенного Π . Как и в первом способе, выборка данных наблюдений (дней и длительностей) будет играть существенную роль и вводить ложные пики мощности из-за ежедневности (скважности), ежегодности и длины ежедневного ряда.

Для контроля появления этих эффектов с помощью генератора случайных чисел на ЭВМ мы перемешали все B_k и A_k случайным образом по отдельным дням в табл. 1 (амплитуды A и B при этом нормированы в единицах $\sum A^2$ и $\sum B^2$, как и первоначальные амплитуды B_k). Затем так же вычислялся спектр мощности этих случайных распределений $\bar{B}_{\text{выч}}$ для того же диапазона Π , и были образованы разности $\bar{B}_{\text{набл}} - \bar{B}_{\text{выч}}$ в зависимости от Π . Спектр мощности $\bar{B}$ (м/с) для 266 дней (1974—1979 гг.) по измерениям в Крыму представлен на рис. 24. Он показывает два пика мощности: для $\Pi_1 = 27^{\text{d}}2$ и $\Pi_2 = 22^{\text{d}}6$. Существенно, что пик мощности $\Pi_1 = 27^{\text{d}}2$ сохраняется, несмотря на то что перемешивание было произведено четыре раза; в то же время пик Π_2 , если и не исчезает, то заметно ослабляется при перемешивании разностей. Для всех четырех проб перемешивания были построены распределения разностей $\bar{B}_{\text{набл}} - \bar{B}_{\text{выч}}$ по различным Π в диапазоне от 20,0 до 30^d0. Эти распределения позволили построить диаграмму частот встречаемости разностей $\bar{B}_{\text{набл}} - \bar{B}_{\text{выч}}$ (всего 408 значений). Эта диаграмма разностей B представляется гауссовым распределением со значением $\sigma_0 = 0,106$ м/с, так что ошибка каждого пика в спектре мощности $\bar{B}_{\text{набл}} \sigma \approx \sigma_0 / 2^{1/2} = 0,0752$ м/с, где σ_0 — средняя квадратичная ошибка одного из рядов, (набл) или (выч), если принимать обе ошибки одинаковыми. (Заметим, что эта величина практически совпадает с величиной среднего значения среднеквадратичной ошибки $\delta = 0,0733$, найденной из одних только случайных распределений.) Амплитуды максимумов Π_1 и Π_2 суть $B_1 = 0,385$ и $B_2 = 0,380$ м/с при величине средней амплитуды всего распределения $B_0 = 0,157$. Отклонения от средней амплитуды суть $B'_1 = 0,228$, $B'_2 = 0,223$. Критерии значимости отклонений B'/σ для этих пиков мощности равны $B'_1/\sigma = 3,03$, $B'_2/\sigma = 2,97$. Таким образом, максимум при 27^d2 является, по-видимому, реальным; «почти» реальным можно, видимо, считать и второй пик при $\Pi_2 = 22^{\text{d}}6$.

Таким образом, мы можем заключить, что 1) более длинный период изменения амплитуды совпадает с периодом вращения; 2) возможно, существует и более короткий период 22^d6 изменения амплитуды.

Измерения, сделанные в Станфорде (1976—1979 гг.), охватывают 132 дня (в два раза меньше, чем в Крыму). Они позволяют также построить спектр мощности. Он не показывает надежной концентрации мощности для определенных периодов, хотя имеется выраженный пик при $\Pi = 27^{\text{d}}1$ вместе с двумя другими, при 26,5 и 27^d8, которые также заметны и в нашем спектре мощности (см. спектр мощности с большим разрешением на рис. 25). Эти пики, вероятно, возникают в результате биений основного периода 27^d2 и периода $\Pi/2 = 13^{\text{d}}6$.

Наиболее важный, по-видимому, результат рассмотрения тот, что мы имеем один максимум амплитуды колебаний в течение одного оборота Солнца вокруг оси (нет существенных пиков в спектре мощности возле $1/2$ периода вращения, как показывает проверка). В простейшем случае это означало бы, что имеется азимутальная асимметрия в распределении

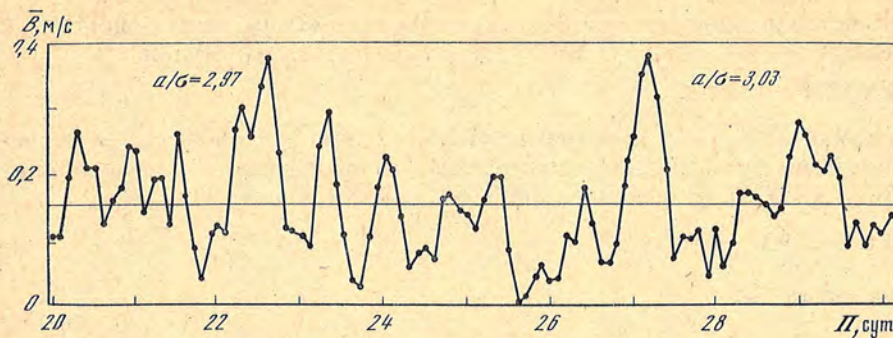


Рис. 24. Изменение амплитуды ($\bar{B}$) 160^m01 -колебания с фазой «вращения» P для различных пробных периодов (P) «вращения» — от 20 до 30^d (см. текст)

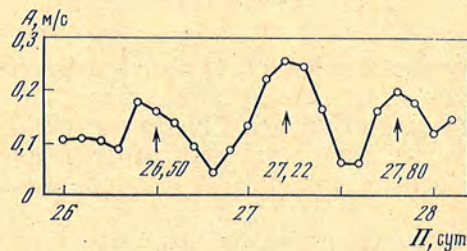


Рис. 25. Изменение амплитуды (A) 160^m01 -колебания с фазой «вращения» По наблюдениям в Крыму (1974—1979 гг.). Пробные периоды «вращения» Солнца взяты в интервале от 26 до $28^d,1$

амплитуд по сферической поверхности Солнца, т. е. что колебания более интенсивны на одной части полусферы, чем на противоположной. Возможная картина таких колебаний, когда имеется один выступ на одной стороне вращающегося Солнца, была предложена Дике [56].

С другой стороны, мы можем допустить, что на поверхности Солнца имеются два симметричных узла колебаний на обеих полусферах, но их вращение (во вращающейся вместе с Солнцем координатной системе) взаимно противоположно и происходит со скоростью, в два раза меньшей, чем скорость вращения Солнца (см. Воронцов [30]). Например, в случае вращательного расщепления колебаний гармоники $l = 2$ (Гаф [57]) мы будем иметь три частоты колебаний: $\omega = \omega_0$ и

$$\omega_{\pm 2} = \omega_0 \pm 2\tau\Omega, \quad (42)$$

где Ω — частота вращения Солнца, τ — множитель, зависящий от строения Солнца [30, 57].

Наложение трех колебаний дает

$$\begin{aligned} A_0 \cos \omega_0 t + A_1 \cos (\omega_0 + 2\tau\Omega) t + A_{-1} \cos (\omega_0 - 2\tau\Omega) t = \\ = (A_0 + 2A_1 \cos 2\tau\Omega t) \cos \omega_0 t, \end{aligned} \quad (43)$$

допуская для простоты $A_1 = A_{-1}$. Таким образом, мы имеем медленное изменение амплитуды с периодом $T = P/2\tau$. Согласно наблюдениям $T \approx 27^d,2$, и период изменения амплитуды $T = 13^d,6/\tau$ совпадает с периодом вращения при $\tau = 1/2$. Это условие накладывает серьезные ограничения на внутреннее строение Солнца, не говоря уже о том, что возможное наличие периода $P_2 = 22^d,6$ делает проблему вращения внутри Солнца еще более загадочной. (Однако о наличии этого пика, P_2 , говорить пока что преждевременно.)

Если вращательное расщепление существует, то оно у нас, по-видимому, сравнимо с уровнем шумов, так как в тонком анализе периодичностей (п. 4) мы не находим явно выраженных пиков для вращательно расщепленных компонент.

Действительно, при $l = 2$ из соотношения (42) мы можем ожидать, что расщепление по периоду ΔP будет определяться формулой

$$2\pi\Delta P/P^2 \approx 2\pi\Omega. \quad (44)$$

Принимая $P = 160^m$ и замечая, что ближайший к 160^m пик мощности, который можно было бы отождествить с вращательным расщеплением, отстоит на 0^m13 от главного 160^m -пика, мы найдем

$$2\pi = 27^d\Delta P/P^2 \approx 0,20, \quad (45)$$

и величина [58]

$$\tau = \int_0^{R_\odot} \rho_0 r^2 (2U_0 V_0 + V_0^2) dr / \int_0^{R_\odot} \rho_0 r^2 [U_0^2 + n(n+1)V_0^2] dr \quad (46)$$

получается равной 0,1, что несовместимо ни с одной из моделей строения звезды (для стандартной модели, по вычислениям Гафа [57], $\tau = 0,85$; для модели Спруита [59], по вычислениям Воронцова [58], $\tau = 1/2$).

Более того, эти наши рассуждения основаны на допущении, что мы наблюдаем гармонику $l = 2$, для чего у нас пока что нет твердых оснований.

Здесь мы сталкиваемся с очень трудным вопросом о том, какого типа гармонику $S_l^m(\vartheta, \varphi)$ мы наблюдаем (если вообще можно говорить о представлении сферическими гармониками, см. п. 7, 10). Как показывает теория [60], с увеличением l период падает и наибольший период получается при квадрупольных колебаниях ($l = 2$), если не считать возможными колебания $l = 1$ (дипольные колебания), когда движения большую часть времени тангенциальные; кроме того, при $l = 1$ мы наблюдали бы дважды максимум и минимум амплитуды на протяжении одного оборота Солнца. (Если только ось колебаний не совпадает с осью вращения Солнца; в последнем случае движения были бы практически полностью поперек луча зрения. Заметим, что политропные шары вообще могут находиться в нейтральном равновесии по отношению к вибрации $l = 1$, см. [60].) В то же время мы наблюдаем один максимум за период солнечного вращения. Этому случаю лучше всего соответствует гармоника $l = 2$, например $S_2^0(\vartheta, \varphi)$, с осью колебаний, перпендикулярной оси вращения (для этого случая и взято выражение (42)). Однако количественное сравнение с тем, что можно наблюдать при распределении сферических гармоник $l = 1$ и $l = 2$ по вращающейся сфере, требует особого рассмотрения, к которому мы переходим. (Заметим, что при отсутствии вращения мы вообще не смогли бы объяснить наличия только одного максимума амплитуды для разных периодов вращения П.)

7. О характере наблюдаемого колебания

Колебания звезды в линейной теории [60, 61] представляются в виде системы нормальных мод, характеризующихся порядком n и степенью l . Поле скоростей для каждой такой моды данного порядка n можно записать в виде

$$\mathbf{V}(r, t) = \hat{\mathbf{r}}U(r)Y_l^m + \hat{\boldsymbol{\vartheta}}V(r)\frac{\partial}{\partial\vartheta}Y_l^m + \hat{\boldsymbol{\varphi}}V(r)\frac{1}{\sin\vartheta}\frac{\partial}{\partial\varphi}Y_l^m, \quad (47)$$

где $\hat{\mathbf{r}}$, $\hat{\boldsymbol{\vartheta}}$, $\hat{\boldsymbol{\varphi}}$ — единичные векторы полярной координатной системы (r, ϑ, φ) , $Y_l^m(\vartheta, \varphi)$ — сферические гармоники.

Рассмотрим некоторую полярную систему координат $(r', \vartheta', \varphi')$, в которой полярная ось z' совпадает с осью колебания OP , но не обязательно совпадает с осью вращения звезды ON , см. рис. 26. И пусть $Y_l^m(\vartheta', \varphi')$ — сферическая функция, описывающая данное колебание степени l и определенная в этой же системе координат.

Чтобы получить выражение для измеряемого нами сигнала скорости $v_s - v_L$ в зависимости от типа колебания (n, l, m) и фазы вращения Солнца, введем новую координатную систему (r, ϑ, φ) , в которой полярная ось z совпадает с осью вращения Солнца (рис. 26). Ось x' , связанную с этой системой, направим перпендикулярно плоскости NOP в сторону наблюдателя. Обозначим угол между осями z' и z через ε . Нам необходимо получить явное выражение для гармоник $Y_l^m(\vartheta, \varphi)$, считая заданным набор колебаний $Y_l^m(\vartheta', \varphi')$ в исходной системе координат $(r', \vartheta', \varphi')$.

Переход от системы координат $(r', \vartheta', \varphi')$ к системе (r, ϑ, φ) может быть осуществлен с помощью трех последовательных поворотов вокруг координатных осей: а) поворот вокруг оси z' на угол α ; б) поворот вокруг нового направления оси y' на угол β ; в) поворот вокруг нового направления оси z' на угол γ (α, β, γ — так называемые углы Эйлера, см. [62]; все повороты делаются против часовой стрелки).

Для преобразования функций $Y_l^m(\vartheta', \varphi')$ к $Y_l^m(\vartheta, \varphi)$ удобно воспользоваться системой ортонормированных сферических функций

$$Y_{lm}(\vartheta, \varphi) = \left[\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!} \right]^{1/2} P_l^m(x) e^{im\varphi}, \quad (48)$$

где

$$P_l^m(x) = (1-x^2)^{m/2} \frac{d^m P_l(x)}{dx^m} \quad (49)$$

— присоединенная функция Лежандра I рода,

$$P_l(x) = \frac{(-1)^l}{2^l l!} \frac{d^l}{dx^l} [(1-x^2)^l] \quad (50)$$

— полином Лежандра; $l \geq 0$, $0 \leq m \leq l$, $x = \cos \vartheta$. Для случая $-l \leq m < 0$ функция Y_{lm} доопределяется следующим образом: $Y_{l,-m} = (-1)^m Y_{lm} e^{-2im\varphi}$. Явные выражения для сферических функций $Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$ при $l \leq 2$ приведены в табл. 8.

При вращении системы координат на углы Эйлера α, β, γ сферические функции преобразуются следующим образом [62]:

$$Y_{lm}(\vartheta, \varphi) = \sum_{m'=-l}^l D_{mm'}^l Y_{lm'}(\vartheta', \varphi'), \quad (51)$$

где $D_{mm'}^l = D_{mm'}^l(\alpha, \beta, \gamma)$ — матрица конечных вращений, коэффициентами которой являются обобщенные сферические функции порядка l , или D -функции Вигнера.

В нашем случае $\alpha = \pi/2$, $\beta = -\varepsilon$, $\gamma = \omega$ (ε — угол между осью колебаний и осью вращения, ω — экваториальная долгота точки наблюдения на поверхности Солнца). Функции $Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$ связаны с действительными сферическими гармониками $Y_l^m(\vartheta, \varphi)$ соотношениями

$$\begin{aligned} Y_{lm} &= Y_l^{-|m|} + iY_l^{|m|}, & m \neq 0; \\ Y_{l0} &= Y_l^0, & m = 0; \end{aligned} \quad (52)$$

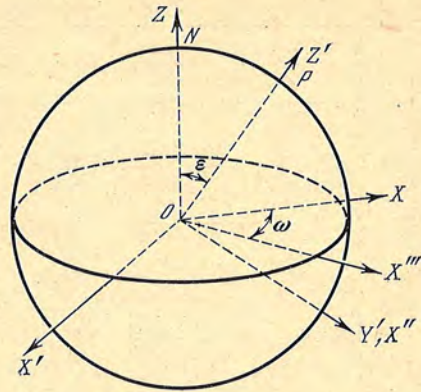


Рис. 26. К преобразованию системы координат

В результате поворота на углы Эйлера α, β, γ (см. текст) ось X' последовательно занимает новые положения X'', X''', X , ось Z' переходит в Z

Таблица 8

l	m	Y_{lm}	Y_l^m
2	2	$Y_{22} = \frac{1}{4} \left(\frac{15}{2\pi} \right)^{1/2} \sin^2 \vartheta e^{i2\varphi}$	$Y_2^2 = \frac{1}{4} \left(\frac{15}{2\pi} \right)^{1/2} \sin^2 \vartheta \sin 2\varphi$
	1	$Y_{21} = \frac{1}{4} \left(\frac{15}{2\pi} \right)^{1/2} \sin 2\vartheta e^{i\varphi}$	$Y_2^1 = \frac{1}{4} \left(\frac{15}{2\pi} \right)^{1/2} \sin 2\vartheta \sin \varphi$
	0	$Y_{20} = \frac{1}{4} \left(\frac{5}{\pi} \right)^{1/2} (3 \cos^2 \vartheta - 1)$	$Y_2^0 = \frac{1}{4} \left(\frac{5}{\pi} \right)^{1/2} (3 \cos^2 \vartheta - 1)$
	-1	$Y_{2,-1} = -\frac{1}{4} \left(\frac{15}{2\pi} \right)^{1/2} \sin 2\vartheta e^{-i\varphi}$	$Y_2^{-1} = -\frac{1}{4} \left(\frac{15}{2\pi} \right)^{1/2} \sin 2\vartheta \cos \varphi$
	-2	$Y_{2,-2} = \frac{1}{4} \left(\frac{15}{2\pi} \right)^{1/2} \sin^2 \vartheta e^{-i2\varphi}$	$Y_2^{-2} = \frac{1}{4} \left(\frac{15}{2\pi} \right)^{1/2} \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi$
	1	$Y_{11} = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{1/2} \sin \vartheta e^{i\varphi}$	$Y_1^1 = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{1/2} \sin \vartheta \sin \varphi$
1	0	$Y_{10} = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/2} \cos \vartheta$	$Y_1^0 = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/2} \cos \vartheta$
	-1	$Y_{1,-1} = -\frac{1}{2} \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{1/2} \sin \vartheta e^{-i\varphi}$	$Y_1^{-1} = -\frac{1}{2} \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{1/2} \sin \vartheta \cos \varphi$
	0	$Y_{00} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\pi} \right)^{1/2}$	$Y_0^0 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\pi} \right)^{1/2}$

обратное преобразование имеет вид

$$Y_l^m = \frac{1}{2l} (Y_{lm} - Y_{lm}^*), \quad m > 0;$$

$$Y_l^m = \frac{1}{2} (Y_{lm} + Y_{lm}^*), \quad m \leq 0. \quad (53)$$

Функции Y_l^m для $l \leq 2$ также приводятся в табл. 8.

Согласно (51)–(53) в системе координат (r, ϑ, φ) , связанной с осью вращения ON (рис. 26), наблюдаемое гармоническое колебание $Y_l^m(\vartheta, \varphi)$ будет представляться линейной комбинацией сферических гармоник $Y_l^m(\vartheta', \varphi')$ в исходной системе $(r, \vartheta', \varphi')$, причем той же степени l .

Чтобы найти сигнал дифференциальной скорости $v_c - v_L$ для используемой нами геометрии световых пучков (т. е. пространственной фильтрации с центральной зоной диаметром $0,66 D_\odot$), необходимо произвести следующие операции: 1) подставить значения Y_l^m в (52) и далее, определив коэффициенты $D_{lm}^l(\alpha, \beta, \gamma)$, найти выражения для $Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$ и $Y_l^m(\vartheta, \varphi)$ согласно (51), (53); 2) подставить Y_l^m в (47) и выполнить дифференцирование; 3) спроектировать радиальную ($\sim \hat{r}$), азимутальную ($\sim \hat{\varphi}$) и меридиональную ($\sim \hat{\vartheta}$) компоненты скорости на луч зрения; 4) проинтегрировать найденные компоненты лучевой скорости по центральной и краевой зонам солнечного диска с учетом функции потемнения к краю (7); 5) найти искомый сигнал $v_c - v_L$ для заданной сферической гармоники $Y_l^m(\vartheta, \varphi)$ как функцию углов ϵ и $\omega = \Omega t$, где Ω — угловая скорость вращения Солнца.

Количественные расчеты были нами сделаны ¹ 1) для случая $\epsilon \neq 0$ — для радиальных смещений и 2) для случая $\epsilon = 0$ (ось колебания OP совмещена с осью вращения ON , рис. 26) — отдельно для радиальных, меридиональных и азимутальных смещений; результаты вычислений — вклады в сигнал скорости $v_c - v_L$ от различных сферических функций приведены соответственно в табл. 9 и 10 (при вычислениях использовались выражения для ненормированных сферических функций Y_l^m).

¹ Мы благодарны А. Г. Косовичеву за выполнение параллельных расчетов.

Таблица 9

l	m	Y_l^m	$(v_C - v_L)/U(r)$
0	0	$Y_0^0 = 1$	0,355
1	1	$Y_1^1 = \sin \vartheta \sin \varphi$	$0,480 \cos \varepsilon \sin \omega$
	0	$Y_1^0 = \cos \vartheta$	$-0,480 \sin \varepsilon \sin \omega$
	-1	$Y_1^{-1} = \sin \vartheta \cos \varphi$	$0,480 \cos \omega$
2	2	$Y_2^2 = 3 \sin^2 \vartheta \sin 2\varphi$	$1,795 \cos \varepsilon \sin 2\omega$
	1	$Y_2^1 = \frac{3}{2} \sin 2\vartheta \sin \varphi$	$-0,898 \sin 2\varepsilon \sin^2 \omega$
	0	$Y_2^0 = \frac{3}{2} \cos^2 \vartheta - \frac{1}{2}$	$0,898 \left(\sin^2 \varepsilon \sin^2 \omega - \frac{1}{3} \right)$
	-1	$Y_2^{-1} = \frac{3}{2} \sin 2\vartheta \cos \varphi$	$-0,898 \sin \varepsilon \sin 2\omega$
	-2	$Y_2^{-2} = 3 \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi$	$1,795 (\cos^2 \omega - \cos^2 \varepsilon \sin^2 \omega)$

Поскольку теория не дает отношение $U(r)/V(r)$ для амплитуд скоростей, отождествление наблюдаемых колебаний с теоретическими модами Y_l^m затруднительно. Однако, получив из наблюдений 1) зависимость A от фазы солнечного вращения и 2) значения амплитуд данного колебания (периода) по измерениям с различной пространственной фильтрацией, можно в принципе пытаться однозначно решить, какой (нормальной) моде принадлежит данное колебание.

Исходя из результатов теории (линейной, см. п. 10), уже можно сказать, что колебание 160^m не является радиальным колебанием (Y_0^0 в табл. 9 и 10); против этого говорит также: а) отношение амплитуд в Крыму и Станфорде (см. п. 3) и б) зависимость A от фазы вращения Солнца (п. 6). Оно не является также колебанием дипольного типа ($l = 1$), поскольку колебание Y_1^0 нами не детектируется (см. табл. 10), а Y_1^1 и Y_1^{-1} должны изменять фазу колебания на 180° при вращении Солнца, т. е. в среднем эти колебания также не должны появляться в наших измерениях. Поэтому наиболее вероятно, что наблюдаемое колебание 160^m квадрупольное.

Обозначим через $\hat{P}_l^m$ вклад в измеряемый сигнал скорости $v_C - v_L$ от данной сферической гармоники Y_l^m ; этот вклад определяется суммой соответствующих радиальных ($\sim U(r)$) и горизонтальных ($\sim V(r)$) движений фотосферы; последние вычисляются с помощью интегрирования r -, ϑ - и φ -компонент скорости по видимому диску Солнца с учетом закона (7) потемнения к краю (результаты вычислений для разных гармоник Y_l^m ($l \leq 2$) приведены в табл. 10). Тогда амплитуда наблюдаемого колебания $\hat{P}(160^m)$ представляется в виде линейной комбинации

$$\hat{P}(160^m) = \sum_{m=-2}^2 C_m \hat{P}_2^m = \hat{P}_2^0 + B \hat{P}_2^2 + C \hat{P}_2^{-2}, \quad (54)$$

где B, C — некоторые коэффициенты, $\hat{P}_2^0, \hat{P}_2^2, \hat{P}_2^{-2}$ — суммы радиальных и горизонтальных движений согласно табл. 10. Тогда, если 160^m действительно квадрупольного типа, то из (54) и табл. 10 получаем (полагая для примера $B = C$)

$$v_C - v_L = 0,299 (0,814V - U) \left[1 - 8,490B \sin 2 \left(\omega - \frac{\pi}{8} \right) \right]. \quad (55)$$

Таблица 10

l	m	Y_l^m	$\frac{(v_C - v_L) r}{U(r)}$	$\frac{\partial}{\partial \vartheta} Y_l^m$	$\frac{(v_C - v_L) \vartheta}{V(r)}$	$\frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \varphi} Y_l^m$	$\frac{(v_C - v_L) \varphi}{V(r)}$
0	0	1	0,355	0	0	0	0
1	1	$\sin \vartheta \sin \varphi$	0,480 $\sin \omega$	$\cos \vartheta \sin \varphi$	-0,125 $\sin \omega$	$\cos \varphi$	-0,355 $\sin \omega$
	0	$\cos \vartheta$	0	$-\sin \vartheta$	0	0	0
	-1	$\sin \vartheta \cos \varphi$	+0,480 $\cos \omega$	$\cos \vartheta \cos \varphi$	-0,125 $\cos \omega$	$-\sin \varphi$	-0,355 $\cos \omega$
2	2	$3 \sin^2 \vartheta \sin 2\varphi$	1,795 $\sin 2\omega$	$3 \sin 2\vartheta \sin 2\varphi$	0,037 $\sin 2\omega$	$6 \sin \vartheta \cos 2\varphi$	-1,499 $\sin 2\omega$
	1	$\frac{3}{2} \sin 2\vartheta \sin \varphi$	0	$3 \cos 2\vartheta \sin \varphi$	0	$3 \cos \vartheta \cos \varphi$	0
	0	$\frac{3}{2} \cos^2 \vartheta - \frac{1}{2}$	-0,299	$-3 \cos \vartheta \sin \vartheta$	0,244	0	0
	-1	$\frac{3}{2} \sin 2\vartheta \cos \varphi$	0	$3 \cos 2\vartheta \cos \varphi$	0	$-3 \cos \vartheta \sin \varphi$	0
	-2	$3 \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi$	1,795 $\cos 2\omega$	$3 \sin 2\vartheta \cos 2\varphi$	0,037 $\cos 2\omega$	$-6 \sin \vartheta \sin 2\varphi$	-1,499 $\cos 2\omega$

Поскольку отношение $A_{\max}/A_{\min} \approx 2$ (см. п. 6 и рис. 23), то из (55) получаем $B \approx 0,039$ и

$$v_C - v_L \approx 0,299 (0,814V - U) \left[1 - \frac{1}{3} \sin \left(2\omega - \frac{\pi}{4} \right) \right]. \quad (56)$$

Средняя амплитуда колебания 160^m в 1974–1980 гг. равна $0,54$ м/с, т. е. $0,814 V - U \approx 1,80$, и окончательно для Крыма

$$v_C - v_L \approx 0,54 \left[1 - \frac{1}{3} \sin \left(2\omega - \frac{\pi}{4} \right) \right], \quad (57)$$

где $\omega = \Omega t$, Ω — угловая скорость вращения Солнца.

Привлечение информации из станфордских измерений (или из данных, аналогичных полученным на Южном полюсе [13, 16]) позволило бы проверить справедливость (57) и вообще такой схемы расчета; важно будет привлечь также данные о фазе, поскольку наблюдаемая фаза колебания, вообще говоря, также будет зависеть от применяемой пространственной фильтрации (см. некоторые подобные расчеты в [7, 29]).

Из (57) следует, что за полный период вращения $\sim 27^d$ для квадрупольного колебания должны наблюдаться два максимума A (160^m). Фактически же мы имеем один максимум (см. рис. 23); возможное объяснение этому факту дано в п. 6 (см. также [30, 58]). Однако мы считаем, что до конкретного сравнения фаз и амплитуд 160^m -колебания, а также его зависимости от фазы солнечного вращения — по наблюдениям с различным усреднением по диску — преждевременно делать какие-либо выводы о принадлежности периода 160^m к той или иной моде нормальных колебаний Солнца (см. п. 6, 10, 11).

8. О пятиминутных глобальных колебаниях Солнца

Тонкая структура в спектре 5^m глобальных колебаний Солнца была обнаружена впервые по наблюдениям, выполненным методом резонансного рассеяния в [12, 63]. Измерения доплеровских смещений от всего диска Солнца велись в линии поглощения нейтрального калия $\lambda 7699 \text{ \AA}$. Продолжительность наблюдений составляла обычно около 9^h , и считывание сигнала скорости делалось через каждые 42^s . С целью получения более высокого по спектру разрешения данные измерений скоростей за соседние дни (от двух до четырех) объединялись; полученные в течение каждого года в отдельности спектры мощности усреднялись.

Анализ проведенных в 1976–1979 гг. наблюдений отчетливо показал наличие на всех спектрах дискретной структуры в области 5^m , состоящей примерно из 25 отдельных пиков, отстоящих в среднем друг от друга на расстояние около 68 мГц и амплитудой $\sim (0,1 \div 0,3) \text{ м/с}$. Если по данным работ [12, 63] амплитуда отдельных пиков меняется со временем, то их локализация показала удивительную стабильность в течение всех четырех лет наблюдений.

Несколько позже аналогичные результаты были получены на основании наблюдений Солнца, которые были проведены на Южном полюсе Земли с помощью такого же метода — резонансного рассеяния излучения на линии $D_1 \text{ Na I}$ [13].

Благодаря большой продолжительности непрерывных наблюдений (более 5 дней, с 31.12 1979 г. по 5.01 1980 г.), авторы смогли вычислить спектр мощности доплеровских смещений от всего диска Солнца с очень высоким разрешением по частоте. В итоге было обнаружено, что наблюдаемые в области периода 5^m дискретные пики в спектре мощности показывают дополнительное расщепление, так как состоят из двух или более близко лежащих компонент. Авторы полагают, что обнаруженное ими расщепление отдельных пиков свидетельствует о том, что в наблюдаемый спектр мощности глобальных колебаний Солнца дают вклад моды $l = 0$ и $l = 1$, а также более высокие, с числом $l = 2; 3$ и, возможно, 4.

Рассмотрение наших записей лучевых скоростей, выполненных в 1978 г. по методу, описанному в [4], также показало наличие коротко-

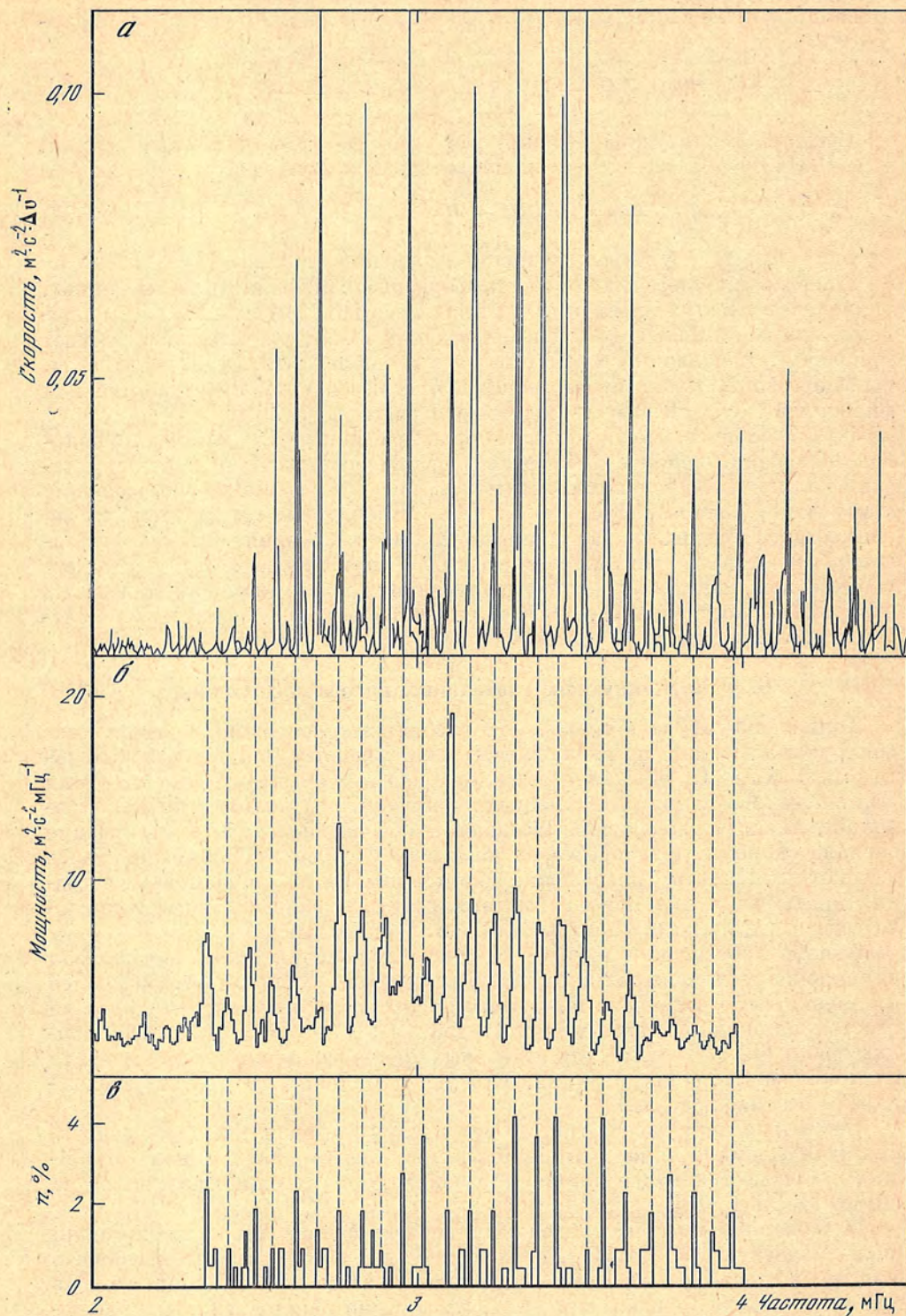


Рис. 27. Сравнение спектров мощности «глобальных» колебаний Солнца в области периода $\sim 5^m$

а — по данным наблюдений Грека и др. на Южном полюсе Земли [13]; *б* — по наблюдениям Клавери и др. [63]; *в* — по наблюдениям в Крымской обсерватории. Штриховыми вертикальными линиями указано положение дискретных пиков мощности по крымским данным

периодных колебаний с периодами возле 5^m (см. [14]). Время интегрирования сигнала лучевой скорости для изученных записей несколько отличалось от одной записи к другой и находилось в пределах от 41 до 46^с.

Записи обрабатывались описанным выше (п. 2) способом, но без усреднения по 5^m -интервалам: удалялся дрейф с помощью полинома 2-й степени, и для полученных разностей был построен спектр мощности для каждого дня, охватывающий интервал времени 8 дней, всего 77^h. Более подробные данные см. в табл. 11.

Таблица 11

Дата, 1978 г.	Длительность записи	Число измерений	Дата, 1978 г.	Длительность записи	Число измерений
22.04	7 ^h 57 ^m	646	08.07	11 ^h 29 ^m	984
01.05	7 57	700	09.07	7 52	672
06.07	11 09	956	09.08	9 16	726
07.07	11 30	986	19.08	10 04	788

На основе полученных для каждого дня спектров затем строились гистограммы частоты встречаемости отдельных дискретных пиков в течение 8 дней, результирующая гистограмма приведена на рис. 27. Для сравнения на этом же рисунке приведены спектры мощности, полученные Клавери и др. [12, 63] за 1978 г. и Греком и др. [13] на Южном полюсе. Сравнение показывает хорошее соответствие между тремя исследованиями в смысле совпадения положения дискретных частот (но не мощности). Следует отметить, что наши измерения не дают столь отчетливо выраженных пиков, как в измерениях [12, 13, 63]. Это, по-видимому, связано с тем, что из-за значительно меньшей яркости изображения Солнца, с которым мы имеем дело, заметно усилены высокочастотные шумы.

Выше было указано, что некоторые авторы попытались объяснить наблюдаемые в области 5^m дискретные спектральные пики как результат суперпозиции нескольких мод колебаний $l = 0; 1; 2$ и 3 [13, 63]. Вместе с тем в спектре мощности, полученном по наблюдениям на Южном полюсе, кроме периодичностей в области 5^m , наблюдается целый ряд других хорошо выраженных максимумов в области периодов от 70 до 240^m. При этом максимальная мощность приходится на пик в области $\sim 128^m$ (см. п. 4). В связи с этим мы попытались выяснить, не могут ли быть наблюдаемые в области периода 5^m дискретные частоты результатом биения 128^m -периодичности и двух других наиболее сильных пиков, соответствующих периодам 297^s и 307^s, как это следует из наблюдений на Южном полюсе (см. рис. 27).

Такие вычисления были выполнены согласно известному соотношению для периода биения

$$T_B = T_1 T_2 / (T_1 \pm T_2), \quad (58)$$

где для периода T_1 бралась всегда одна и та же величина, равная 128^m,

Таблица 12

$F_{\text{набл.}}$ мГц	$F_{\text{выч.}}$ мГц	ΔF , мГц	$F_{\text{набл.}}$ мГц	$F_{\text{выч.}}$ мГц	ΔF , мГц	$F_{\text{набл.}}$ мГц	$F_{\text{выч.}}$ мГц	ΔF , мГц	$F_{\text{набл.}}$ мГц	$F_{\text{выч.}}$ мГц	ΔF , мГц
2,500	2,519	-0,019	2,967	2,976	-0,009	3,436	3,431	0,005	3,906	3,888	0,018
2,571	2,586	-0,015	3,040	3,040	0,000	3,509	3,497	0,012	3,976	3,951	0,025
2,625	2,649	-0,024	3,096	3,107	-0,011	3,571	3,561	0,010	4,032	4,018	0,014
2,703	2,716	-0,013	3,175	3,170	0,005	3,636	3,627	0,009	4,098	4,082	0,016
2,762	2,779	-0,017	3,215	3,237	-0,022	3,690	3,691	-0,001	4,157	4,148	0,009
2,833	2,846	-0,013	3,300	3,300	0,000	3,774	3,758	0,016	4,244	4,212	0,032
2,899	2,910	-0,011	3,367	3,367	0,000	3,831	3,821	0,010	4,292	4,278	0,014
									4,380	4,342	0,038

для периода T_2 были взяты сначала значения 297^s и 303^s , а в дальнейших вычислениях все другие, полученные последовательно согласно (58).

Результаты вычислений приведены в табл. 12. В первом столбце даны частоты дискретных пиков в области периода 5^m , которые мы нашли из спектра мощности, приведенного в [13], во втором — вычисленные частоты биений и в последнем — отклонения наблюдаемых частот от вычисленных.

Из таблицы видно, что в общем имеется удовлетворительное согласие между значениями наблюдаемых и вычисленных частот дискретных пиков. Таким образом, эти данные указывают на то, что значительная часть из наблюдаемых в спектре мощности глобальных 5^m -периодичностей может быть объяснена как результат биения периода $\sim 128^m$ и двух частот для наиболее сильных пиков мощности в районе 5^m .

Вопрос о возможной интерпретации глобальных 5^m -колебаний рассматривается в конце статьи (п. 10, 11).

9. О проблеме внутреннего строения Солнца

Теоретическое рассмотрение колебаний Солнца, даже в линейном приближении, требует выбора (или отбора) модели такого внутреннего строения Солнца, которая удовлетворяет требованиям наблюдений его колебаний (их частоты, амплитуды, фазы и их стабильности во времени и др.). Эта «обратная гелиологическая» (или «гелиосейсмологическая») задача не обязательно является однозначной, но ограничения со стороны исследования колебаний Солнца на его внутреннее строение могут оказаться весьма существенными, так же как и ограничения со стороны измерений потока нейтрино от Солнца. Это обстоятельство заставляет нас предположить рассмотрение теоретических проблем колебаний аналитический обзор современных представлений о внутреннем строении Солнца, в частности, в связи с тем, что подобного рассмотрения состояния вопроса (к 1980 г.) нам не приходилось встречать, в особенности в связи с проблемой осцилляций Солнца.

В основе современного представления о внутреннем строении Солнца лежит стандартная модель Бакала и Шавива [64], которая затем подвергалась лишь незначительным изменениям в работе [65] и даже в самой недавней работе Бакала и др. [66] (см. также обзор Руд [67]). Основной задачей работ [64, 65] была попытка выяснить, можно ли примирить обычные представления о внутреннем строении звезд с измеренным Дэвисом [68] дефицитом нейтрино.

Исходными для стандартной модели звезды типа Солнца, так же как и для любой другой, являются следующие допущения: а) сферическая симметрия Солнца (вращение и магнитное поле ее не искажают, хотя внутри вращение может быть достаточно сильным для искажения сферической симметрии), б) потеря массы Солнцем (путем солнечного ветра) или аккреция вещества на Солнце не существенны, и Солнце сохраняет массу с точностью до долей процента, в) возраст Солнца тот же, что и возраст Земли (простейшее предположение), г) начальная масса, из которой возникло Солнце, однородна по химическому составу μ . Модель Солнца конструируется с помощью исходных уравнений: а) гидростатического равновесия и б) переноса тепла излучением (или конвекцией):

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2} \rho, \quad \frac{dT}{dr} = -\frac{3\kappa L(r)}{4\pi r^2 acT^3}, \quad (59)$$

в) теплового равновесия:

$$\rho T \frac{dS}{dt} = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{L_r}{4\pi r^2} \right) - \rho \epsilon, \quad (60)$$

г) уравнения состояния идеального газа $p = \frac{R}{\mu} \rho T$ (обозначения общепринятые). При этом предполагается, что коэффициент непрозрачности и энерговыделения (за счет термоядерных реакций) $k(X_i, \rho, T)$ и $\epsilon(X_i, \rho, T)$ — известные функции химического состава X_i , плотности ρ и темпе-

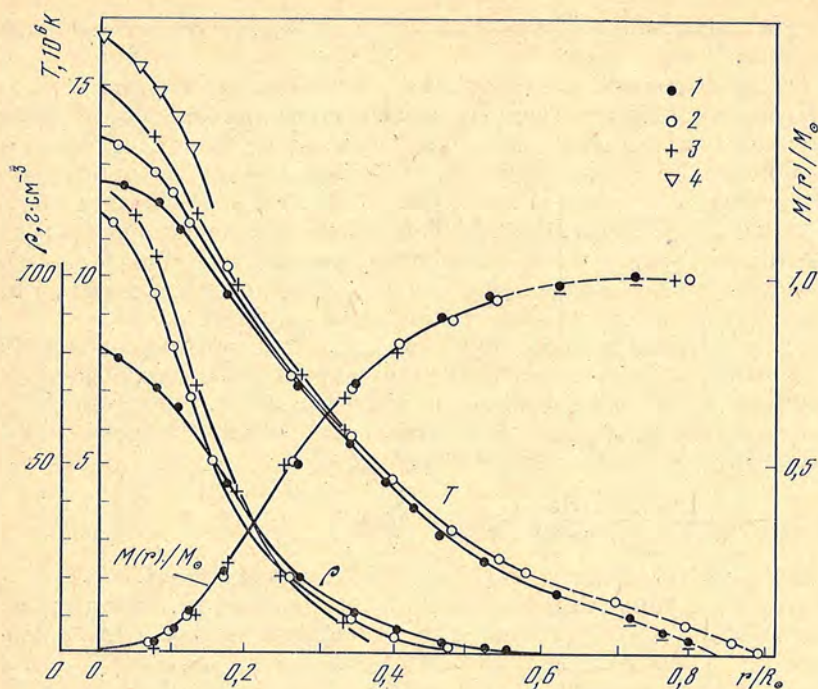


Рис. 28. Распределение T , ρ и $M(r)$ внутри Солнца для стандартной модели
 1, 2 — $Z = 0,04$; $Y = 0,16$; $X = 0,80$; $l/H_p = 10$ (1 — $t = 0$; 2 — $t = 4,7 \cdot 10^9$ лет);
 3 — по данным [65]; 4 — по данным [64]

ратуры T . Изменения химического состава обусловлены эволюцией — превращением водорода в гелий ($dX_i/dt = f(X_j, \varepsilon_j)$). В настоящее время сечения ядерных реакций и коэффициент непрозрачности известны достаточно надежно (с точностью до 20%, как отмечено в [67]). Построение стандартной модели основано на следующих предпосылках: а) отношение тяжелых элементов к водороду такое же, как в атмосфере Солнца: $Z/X \approx 0,02$ (где Z — содержание (по массе) всех элементов, кроме гелия), б) Солнце вначале является звездой заданной массы M , которая за время своей эволюции ($4,7 \cdot 10^9$ лет) должна достигнуть наблюдаемой светимости L и радиуса R . При этом имеются два свободных параметра: содержание гелия Y и α — отношение пути перемешивания l конвективных элементов к высоте однородной атмосферы H вблизи поверхности, где имеется зона конвективной неустойчивости. Первый параметр Y выбирают для начала эволюции, так, чтобы подогнать светимость, а второй (α) — чтобы был правильный радиус для настоящего момента. При этом получается эволюционная последовательность моделей, приводящая к тому, что у современного Солнца: а) выход нейтрино (у поверхности Земли) составляет 4,7 SNU (после пересмотра и уточнения сечений реакций и коэффициента непрозрачности в [66] эта величина стала 7,5 SNU), б) первичное содержание гелия Y в пределах 0,24—0,28, в) светимость Солнца увеличивается на 35% за $4,7 \cdot 10^9$ лет, г) величина Z от 0,02 до 0,04, д) величина α от 1,0 до 2,0 дает возможность получить правильное значение радиуса (при этом конвективная зона не идет глубже уровня, где $T = 2,8 \cdot 10^6$ K). Температура и плотность у центра $T_c \approx 15,0 \cdot 10^6$ K, $\rho_c \sim 150$; большая часть ядерной энергии ($\sim 75\%$) выделяется в слое $r = 0,09 R_\odot$ (полуширина $0,05 R_\odot$, наибольший выход нейтрино в узком слое с полушириной $\sim 0,025 R_\odot$). Для «ядра» с заметным энерговыделением ($T > 6 \cdot 10^6$ K, $r < 0,3 R_\odot$, $M(r) < 0,6 M_\odot$) имеет место достаточно простая зависимость

$$\rho = (0,047 \pm 0,002) (T/10^6)^3, \quad (61)$$

т. е. $\rho \sim T^3$, так же как для политропного шара с индексом политропы

$n = 3$. Распределение величин T , ρ , $M(r)$ внутри Солнца для стандартной модели показано на рис. 28.

Рассмотрим теперь возникающие при этом проблемы.

а) Проблема гелия и изменения солнечной постоянной. Для получения нужной современной величины светимости Солнца L современное содержание гелия Y в зоне реакций (а тем самым и водорода, ввиду малого содержания тяжелых элементов Z , $Y \approx 1 - X$) подгоняется так, чтобы около 36% начального водорода X превратилось в течение эволюции в гелий при условии, что нет перемешивания и что исходное содержание Y согласуется с современными данными непосредственных определений для поверхности и космологическими моделями.

Рассмотрим этот вопрос внимательнее. На основании сводки [69], по числу атомов современное содержание гелия относительно водорода (по 8 различного рода измерениям) колеблется от $2,19 \cdot 10^{-2}$ до $10,0 \cdot 10^{-2}$; разумное среднее значение этой величины около $7,9 \cdot 10^{-2}$, что дает величину содержания (по отношению к водороду)

$$Y = \frac{N(\text{He}) m(\text{He})}{N(\text{He}) m(\text{He}) + N(\text{H}) m(\text{H})} = 0,24, \quad (62)$$

где N и m — количество и масса атомов соответственно.

Обычно в теориях строения Солнца (стандартная модель) принимается $Y_{\text{нач}} = 0,24$, см. [64, 65]. Так как содержание гелия Y за время эволюции стандартного Солнца увеличивается (по массе) на 30%, то современные значения должны бы быть $Y = 0,24 + 0,30 \cdot 0,24 \approx 0,30$; $X = 0,68$, считая содержание тяжелых элементов $Z = 0,02$.

Так как светимость согласно теории строения Солнца $L \sim \mu^{7,5}$ (независимо от типа генерации энергии), где молекулярный вес

$$\mu = (2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z)^{-1}, \quad (63)$$

то легко убедиться, что за счет сгорания водорода в гелий светимость L должна *увеличиться не менее* чем на 30% ($\mu_{\text{нач}} = 0,602$, $\mu_{\text{совр}} = 0,624$). (Возможное изменение Z в пределах нескольких процентов не играет при этом роли.) Это обстоятельство является одной из фундаментальных трудностей современной стандартной модели звезды, так как падение солнечной постоянной даже на несколько процентов привело бы к сплошному обледенению Земли (если не возникало парникового эффекта от углекислоты, см. ниже).

Заметим, что окончательной, обоснованной модели палеоклимата пока что нет, однако эта трудность, отмеченная впервые Ньюэном и Рудом [70], требует специального внимания. Особенно в связи с тем, что климатологические представления за последние 25 лет претерпели также очень серьезные изменения. Например, Эмилиани и Шэклтон [71] на основании изотопного анализа планктона нашли некоторые глобальные изменения температуры, которые появляются псевдопериодически; их амплитуда не меняется за последние 3 млн. лет (Шэклтон и Опдайк [72]). Эти изменения очень хорошо коррелируют с изменениями орбиты Земли (Хайс и др. [73]). Все эти вариации согласуются с современными моделями климата Земли, которые, как сказано, показывают, что полное обледенение, возникшее при падении солнечной постоянной на несколько процентов, не способно было бы растопиться при последующем увеличении энергоотдачи Солнца, диктуемом превращением водорода в гелий (из-за высокого альбеда обледеневшей Земли). Процесс этот может быть предотвращен, если только возникает парниковый эффект от углекислоты.

Однако изучение осадков и окислов, образовавшихся в архейскую эпоху (около 3,5 млрд. лет), не показывает наличия мощной газовой атмосферы Земли, способной сформировать теплозащиту (см. [74]). Во всяком случае имеются надежные свидетельства того, что океан существовал более 3 млрд. лет назад, в котором даже обитали примитивные организмы. Поэтому о заледенении океана за срок 4,5 млрд. лет едва ли можно говорить, см. [75]. Присутствие жидкой воды может быть уста-

новлено по крайней мере на протяжении 80% всей истории Земли и, может быть, даже в самом начале эволюции, если рассматривать самые старые породы. Вероятно, средняя температура Земли в ранние эпохи была выше 0°C , ее атмосфера состояла из газов легко возгоняемых летучих соединений, покрывавших планету, и несколько уменьшенного по сравнению с современным содержанием углекислого газа и водорода, см. [76].

Изменения L слишком велики, к тому же они не коррелируют с глобальными изменениями температуры Земли. (Вообще, циклы изменений L должны бы быть порядка 10^5 лет, чтобы объяснить короткопериодные колебания климата, см. ниже о работах Дилке и Гафа [77]).

Таким образом, совершенно независимо от проблемы низкого выхода нейтрино (см. ниже) мы сталкиваемся с трудностью — слишком большими изменениями светимости Солнца при его эволюции за счет термоядерного превращения H в He.

Параллельно возникают при этом другие трудности, главная из которых связана с *проблемой перемешивания* между центром и периферией звезды; в описанной выше модели стандартного Солнца считается, что перемешивания не происходит в течение всей эволюции Солнца и начальное содержание гелия (0,24) должно бы отражать состав среды, из которой возникло Солнце.

Отметим в связи с этим, что при меньшем содержании He стандартная модель Солнца (при разумном Z) может дать меньший выход нейтрино, сравнимый с выходом, наблюдаемым Дэвисом и др., как это следует из работы Ибена [78].

По нашей просьбе была рассчитана¹ модель Солнца при начальных значениях

$$X_{\text{нач}} = 0,80, \quad Y_{\text{нач}} = 0,16, \quad Z = 0,04.$$

Значение $Z = 0,04$ было выбрано исходя из того, что с ним получается период собственных колебаний стандартной модели, близкий к $160^{\text{м}}$, по вычислениям Кристенсен-Далсгаарда и Гафа [48]. Эта модель при характерной длине перемешивания $l = H_p$, $\alpha = 1$ и при $t_{\text{эв}} = 4,7 \cdot 10^9$ лет дает правильную светимость Солнца и радиус, практически совпадающий с радиусом Солнца. Ход плотности, температуры и массы в сфере радиуса r для этой модели приведен на рис. 28 в сравнении со стандартной моделью [64] Солнца, данными Бакала и др. [65] при $Z = 0,015$ и Бакала и Шавива [64] при $Z = 0,04$. Мы видим, что для рассчитанной модели $\rho_c = 116 \text{ г/см}^3$, $T_c \approx 13,6 \cdot 10^6 \text{ К}$ — в отличие от стандартной модели, где $\rho_c \approx 120 \text{ г/см}^3$ и $T_c \approx 15 \cdot 10^6 \text{ К}$. Хотя различие невелико, оно все же приводит к уменьшению потока нейтрино νf на $\sim 30\%$: $\nu f \approx 4 \text{ SNU}$, что ближе к наблюдаемому сейчас потоку νf ($\sim 2,2 \pm 0,4$) и ниже потока для стандартной модели ($\nu f = 6,0 \text{ SNU}$). Однако улучшенное недавно значение для стандартной модели составляет 7,5 SNU (Бакал и др. [66]), и расхождение теории и наблюдений усиливается.

В то же время исследования химического состава звезд и межзвездной среды не дают оснований предположить, что содержание гелия в первичном облаке, из которого возникло Солнце, было меньше, чем современное его космическое обилие (24—26%). Если допустить, что $Y_{\text{нач}} = 0,24$ такое же, как современное содержание в атмосфере Солнца, его содержание сейчас будет (внутри) $\sim 0,24 + 0,3 \cdot 0,24 = 0,31$. При наличии даже слабого перемешивания за время эволюции Солнца ($\sim 10^9$ лет) такое же содержание He было бы и в атмосфере Солнца, что противоречит большому числу наблюдаемых данных [69], см. ниже.

Если, таким образом, предположить, что перемешивание вовсе отсутствовало (либо в течение всего срока эволюции, либо спорадически, см. Дилке и Гаф [77]), то проблема содержания гелия остается неопределенной: хотя начальное содержание $Y_{\text{нач}} = 0,24$ лучше вяжется с космо-

¹ Э. В. Эргмой (Астросовет АН СССР), которой авторы приносят большую благодарность.

гонией Солнца и может дать не слишком большой поток нейтрино νf ($\sim 3,0$, рис. 1 в [78]) в течение начальной эволюции (Ибен [78]), современное содержание гелия $Y_{\text{совр}} = 0,31$ дает поток нейтрино более ~ 10 SNU (при отсутствии перемешивания), что явно противоречит измерениям Дэвиса (Ибен [78]). Но даже при содержании $Y_{\text{совр}} = 0,24$ поток νf в рамках стандартной модели (~ 4 SNU) нелегко увязать с экспериментом Дэвиса.

Таким образом, мы можем заключить, что данные о содержании He в рамках стандартной модели приводят к слишком большому потоку нейтрино, который заведомо не согласуется с измерениями. Только в случае даже небольшого перемешивания (нестандартная модель Солнца) оно согласуется с определениями обилия He в атмосфере Солнца. Следует в то же время помнить о наличии большого разброса в экспериментальных определениях содержания гелия: из [69] мы имеем следующие данные обилия He по разного рода измерениям.

Род измерений	Y	Род измерений	Y
Исходная модель Солнца	0,24	Корона XUV	0,28
Частицы солнечных вспышек	0,14	Солнечный ветер	0,28
Солнечные протуберанцы	0,16	Космические лучи	0,10
Солнечная корона	0,20		

Мы имеем очень *широкие* рамки для современного содержания гелия, делающие вопрос о его содержании неопределенным. Уменьшая в разумных пределах содержание гелия в начале эволюции Солнца, мы не можем добиться выхода нейтрино в согласии с измерениями в рамках стандартной модели (без перемешивания), особенно если учесть, что надежда на осцилляции нейтрино (могущие привести к уменьшению измеренного выхода в ~ 3 раза) не является пока обоснованной [66], см. также [79]. Но независимо от этого изменения светимости при превращении водорода в гелий столь велики ($\geq 30\%$) в рамках стандартной модели, что ставят под сомнение эту модель.

б) Проблема обилия тяжелых элементов и поток нейтрино. Так как поток нейтрино $\nu f \sim Z^{1,1}$, Бакал и Ульрих [80] предложили понизить Z . Но чтобы не прийти к противоречию с содержанием тяжелых элементов в атмосфере Солнца, Кристенсен-Далсгаард, Гаф и Морган [81] предложили так называемую «грязную модель», в которой Z внутри Солнца ничтожно (модель В с $Z = 0,004$ и модель С с $Z = 0,001$), а атмосфера «загрязняется» в процессе эволюции путем аккреции до значения $Z \approx 0,02$ (модель А — стандартная модель с $Z = 0,02$ вплоть до центра) за счет межзвездной среды, богатой металлами и силикатами [81]. (Предлагалось даже [80], что аккреция в основном возникает при прохождении Солнца через межзвездные облака, и тогда наступают ледниковые периоды.)

Основной недостаток этой «грязной модели» — очень мелкая конвективная зона, при которой литий не мог бы выгореть при перемешивании. На самом же деле имеется «острый дефицит» Li; в атмосфере Солнца его содержание ($1,0 \cdot 10^{-12}$ от водорода по числу атомов, см. [69]) на порядок ниже, чем содержание Be и B, которые должны были бы выгореть практически одновременно с Li (см. Роксбург [82]). Далее, если столь низкое Z сохранялось внутри Солнца в течение его эволюции (а это так и должно быть в отсутствие сильного перемешивания, допущенного в [81]), то таким низким Z не могла бы обладать среда, из которой образовалось Солнце.

В целом для звезд главной последовательности конвективная оболочка увеличивается при переходе к звездам меньшей массы. Если звезды с $M \approx M_{\odot}$ имеют низкое значение Z , то нужно, чтобы величина Z на поверхности была функцией толщи конвективной оболочки (чем толще, тем меньше Z). В то же время нет свидетельств систематического изменения обилия Z вдоль главной последовательности для звезд с $M < M_{\odot}$. Более того, у красных гигантов конвективная оболочка намного толще, чем у звезд главной последовательности, а дефицит металлов не наблюдается, скорее наоборот. Кроме того, из работы Родса и др. [83] следует, что нерадиальные колебания требуют конвективной оболочки с массой больше $0,01 M_{\odot}$.

что несовместимо с моделью с низким Z . Модель звезды с низким Z в принципе может быть построена физически, но она должна удовлетворять астрономической картине: Солнце есть старая звезда дисковой населенности. Имеются данные об эволюции этих звезд в случае открытых звездных скоплений: их эволюцию можно понять, в частности, если речь идет о диаграмме цвет — светимость для старых, богатых металлами звезд. Разница между бедными металлами звездами скоплений гало нашей галактики и богатыми металлами звездами населенности I (диска галактики) является фундаментальным фактом звездной астрономии, который также не вяжется с моделью Солнца с низким Z . Наконец, при низких Z правильную светимость можно подогнать, уменьшая Y до значений 15—20% (у модели В величина $Y = 0,19$, у модели С $Y = 0,18$, см. [81]). Это хотя и неплохо для низкого потока нейтрино, очень плохо увязывается с принятым значением современного обилия гелия 24% (вытекающим также из космологической теории большого взрыва, см. Вагонер и др. [84]).

Поэтому модели Солнца с низким Z едва ли можно считать состоятельными. Еще более несостоятельна модель Хойла [85] с конвективным ядром (массы $\sim 1/2 M_{\odot}$) и очень высоким обилием тяжелых элементов $Z = 0,5$ (кроме ядер C, N, O) и статической оболочкой с нормальным $Z = 0,02$. (Считается, что ядро пережило фазу «большого взрыва», существовало до него, а оболочка появилась из-за аккреции около $4,7 \cdot 10^9$ лет тому назад.) Эта модель «не эволюционирует», дает постоянную светимость и низкий выход νf . Схема образования такой двухзонной модели неясна, а возможность стабильного сосуществования этих зон сомнительна.

Вообще, существует, по-видимому, большая совокупность неэволюционных моделей Солнца, способных дать либо правильный выход νf , либо правильный период осцилляций (в частности, 160 м); см., например, [43, 86].

в) Проблема перемешивания и поток нейтрино. Обещающими представлениями, частично снимающими указанные выше в п. а и б трудности, являются представления о перемешивании (конвекции) внутри Солнца (систематическими или временными). Первое, наиболее развитое из них, дано Дилке и Гафом [77]. На известной стадии эволюции Солнца, под действием (p, p) -цикла, у его центра — ядра, где наиболее эффективны эти реакции, — содержание He^3 и H становится меньше, чем в окружающем ядро шаровом слое. Поэтому всякое виртуальное опускание элемента этого слоя (из-за колебаний, в особенности для g -мод) в зону более высокой температуры приведет к увеличению генерации энергии ϵ (из-за увеличения обилия ядерного «горючего») в элементе по сравнению с окружением. Это превышение тепловыделения в элементе над равновесным значением приведет к выталкиванию (из-за увеличения «плавучести») элемента в зону выше той (из-за большей скорости подъема), где он находился в равновесии. Амплитуда g -мод при этом может начать возрастать, ядро у центра может расшириться из-за увеличения теплоотвода колебаниями и переносом вещества, одновременно может наступить перемешивание. Расширение будет идти до тех пор, пока потери в радиативной оболочке не охладят ядро до такой степени, что восстановится исходное тепловое равновесие. Такова физическая картина модели Дилке—Гафа. Неустойчивости, приводящие к перемешиванию, зависят от гармоник l и номера моды g (количественную теорию см. в работе Кристенсена-Далсгаарда и Гафа [87]).

С нашей точки зрения наиболее важным здесь является то, что в отличие от стандартной модели неустойчивость впервые появляется (рост амплитуды колебаний со временем) при низких l - и n (g_1 и g_2)-модах. Так, первые периоды стабильных колебаний $1^h 7$ и $2^h 36$ появляются при $l = 1$ у мод g_1 и g_2 соответственно (см. [87], табл. 1), тогда как в стандартной модели эти периоды возникают при $l = 2$ и модах $g_8 - g_{10}$, см. [18, 19]. Для тех же мод колебаний амплитуда смещений не исчезает в центре и потому вызывает относительно большую амплитуду в генерации энергии. Первая неустойчивость — наступление роста амплитуды таких колебаний и рас-

ширения — возникает после $2 \cdot 10^8$ лет, и скорость ее развития — расширения — $\sim 4 \cdot 10^7$ лет. Эта стадия временно охлаждаемого ядра из-за перемешивания и выравнивания химического состава с длительностью порядка шкалы Гельмгольца—Кельвина (~ 10 млн. лет) будет характеризоваться низким выходом νf и падением солнечной постоянной. Такое состояние может быть связано с временным наступлением ледниковых периодов (по мнению Дилке и Гафа). То, что последнее обледенение относится к эпохе плейстоцена ($1,5 \cdot 10^4$ лет), свидетельствует тогда о том, что Солнце еще не ушло от последней стадии охлаждения [77]. Затем Солнце возвращается в исходное состояние, и процесс повторяется снова. В этой теории выбор Z и X (в [87] принято $X = 0,735$; $Z = 0,02$) не играет такой критической роли, как в случае стандартной модели: состав из-за временно возникающего перемешивания будет тот же, что и у атмосферы Солнца. Это одно из важных преимуществ теории Дилке—Гафа. Вторым ее важным (уже упомянутым) достоинством является то, что она допускает наличие долгопериодических (в частности, 160^m) колебаний у низших, наиболее легко возбудимых гармоник l мод g . Она может объяснить временный дефицит потока νf , если мы считаем, что живем в эпоху продолжающегося охлаждения внутренней зоны Солнца. Она указывает весьма правдоподобный физически триггерный механизм возбуждения колебаний.

Были высказаны сомнения в концепции Дилке—Гафа. Теоретически не изучен вопрос о взаимодействии колебаний и конвекции, и неясен механизм, который при росте амплитуды колебаний приведет к перемешиванию (Роксбург [82]). Перемешивание приведет к уменьшению потока νf , если: 1) длительность стадии перемешивания ($\sim 10^7$ лет по Дилке и Гафу) меньше времени жизни ядер He^3 ($\sim 10^5$ лет); 2) перемешано более 40—50% массы внутренних слоев Солнца (тогда νf будет $\sim 1,45$ SNU). Кроме того, изменение светимости L , сопровождающее чередование изменений νf и фаз перемешивания, слишком велико, не менее 10% (Руд [88]) и даже 40% (Ульрих [89]). Сроки чередований колебаний L не соответствуют срокам глобальных колебаний температуры Земли (см. выше, п. а.). Ульрих [90] не нашел также никаких существенных изменений в структуре стандартной модели Солнца при наличии амплитуд колебаний до 80 км/с, тогда как наблюдаемые колебания в $\sim 10^5$ раз меньше. Однако он ввел слишком много упрощений: брал возмущение только двух мод, g_1 - и f -мод; для чего использовал зависимости возмущения температуры $\delta T/T$ от массы $M(r)$, выведенные для политропы $n = 3$ Каулингом [91] для g_1 -моды и Шварцшильдом [92] для чисто радиальной моды, хотя эти последние специфицированы для а priori заданных амплитуд на поверхности 23,5 и 17,2 км/с. Этот выбор явно произволен. Кроме того, при таких больших амплитудах необходимо рассматривать нелинейную задачу (см. ниже). Затем он а priori считал, что в стандартной модели (и вообще в задаче о структуре звезд) амплитуда на поверхности тем больше, чем больше она в ядре (см. примеры противоположных случаев в работе Воронцова и Жаркова [43]). Поэтому соображения Ульриха мало подходят к рассматриваемой проблеме.

Независимо от геофизических последствий теории Гафа она является, на наш взгляд, наиболее развитой теорией, в которой рассматривается перемешивание материи и его возможные последствия для выхода нейтрино. Основные ее достоинства: а) выявление триггерного механизма колебаний, естественно возникающего при выгорании (водорода) в центре звезды; б) связанное с этим выявление долгопериодных колебаний (более 2^h) у низших l -гармоник и g -мод; в) показана фундаментальная роль перемешивания в эволюции Солнца; в частности, она открывает возможность эволюции и с медленным перемешиванием (Роксбург [93]).

Для полноты следует упомянуть также о возможности дополнительного переноса энергии акустическими волнами. Ньюэном и Фаулером [94] было найдено, что если $1/2$ всей энергии переносится этими волнами, то можно обеспечить нужный, низкий, поток нейтрино. Но обычно если амплитуда этих волн у поверхности мала, то она еще меньше внутри, что

может сделать перенос энергии волнами не эффективным (Руд [95]). Это замечание, однако, не всегда применимо, так как имеются решения линейной задачи с возрастающей амплитудой к центру.

Независимо от того, где «эпицентр» выделения термоядерной энергии — в центре или в близлежащем к нему сферическом слое, — в случае стандартной модели стратификация конвективно устойчива везде внутри модели, если

$$d \ln T / d \ln p < (\gamma - 1) / \gamma \approx 0,4 \quad (64)$$

(для одноатомного газа и пренебрежимом давлении радиации $\gamma = 5/3$), и перемешивание невозможно.

Однако допустим вместе с Гафом, что возмущения все-таки возникают (за счет подтока горючего материала или, например, за счет колебаний типа p - или g -мод, возникших в основании конвективного слоя у поверхности (см. [96]), g -моды распространяются к центру без затухания, если их частота больше величины ω_{conv} — частоты переворачивания слоев). В [97] показано, что даже при ничтожном возмущении плотности у центра $\delta \rho / \rho = 10^{-6} \div 10^{-9}$ возникают нелинейные, квазипериодические колебания, которые, отражаясь от поверхности звезды, поддерживают стационарным возмущение в центре, образуя подобие системы с «обратной связью», см. след. п. 10).

В случае переноса энергии конвекцией поток турбулентной энергии можно представить в виде [98]

$$H_t = g \frac{C_p \mu}{R} \left[\left(\frac{d \ln T}{d \ln p} \right)_{\text{rad}} - \left(\frac{d \ln T}{d \ln p} \right)_{\text{ad}} \right] \overline{\rho v l}, \quad (65)$$

где g — ускорение силы тяжести, R — газовая постоянная, $C_p = R / (\gamma - 1) \approx 3R/2$, μ — молекулярный вес ($\sim 1,3$ для внутренних слоев Солнца), индексы rad и ad обозначают лучистый и адиабатический. У центра стандартной модели хорошо выполняется условие (64) $\rho \sim T^3$, так что $(d \ln T / d \ln p)_{\text{rad}} = 1/4$, а величина $(d \ln T / d \ln p)_{\text{ad}} = (\gamma - 1) / \gamma = 0,4$. Величина в квадратных скобках (65) будет 0,15.

Принимая согласно вычислениям собственных функций в [43] расстояние между узлами g -мод $\sim R_{\odot} / 25$ в качестве величины, характеризующей длину перемешивания l , и принимая скорость колебаний Солнца согласно нашим измерениям $v = 10^2$ см/с и величину $g = GM(r) / r^2 \approx 3,45 \cdot 10^5$ (считая $M(r) \approx 0,02 M_{\odot} \approx 4 \cdot 10^{31}$ г согласно стандартной модели [64]), получаем

$$H_t > \sim 2,7 \cdot 10^{15} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{с}, \quad (66)$$

тогда как радиативный поток $H_r = L(r) / 4\pi r^2 < L / 4\pi r^2$ при $r \approx l$ будет $H_r \leq 3,86 \cdot 10^{13}$ эрг/см²·с, т. е. в ~ 100 раз меньше.

Этот результат хотя и хорошо известен (см., например, [99])¹, но полезный, так как содержит оценку применительно к рассматриваемому нами случаю, когда характерный размер вихря порядка расстояния между вычисленными узлами g -мод. Если g -моды вызывают конвекцию, то поток тепла может быть подавляюще большим. В случае устойчивой стратификации стандартной модели $H_t < 0$, и процесс приводит (если он вынужден) к накоплению очень большой энергии внутри звезды, так что наружная конвективная зона (если она достаточно развита) может стимулировать быстрое накопление тепла в центральной области, которое приведет к нарушению теплового и гидростатического равновесия и неустойчивости (расширению), взрывной или вековой, как у Гафа.

Здесь остается неясным вопрос о взаимодействии мод колебаний (p - и g -мод) и конвекции (см. следующий п. 10). Но если, действительно, механическое возбуждение колебаний наружной конвективной зоной эффективно (что сомнительно, см. следующий п. 10), то эффект аккумуля-

¹ Здесь отмечено, что даже скорости движения около нескольких метров в секунду достаточно для эффективной конвекции.

ции волн у центра может стать триггерным механизмом усиления потока фотонов (благодаря усиленной гидростатической диффузии), который приведет из-за расширения, к уменьшению непрозрачности и облегчению выхода потока нейтрино, как отмечено в [96]. Кроме того, так как конвективная зона увеличивается с уменьшением массы звезды (см. выше), то мы должны бы ожидать более эффективного возбуждения колебаний у звезд малой массы, чем у звезд большой, что не является характерным, например, для пульсирующих звезд (например, звезды типа β Сер, звезды В0 — В5 практически не должны иметь наружной конвективной зоны, см. [100]).

Мы видим, что ввиду непомерных трудностей со стандартной моделью не лишено оснований рассмотрение модели Солнца с перемешиванием (конвективной модели, см. ее формулировку в [99], гл. III, уравнения (3.72—4), (3.86)). Подобная модель была недавно рассмотрена Д. Гафом¹. Это химически однородная модель в том смысле, что X и Z приняты постоянными (с целью расчета непрозрачности и уравнения состояния). В этой модели $Z = 0,02$ и X выбрано так, чтобы дать правильную светимость $L = 3,83 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Получаем $X = 0,677$, так что $Y = 0,30$; в рамках обычных представлений стандартной модели это соответствует самой поздней стадии эволюции Солнца (когда 30% водорода превратилось в гелий). Предполагается также, что нет никакого перемешивания He^3 при расчете скорости ядерных реакций. Очевидно, что для равномерного распределения X должен существовать процесс перемешивания на шкале времени $\leq 4,7 \cdot 10^9$ лет, но время выравнивания для He^3 в областях генерации энергии значительно меньше, чем этот возраст. Отношение длины перемешивания к шкале высоты α было выбрано 1,2 с тем, чтобы получить правильный радиус. Глубина внешней конвективной зоны $\sim 0,2 R_\odot$. Центральная температура модели $1,43 \cdot 10^7$ К, что дает небольшой выход нейтрино, около 1,6 SNU. (О собственных колебаниях этой модели см. следующий раздел.)

Мы думаем, что в настоящий момент эта модель предпочтительнее стандартной модели.

10. О теориях глобальных колебаний Солнца

Простейшая интерпретация наблюдаемых нами колебаний — чисто радиальные пульсации. На это наталкивает удивительное сходство наблюдаемого основного периода 160^m с периодом, следующим из простой формулы Риттера для радиальных пульсаций, дающей для частоты: $\omega^2 = (3\gamma - 4)g/R_\odot$, и период $P = 2\pi/\omega = 2^h47^m$ при $\gamma = 5/3$, т. е. почти то значение, которое мы имели бы, если бы Солнце было однородной сферой. Известно, что для неоднородных моделей, например при плотности $\rho \sim r^{-2}$, или для модели Роша получаются более короткие периоды (см., например, Росселанд [101]). Более аккуратно этот вопрос можно рассматривать на основе результатов для политропных газовых шаров (Чандрасекар и Лебовиц [102], Дж. Кокс и др. [103]). Для политропных шаров величина $\sigma^2/4\pi G \rho_m \lambda$ зависит от отношения $\lambda = \rho_c/\rho_m$ (ρ_m и ρ_c — средняя и центральная плотности соответственно): периоды убывают с возрастанием λ и политропного индекса n для всякой моды колебаний (пульсационной, трансверсальной, торидиальной и других мод [102]). Т. е. период тем меньше, чем больше концентрация материи к центру, см. рис. 29 (зависимость периода [102] от n или ρ_c/ρ_m). Оказалось (см. [1]), что периоды слишком короткие для всех политроп, кроме тех, для которых $n \lesssim 0,5$. Это ведет к концентрации $\lambda = 1,5$ и $\rho_c = 2,0$, а $T \approx 6,5 \cdot 10^6$ К. При молекулярном весе $\mu = 0,6$ ($X = 0,73$; $Y = 0,26$; $Z = 0,014$) мы получаем столь низкую генерацию энергии от протон-протонной реакции

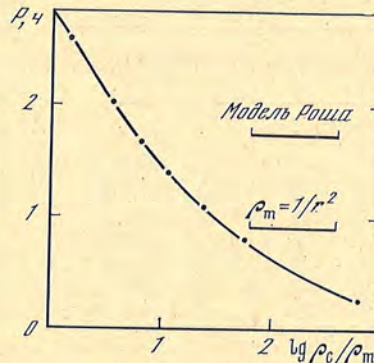
(см. Ривс [104], формула (3.6)), что светимость $L = \int_0^{R_\odot} \varepsilon(p, p) 4\pi r^2 \rho dr$

¹ После нашего с ним обсуждения проблемы (в сентябре 1979 г.).

будет $2,5 \cdot 10^{29}$ эрг/с, т. е. в $\sim 10^4$ раз меньше, чем необходимо. Выход нейтрино при этом будет ничтожным, что не противоречит наблюдениям. Но почти однородная модель Солнца, кроме того, неустойчива по критерию Релея—Тэйлора: наступает переворачивание слоев, их перемешивание; при этом звезда может расширяться и охлаждаться.

Далее, как показали исследования Кристенсен-Далсгаарда и Гафа [18] для стандартной модели (при $Z = 0,02$; $X = 0,735$ в нулевом возрасте), колебания 160^m (представляемые, как обычно, в линейном приближении в виде $e^{i\sigma t} Y_l^m(\vartheta, \varphi) R_l^m(r)$, где $Y_l^m(\vartheta, \varphi)$ — сферическая функция, а σ — частота колебаний, R — функция только радиуса) должны соответствовать низшим гармоникам l и наиболее низким обертонам σ . Это

Рис. 29. Зависимость периода колебаний от концентрации плотности к центру звезды (ρ_c/ρ_m)



не могут быть чисто радиальные колебания ($l = 0$, p -моды), так как в линейном приближении они имеют периоды не выше $\sim 60^m$; высшие обертоны (p_1 , p_2 и т. д.) пульсаций имеют периоды более короткие. Для квадрупольного ($l = 2$) колебания p -моды и f -моды имеют периоды не выше $\sim 40^m$ (с ростом l наиболее длинный период p -моды понижается). Поэтому p -моды (акустические волны малой амплитуды, продольного типа, вдоль радиуса, — расширения или сжатия) не могут быть ответственны за колебания с периодом более $100\text{--}120^m$, которые нас интересуют¹. Колебания подходящего периода возникают у квадрупольных мод $l = 2$, но для g -мод высокого порядка, начиная с g_8 и до g_{12} . На величину периода заметно влияет выбор Z в модели Солнца. Для $Z = 0,02$ нужны g -моды большего порядка, чем при $Z = 0,04$; так, при $Z = 0,02$ период для моды $g_8 = 130^m$, $g_9 = 142^m$, $g_{10} = 154^m$, $g_{11} = 167^m$, $g_{12} = 180^m$, тогда как при $Z = 0,04$ имеем периоды мод: $g_{10} = 147^m$, $g_{11} = 159^m$, $g_{12} = 171^m$.

Здесь уместно отметить, что наши измерения за 1977 г. (см. [2]) показали наличие трех значимых мод с периодами, близкими к последним трем значениям: ~ 148 , 160 , 171^m . В дальнейшем, однако, эти осцилляции не наблюдались, кроме 160^m . Но это не исключает, что некоторые обертоны g -мод являются недолговременными, так же, впрочем, как и 160^m -колебание, которое практически отсутствовало в 1976 г., а затем появилось вновь с той же фазой. Вопрос о выживании и в особенности о триггерном механизме, причинах возбуждения колебаний будет рассмотрен ниже.

Но простое сопоставление наблюдаемых периодов с вычисленными по линейной теории периодами g -мод дает основание думать, что согласие здесь не случайно. (Отсюда, однако, как справедливо указано в [18], нельзя еще делать вывод о том, что $Z = 0,04$ для основной массы звезды, именно потому, что из измерений мы точно не знаем, какая гармоника l возбуждается. Например, при $l = 1$, $l = 2$ и $l = 3$ теория дает сходные значения (но для разных обертонов g) периодов, см. [81].)

¹ Как известно, согласно классификации Каулинга [91] в простейших случаях в линейной теории все колебания делятся на три типа: p -моды — стационарные акустические волны, f -моды — поверхностные волны и g -моды — внутренние гравитационные волны (движения, связанные с деформацией поверхностей уровня и протекающие вдоль этих поверхностей).

В частности, это касается и периода 160^m . Аналогичная ситуация имеет место и для так называемой «грязной модели» [81], где Z очень мало внутри, а на поверхности, благодаря контаминации («загрязнению»), такое же, как оно наблюдается сейчас в атмосфере Солнца. Это обстоятельство делает диагностику строения Солнца по одному типу колебаний неустойчивой и неоднозначной. Однако объяснение 160^m -колебаний в рамках линейной проблемы собственных значений высшей гармоникой (около 10) g -мод встречается с возражением: почему возбуждаются именно высшие гармоники и среди них одна 160^m , столь стабильная по фазе? Более естественно было бы ожидать возбуждения низших g -мод. То, что это может быть связано со стандартной моделью Солнца, следует из [87]. Для потенциально

Таблица 13

l	Мода g	Период, мин	Стандартная модель. Период, мин
1	g_1	107	(65, 1)
	g_2	151	(90, 8)
	g_3	197	(114, 5)
2	g_1	74	35, 1 (57, 3)
	g_2	97	61, 5 (65, 6)
	g_3	123	70, 9 (77, 1)
	g_4	150	81, 8 (89, 1)
	g_5	178	93, 8 (102, 0)

неустойчивой модели с появлениями временного перемешивания для гармоник $l = 1$ мода $g_2 \approx 2\frac{1}{2}$ может давать устойчивые колебания при появлении (через $3 \cdot 10^8$ лет) возле центра источника в виде шарового слоя, где горят He^3 и H . Возможно, что некоторая модификация этой модели может дать период $2\frac{1}{2}40^m$ для g_2 -моды, но едва ли для моды g_1 . (Для g_1 все вычисленные в [87] периоды более $1\frac{1}{2}7$ лежат в области неустойчивости — непрерывного роста амплитуды. Для $l = 2$ моды g_1 и g_2 имеют пе-

риоды менее $1\frac{1}{2}5$ и все в области неустойчивости.) Поэтому возникает возможность получения нужного периода в стадии, когда наступает полное перемешивание (модель Гафа, упомянутая в конце предыдущего пункта). В табл. 13¹ приводятся некоторые g -моды для такой модели, вычисленные в обычном линейном, адиабатическом приближении (значения в скобках взяты из [81]).

Мы видим, что для модели химически однородного Солнца (полное перемешивание) при $Z = 0,02$ и $X = 0,677$ (содержание водорода, дающее правильную светимость) периоды для одних и тех же мод получаются существенно длиннее, чем те, которые дает стандартная модель. Изменяя немного Z , можно было бы сдвинуть период g_2 ($l = 1$) от 151^m к 160^m и, вероятно, период g_4 ($l = 2$) от 150^m к 160^m . Следует отметить, что именно эта мода g_2 низкого порядка ($l = 1$) возбуждается, а не другие, если только она имеет период, близкий к периоду моды g_2 при $l = 2$. В этом случае может возникать сильное нелинейное взаимодействие между модами («резонанс»). Это возможно, так как мы наблюдаем скорее всего моду $l = 2$ (если не $l = 0$!); наша измерительная техника едва ли позволяет «видеть» моды $l = 1$ и $l = 3$ (см. выше п. 7).

Недавнее обнаружение глобальных 5^m -колебаний всего диска с амплитудой ~ 1 м/с дает дополнительное важное ограничение на тип колебаний и, возможно, на строение Солнца. Эффект когерентных колебаний от всего диска может возникать только для низших гармоник $l = 0, 1, 2$, но при очень высоком числе узлов внутри ($n \gtrsim 20$) в отличие от известных некогерентных по диску Солнца, нестационарных, с амплитудой ~ 100 м/с, 5^m -колебаний, обнаруженных впервые Лейтоном и др. [105], которые являются акустическими p -модами высокого l . Всякие локальные колебания (5^m Лейтона, в частности) отличаются от глобальных отношением их периода к времени их возможного распространения вокруг Солнца. Очевидно, для первых, охватывающих все Солнце, это отношение значительно больше, чем для вторых (где характерный размер когерентности не более $3 \cdot 10^4$ км).

При очень высоком порядке — обертоном n (число узлов внутри Солнца) имеет место асимптотическая формула

¹ Любезно предоставленной нам д-ром Д. О. Гафом.

$$\omega_{n,l} \sim \frac{\pi}{2} (2n + l + \varepsilon) \left(\int_0^{R_\odot} \frac{dr}{c} \right)^{-1}, \quad n \rightarrow \infty, \quad (67)$$

где c — скорость звука, ε — константа, зависящая от строения звезды (для политропы $\varepsilon = m + 2,5$, m — индекс политропы), см. Вандакуров [106]. Как следует из работы Клавери и др. [12], обнаруживших впервые эти колебания, а также из измерений, выполненных Греком и др. [13], и наших измерений [14], наблюдаемые частоты имеют концентрацию в районе 2,5–4,5 мГц, в среднем возле 3 мГц, состоящую из дискретных компонентов, разделенных интервалом ~ 68 мкГц (см. выше, п. 8). Из (67) следует, что

$$\omega_{n,l+1} \approx \frac{1}{2} (\omega_{n,l} + \omega_{n,l+2}), \quad \omega_{n,l} \approx \omega_{n-1,l+2}, \quad n \rightarrow \infty, \quad (68)$$

т. е. частота каждого колебания лежит примерно посередине между соседними частотами — предыдущего и последующего, так что чередование пиков в спектре мощности связано с тем, что мы, возможно, имеем чередование пиков от двух гармоник, l и $l + 1$ (например, $l = 0$ и $l = 1$ или $l = 1$ и $l = 2$), так что четные l лежат посередине между нечетными. Возможно, что имеется также тонкая структура пиков мощности, которую Грек и др. (см. [13], рис. 1, 2) приписывают наличию $l = 0$ и $l = 2$, а также $l = 1$ и $l = 3$ гармоникам (при $n \geq 16$). (Эти дублеты разнесены на расстояние 68 мкГц, их расщепление чередуется и немного отличается для четных и нечетных мод.) Структура затухает за 2 дня (авторы оценивают $Q = 600$), затем «спазматически» появляется вновь. В [107] сделана попытка объяснить появление этой структуры с учетом влияния на собственные частоты некоторой изотермической атмосферы. Дело в том, что при частоте, близкой к частоте «обрезания» (Лэмб [108]),

$$\nu = c/2H = \gamma g/2c \quad (69)$$

(здесь H — высота однородной атмосферы, $H = c^2/\gamma g$; период — $4\pi H/c$), которая для солнечной атмосферы составит около 5 мГц, колебания начинают отражаться от атмосферы, причем чем ниже частота, тем глубже уровень (H), при котором наступает отражение (см. [107]), и тем больше влияние инерции атмосферы. Наблюдаемые частоты $\nu \approx 3$ мГц, поэтому они будут в известной мере отражаться от подфотосферных слоев. Недавняя попытка [107] специфицировать модель по наблюдаемым 5^m-колебаниям, однако, не дала однозначного ответа: почти все модели Солнца с учетом влияния атмосферы дают очень близкие значения частоты для расстояний между пиками: эти частоты оказались нечувствительными к модели Солнца.

Однако возникает возможность считать, что гармоники $l = 0, 1, 2, 3$ и, возможно, $l = 4$ реально существуют (наиболее сильные $l = 1$ и $l = 2$, см. Грек и др. [13], рис. 2); пока еще трудно сказать, как это отразится на поведении спектра в области низких частот, где наблюдается колебание 160^m. Возможно, что часть наблюдаемых пиков мощности в этой области можно отождествить с теоретическим спектром. Вероятно также, что ряд пиков получается в результате биения стабильного 160^m и нестационарных долгопериодных колебаний с 5-минутным (в среднем) колебанием. Эти вопросы рассмотрены в [109].

Вполне естествен, однако, вопрос, как и почему возникает на первый взгляд разрыв в спектре колебаний от 5^m до 160^m без явно выраженных промежуточных значительных пиков в интервале от 3–7^m до 100–200^m (если не считать «артефактных» частот). Прежде всего не исключена возможность чисто радиальной гармоники $l = 0$, p_0 , как это следует и из работы Хилла [29], а также из (k, ω) диаграмм Дейбнера и др. [110]. В [110] довольно отчетливо выделяется, в широком диапазоне k от $\sim 1,3$ до $\sim 0,1$, дискретная полоса с постоянным, низким значением $\omega \approx 0,2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, что соответствует максимальным характерным размерам на дис-

ке $\geq 10^4$ км и периоду $52^m 3$, близкому к периоду p_0 -моды чисто радиальной пульсации. Далее, в области более 100^m наши измерения, помимо 160^m -колебания, показывали (до 1977 г.) наличие колебаний с периодами $171,1$; $148,4$; $134^m 5$. Как видно из [2], статистическая значимость этих колебаний была не ниже (а иногда и несколько выше), чем для колебания 160^m (по отношениям $2A'/\sigma$, критерию F -чисел и критерию Лафлера — Кинмана). Далее, спектр мощности по данным Грека и др. [13] из наблюдений на Южном полюсе Земли показывает большое количество пиков, кроме 160^m ; некоторые из них, почти наверно, не связаны с суточным эффектом вращения зеркал (и периодического изменения условий отражения и поляризации) и могут представлять реальные гармоники солнечного происхождения, как, например, пик 160^m и очень мощный пик $128^m = (4/5) 160^m$. Поэтому вопрос скорее сводится к тому, почему колебание 160^m является наиболее стационарным и существует уже около 7 лет (кроме 1976 г., когда оно почти исчезло и его амплитуда была даже меньше, чем амплитуда его 80^m -обертона). Поэтому в настоящее время было бы весьма преждевременным утверждать, что имеется только одно реальное колебание 160^m и 5-минутные колебания Солнца. Несомненно, что колебание 160^m обладает удивительным свойством сохранять свою фазу в течение всех 7 лет, хотя амплитуда его подвержена заметным колебаниям, возможно, даже периодическим — с периодом вращения Солнца $27^d 2$.

Уместно в связи с этим обратить внимание на то, что, как было сказано выше, в простом случае изотермической, плоской атмосферы существует колебание (см. Лэмб [108]) с периодом $4\pi H/c$, где H — высота однородной атмосферы, а c — скорость звука, которое является как бы «предельным колебанием», к которому «стремятся» все возможные нестационарные колебательные движения атмосферы (представляемые интегралом Фурье, см. Лэмб [108], с. 126). Вероятно, сходная картина должна быть и в случае колебаний газового шара — Солнца. Соответствующее характерное предельное колебание будет иметь, очевидно, период по порядку величины $T_{пр} \sim 4\pi R_\odot/\bar{c}$, где $\bar{c}$ — некоторая усредненная скорость звука (например, при $\bar{c} = 10^8$ см/с $T_{пр} = 146^m$, см. ниже о колебаниях политропного шара с $n = 3$).

Обратимся теперь к проблеме *возбуждения колебаний*. В принципе, как отмечено в [111], могут существовать два источника — механизма возбуждения: 1) тот, при котором энергия передается движением как бы от «внешнего» источника энергии, например от избытка тепла, и, вероятнее всего, вследствие усиления или ослабления генерации энергии от ядерных реакций (из-за подтока ядерного горючего H или He³), и 2) когда источником является турбулентия или конвекция, связанная некоторым взаимодействием (типа резонансного) с модами колебаний.

Рассмотрим сперва второй источник. Здесь можно было бы говорить о передаче энергии от турбулентного конвективного движения (например, из внешней зоны конвекции [96]) и переносе энергии от других мод осцилляций. Правда, второй механизм не является первопричинным, а является следствием линеаризации задачи, и формально он связан с появлением резонансных мод для разных l . В обоих случаях возбуждение является существенно нелинейным процессом, трудно поддающимся анализу. Первопричиной в этом типе возбуждения могут быть систематические, неустойчивые по отношению к турбулентности типы движения, такие, как меридиональная циркуляция, гигантские конвективные ячейки, вращение и другие, а также магнитное поле.

Хаотическое возбуждение чисто радиальных колебаний (p -моды) турбулентной конвекцией рассмотрено в работах Гольдрейха и Килли [112, 113], которые основывались на оценке того, до какой степени нормальные моды могут реагировать на флуктуации, вызванные конвекцией. Этот эффект зависит не только от интенсивности тех и других движений, но и от их *геометрии*. Т. е. для приведения в действие определенной моды нужен компонент турбулентного движения, специфический для этой моды. (Поэтому p -моды вызываются возмущениями давления, а g -моды — вихре-

вой составляющей движений.) Так как структура турбулентной конвекции неизвестна, то авторы [112] ограничиваются оценкой вкладов, которые она привносит в интегралы момента, описывающие связь обоих типов движений. Они оценивают энергию моды примерно равной энергии отдельного конвективного вихря, который может находиться в резонансе с модой колебания. Это вполне естественный и физически понятный вывод, если а priori допустить, что источник колебаний — турбулентность. (В этом случае период моды сравним с периодом «переворачивания» ячейки — вихря.) Полученные таким образом амплитуды оказываются *слишком малыми*, по крайней мере в 10 раз меньше, чем те, которые следуют из измерений Хилла [29], Брукса и др. [17]. Отсюда Гаф [111] справедливо заключает, что или возбуждаются нерадиальные моды, или возбуждение не связано с турбулентностью.

Хотя анализ в [112] сделан обстоятельно, едва ли в принципе можно считать конвекцию и турбулентность *источниками* возбуждения плазменных колебаний вообще. Скорее всего, во всяком случае в лабораторных условиях, глобальные колебания могут вызвать (и выродиться в) турбулентность и конвекцию. Энергия турбулентных элементов плазмы обычно оказывается недостаточной для приведения ее в целом в колебательное состояние¹. Это связано также с тем, что глобальное, для всего газового шара Солнца в целом, затухание пульсаций из-за турбулентности хотя и является эффективным агентом *векового* затухания пульсаций, на шкале времени порядка *года* оказывается незначительным. Это следует из работы [61] одного из авторов, где для турбулентного затухания пульсаций в рамках представлений о средней длине перемешивания $\bar{l}$ дано выражение для времени затухания (см. [61], (3.17))

$$\tau_t' \approx \frac{3}{4} \frac{n+1}{4\pi G \gamma J(n)} \frac{RT_c}{\mu \mu_0}, \quad (70)$$

полученное методом теории возмущений, если считать коэффициент турбулентной «вязкости» $\mu_0 = \overline{\rho c_t l}/3$ постоянным в области, где стандартная модель представляется политропным шаром с индексом $n = 3$ (что допустимо согласно п.9, (61)). Здесь

$$J(3) = \frac{1}{3^{1/2}} \int_0^{\xi_0} \xi^4 \left[\frac{d}{d\xi} (\vartheta^{-1/4} \eta) \right]^2 d\xi / \int_0^{\xi_0} \xi^4 \vartheta^3 \eta^2 d\xi \quad (71)$$

для политропного шара $n = 3$ (ξ и ϑ — переменные Эмдена), если для амплитуд пульсаций $\eta = A/r$ принять распределение, полученное в [61] при $\gamma = 5/3$. Принимая для конвективной модели (см. предыдущий п.9) $T_c = 1,40 \cdot 10^7$, $\bar{\rho} = \rho_c \approx 125$, $\bar{l} = R_\odot/25$, $c_t = 10^2$, $\mu = 0,6$ ($J(3) = 1,56$, если ограничимся интегрированием по сфере, содержащей 85% всей массы; на периферии $J(3)$ расходится), получим $\tau_t = 10,8$ лет ≈ 11 лет (совпадение с циклом активности случайное!). Это скорее нижний предел, так как, вероятно, $c_t < 10^2$ и $\bar{l} < R_\odot/25$, а среднее $\bar{\rho} < \rho_c$.

Незначительная роль турбулентности в колебаниях следует также из оценки числа Ричардсона

$$Ri = N^2 / \left| \frac{dv}{dz} \right|^2 \approx \frac{g}{l} (\nabla_{ad} - \nabla) / \left| \frac{dv}{dz} \right|^2, \quad (72)$$

где N — частота перевертывания (буансу), g — ускорение силы тяжести, ∇ — градиенты температуры относительно давления. Используя данные предыдущего пункта, т. е. принимая $g \approx 3 \cdot 10^5$, $l \approx 3 \cdot 10^9$, $\nabla_{ad} - \nabla \approx 0,15$, скорость $v \approx 100$ см/с, $\left| \frac{dv}{dz} \right| \approx \frac{100}{H}$, получим

$$Ri \approx \frac{g (\nabla_{ad} - \nabla)}{l (v/H)^2} \approx \frac{gH (\nabla_{ad} - \nabla)}{v^2} \approx 10^{10}, \quad (73)$$

¹ Этим замечанием мы обязаны Б. Б. Кадомцеву.

т. е. очень большое число, тогда как для развитой турбулентности должно быть $Ri < 1/4$. Для g -мод возле периода 160^m (при l от 1 до 4) проблема возбуждения и затухания была рассмотрена недавно Кили [114], который обнаружил, что радиативная диссипация ниже конвективной зоны — основной агент рассеяния энергии, действие которого делает недостаточным такие механизмы возбуждения колебаний, как ядерные реакции (p , p -цикла), турбулентность и конвекция. Затухание из-за турбулентной вязкости также пренебрежимо. Найдено усиление всех видов затухания с ростом порядка гармоники l .

Вывод о важной роли радиативного затухания не новый, он получен впервые в 1931 г. [115], подтвержден в [61] и в ряде других работ. В [61] приведены следующие данные о времени затухания колебаний (пульсаций, в годах) из-за различных факторов.

	Звезды-гиганты	Звезды-карлики
1. Газовая вязкость τ_G	10^{15} лет	10^{11} лет
2. Радиативная вязкость τ_R	10^{10} »	10^{12} »
3. Турбулентная вязкость τ_t	$>10^3-10^4$ »	$1-10$ »
4. Радиативная проводимость τ_H	10^4-10^5 »	10^6 »

Из этих данных видно, что роль радиативной проводимости доминирующая (если не считаться с τ_t для карликов) и по порядку величины совпадает с оценкой Кили [114] ($3 \cdot 10^4$ лет), хотя для карликов наша оценка τ_R дает большее время затухания. Что касается турбулентной вязкости, то здесь оценки вообще очень неуверенные, — наша оценка представляет, как сказано выше, верхний предел скорости затухания для Солнца (к сожалению, Кили не объясняет, как он получил свою оценку). Но если даже оценка Кили ближе к истине, она еще сильнее подчеркивает недостаточную роль турбулентности в возбуждении колебаний. Его результат о недостаточной роли ядерных реакций (время возбуждения пульсаций $\sim 10^6$ лет) является неубедительным (если не неверным), так как, по-видимому, он не учел чрезвычайной чувствительности скорости реакций к температуре, а также необходимости отойти от линейного приближения, что проиллюстрировано, например, в работе Вольфа [116].

Есть, кроме того, очень веское феноменологическое свидетельство несостоятельности турбулентного механизма возбуждения: с таким механизмом совершенно не увязывается тот факт, что 160^m -колебание хотя временно исчезает (на 1—3 мес.), затем появляется вновь с той же фазой. Невозможно представить себе, как статистический процесс турбулентной конвекции может восстанавливать всегда идентичную фазу колебания. Он скорее замазывает и затушевывает процесс, который возбужден и поддерживается очень точно действующим, гораздо более мощным фактором.

Поэтому едва ли можно согласиться с выводом Гафа [111] о том, что наши измерения могут относиться только к квадрупольным g -модам (так как амплитуда по данным [112] и [114] существенно меньше, чем измеренная нами и другими наблюдателями), поскольку при этом а priori считается, что колебательные движения вызываются турбулентностью. В то же время автор [111] приходит к верному, на наш взгляд, выводу, что наблюдения явно указывают на то, что колебания не возбуждаются стохастически турбулентными флуктуациями. Но это так не по причине большей, чем по оценкам Голдрейха — Кили, амплитуды, а по причине необыкновенной устойчивости фазы. Эта стабильность фазы приводит Гафа к выводу, что существует точная фазовая когерентность между резонансными модами (например, для разных l). Но такие резонансы — явление очень редкое, поэтому возможно, что резонанс сохраняется только для нескольких мод и не является стационарным.

Однако вообще не исключено, что 160^m -колебание не соответствует ни одной из линейных собственных мод колебаний и представляет собой особо устойчивый период нелинейных колебаний. В [97] рассмотрена следующая задача: допускается, что благодаря очень высокой чувствительности ге-

нерации энергии при (p, p) -цикле (выделение энергии у центра $\sim \rho T^{12}$) в ядре Солнца, ответственном за энергообразование (радиус ядра $\sim R_{\odot}/10$), происходит небольшое возмущение температуры (или плотности, так как в области $M(r) = 0,75 M_{\odot}$ плотность $\rho \sim T^3$), которое распространяется к поверхности. Решение нелинейной газодинамической задачи в адиабат-

ном приближении показывает, что через время $T \approx 2 \int_0^{R_{\odot}} \frac{dr}{c(r)}$ ($c(r)$ —

скорость звука) волна отразится от поверхности и вернется обратно к центру, вызвав здесь новое (такое же) возмущение, т. е. система работает как бы с «обратной связью» (затуханием возмущения можно пренебречь за время T). Величина T при чисто радиальных колебаниях политропы $n = 3$ заключена в пределах от 120 до 135 мин (при массе и радиусе Солнца) в зависимости от характера возмущения в ядре; при этом правильный порядок скорости на поверхности получается даже при крайне малом возмущении у центра ($\Delta\rho/\rho \approx 5 \cdot 10^{-9}$).

Наиболее важно при этом то, что при каждом отражении у поверхности в атмосфере Солнца возникает *волновой след* с периодом колебаний, близким к предельному периоду Лэмба, в нашем случае от 4,5 до 5 π 5, т. е. 5 π -глобальные колебания получаются при этом автоматически в сочетании с долгопериодическими возмущениями поверхности, приходящими от энергообразующего ядра. Мы думаем, что на этом пути, вероятно, удастся понять сложный характер глобальных колебаний Солнца.

Заключение

На вопрос, являются ли наблюдаемые колебания Солнца с периодом 160 π реальным, наше исследование отвечает утвердительно, большая его часть посвящена анализу того, почему нет оснований наблюдаемые колебания приписать какой-либо другой причине, кроме глобальных колебаний Солнца.

В самом деле, забегая вперед, можно сказать, что примененный метод наложения эпох эквивалентен анализу с помощью прямого преобразования Фурье и спектра мощности (этот последний анализ нашего материала будет дан в одной из последующих работ). В обоих случаях получается одинаковый результат: самый широкий по сравнению с остальными максимум мощности получается для 160 π (хотя он порой и не наибольшей амплитуды). Остальные пики мощности — это отдельные узкие выбросы, часть которых, вероятно, солнечного происхождения, но они кратковременные из-за неустойчивости фазы. Период 160 π обладает удивительной стабильностью фазы, и если возникают другие колебания Солнца, то 160 π -период является для них своего рода *предельным*, наподобие предельного колебания Лэмба для атмосферы Солнца и Земли. Период 160 π получается независимо от всяких возможных статистических причин, в частности от того, удален предварительно суточный дрейф или нет (это следует, в частности, из измерений на Южном полюсе Земли), и независимо от того, как удален этот дрейф (т. е. какой полином взят для его удаления). Этот период не может быть связан с эффектом дифференциальной прозрачности земной атмосферы. Он, конечно, не может иметь инструментальную природу. О реальности колебаний наиболее убедительно говорит то, что в четырех пунктах земной поверхности (Крым, Станфорд, Пик дю Миди и Южный полюс) он наблюдается (различными методами) *с одной и той же фазой*. Эта синфазность не может (как высказывалось в 1978 г.) быть отнесена за счет того, что величина 160 π помещается целое число раз в разности долгот между Крымом и Станфордом, так как та же фаза колебаний наблюдается на Южном полюсе, Кит-Пик [117] и Пик дю Миди. Наличие той же фазы колебаний на Южном полюсе исключает объяснение 160 π -колебаний как приливных атмосферных колебаний (где существуют только первые три гармоники 24 h/m , см. [54]). Хотя колебания ионосферы и могут иметь периоды от десятков минут до 3 h (см. Бир [54]), возмущения

оптической толщине ионосферы очень малы для объяснения колебаний потока видимого и радиоизлучения Солнца даже при амплитуде $\sim 0,1\%$, колебаний, сопутствующих измеренным 160^m -колебаниям фотосферы. Кроме того, хотя геомагнитные возмущения и показывают 160^m -периодичность (см. Тот [40]), они, как следует из работы Владимирского и др. [42], связаны, по-видимому, с ионосферой Земли, так как отстают на $\sim 50^m$ по фазе от солнечных колебаний.

Таким образом, наблюдаемое 160^m -колебание сопровождается колебаниями потока излучения в видимой области, в радиоизлучении и, вероятно, колебаниями общего магнитного поля Солнца и колебаниями геомагнитных характеристик. Вполне вероятно, что амплитуда 160^m -колебаний испытывает также периодические колебания с периодом $\sim 27,2$ — периодом вращения Солнца. Все эти факты трудно, если не невозможно, отнести за счет некоторых глобальных колебаний земной атмосферы.

Мы, однако, не знаем уверенно, каков характер наблюдаемых колебаний: являются ли они чисто радиальными пульсациями или нет, равно как мы не знаем, что является первичным для колебаний — изменения потока излучения или чисто динамические причины, глобальные сжатия и расширения Солнца. Это подлежит дальнейшему выяснению.

К сожалению, теория строения и колебаний Солнца не помогает ответить на вопросы, поставленные настоящей работой. Существующая теория внутреннего строения Солнца в настоящее время испытывает большие трудности: а) дефицит потока нейтрино, б) невозможность увязать термоядерную эволюцию химического состава Солнца с данными об эволюции Земли, в) невозможность в рамках принятой стандартной модели объяснить наблюдаемые колебания Солнца, не прибегая к искусственным допущениям о возбуждении высших мод (гравитационных или акустических). По-видимому, нельзя избежать вывода о необходимости перемешивания внутри Солнца на шкале времени хотя бы порядка возраста Земли, $4,7 \cdot 10^9$ лет: это снимет две первые трудности, но будет означать, что источники энергии Солнца почти иссякли (по крайней мере — за счет термоядерного (p, p)-цикла). Это улучшит также положение с пунктом в), так как делает возможным возбуждение колебаний нужного периода для низких гармоник и мод. Трудность с одновременным возбуждением 160^m - (и, возможно, других долгопериодных колебаний) и глобальных 5^m -колебаний, вероятно, можно устранить, если рассматривать механизм нелинейных колебаний с «обратной связью», когда волна возмущения, идущая из центра Солнца и отраженная от поверхности, периодически стимулирует усиление генерации источников энергии в центральном ядре Солнца, ответственном за энерговыделение. В этом случае возбужденные внутри Солнца колебания с длинным периодом вызывают волновой след с периодом около 5^m в атмосфере Солнца.

В заключение авторы выражают благодарность Д. Н. Рачковскому за рассмотрение вопросов статистической значимости и полезные советы в составлении программы, С. А. Бондаренко за вычисления на ЭВМ, Г. Я. Смирновой и Н. Г. Сунице за помощь в обработке материала. Авторы также с признательностью отмечают плодотворное сотрудничество при выполнении данной работы с Н. Н. Ерюшевым и Л. И. Цветковым (КАО АН СССР), С. Кучми (Институт астрофизики, Франция), Дж. Вилкоксом и Ф. Шеррером (Станфордский университет, США), Ж. Греком и Э. Фосса (обсерватория Ниццы, Франция). Много ценных замечаний и обсуждений было сделано в процессе этого исследования С. В. Воронцовым и В. Н. Жарковым (Институт физики Земли, Москва) и Д. Гафом (Кембридж, Англия), которым авторы также выражают большую благодарность.

Декабрь 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.*— Nature, 1976, vol. 259, p. 87.
2. *Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.*—Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1978, vol. 183, p. 61.
3. *Северный А. Б.*—Астрон. журн., 1966, т. 43, с. 465.
4. *Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т.*—Изв. Крым. астрофиз. общ., 1981, т. 65.
5. *Severny A.*—Nature, 1969, vol. 224, p. 53.
6. *Северный А. Б., Котов В. А., Цап Т. Т.*—Астрон. журн., 1979, т. 56, с. 1137.
7. *Dittmer P. H.*—Stanford Univ. IPR Rep., 1977, N 686.
8. *Grec G., Fossat E.*—Astron. and Astrophys., 1979, vol. 77, p. 351.
9. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.*—Astron. and Astrophys., 1980, vol. 88, p. 317.
10. *Stenflo J. O.*—In: Proc. 5th Europ. reg. meet. in astronomy «Variability in stars and galaxies». Liege: Inst. d'Astrophys. Liege, 1980, p. GL. 1.1.
11. *Холонов П. Н.*—В кн.: Методы исследования переменных звезд. М.: Наука, 1971, с. 307.
12. *Claverie A., Isaak G. R., McLeod C. P. et al.*—Nature, 1979, vol. 282, p. 591.
13. *Grec G., Fossat E., Pomerantz M.*—Nature, 1980, vol. 288, p. 541.
14. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.*—Solar Phys., 1981 bd. 74, bzl. 65.
15. *Scherrer P. H., Wilcox J. M., Kotov V. A. et al.*—Nature, 1979, vol. 277, p. 635.
16. *Deubner F.-L.*—In: Proc. 5th Europ. reg. meet. in astronomy «Variability in stars and galaxies». Liege: Inst. d'Astrophys. Liege, 1980, p. A. 2.1.
17. *Brookes J. R., Isaak G. R., Raay H. B. van der.*—Nature, 1976, vol. 259, p. 92.
18. *Christensen-Dalsgaard J., Gough D. O.*—Nature, 1976, vol. 259, p. 89.
19. *Iben I., Mahaffy J.*—Astrophys. J., 1976, vol. 209, p. L39.
20. *Рачковский Д. Н.*—Изв. Крым. астрофиз. общ., 1980, т. 61, с. 12.
21. *Hamilton W.*—In: Statistics in physical science. N. Y., 1964, Chap. 4.
22. *Lafler J., Kinman T. D.*—Astrophys. J. Suppl., 1965, vol. 11, p. 216.
23. *Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т.*—В кн.: Материалы Междунар. симпози. «Проблемы магнитных полей в космосе», Крым, 1976. М.: Астросовет АН СССР, 1976, ч. 2, с. 38.
24. *Scherrer P. H., Wilcox J. M., Severny A. B. et al.*—Astrophys. J., 1980, vol. 237, p. L97.
25. *Scherrer P. H., Wilcox J. M.*—In: Proc. 14th ESLAB Symp., The Netherlands. 1980. Solar phys., 1981 bd. 74.
26. *Brookes J. R., Isaak G. R., McLeod C. P. et al.*—Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1978, vol. 184, p. 759.
27. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.*—In: Proc. 2nd Europ. meet. on Solar physics «Pleins Feux sur la Physique Solaire». Toulouse: CNRS, 1978, p. 123.
28. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.*—Highlights of Astronomy, 1980, vol. 5, p. 453.
29. *Hill H. A.*—In: The new solar physics/Ed. J. A. Eddy. Col.: Westview Press, 1978, p. 135.
30. *Воронцов С. В.*—Письма в Астрон. журн., 1980, т. 6, с. 251.
31. *Christensen-Dalsgaard J.*—In: Proc. 5th Europ. reg. meet. in astronomy «Variability in stars and galaxies». Liege: Inst. d'Astrophys., 1980, p. A. 1.1.
32. *Ерюшев Н. Н., Котов В. А., Северный А. Б., Цветков Л. И.*—Письма в Астрон. журн., 1979, т. 5, с. 546.
33. *Котов В. А., Кучми С.*—УФН, 1979, т. 128, с. 730.
34. *Koutchmy S., Koutchmy O., Kotov V. A.*—Astron. and Astrophys., 1980, vol. 90, p. 372.
35. *Kotov V., Severny A., Tsap T. T.*—In: Proc. XVI Gen. IAU meet., Grenoble 1976. N. Y., 1977, p. 244.
36. *Северный А. Б., Котов В. А., Цап Т. Т.*—УФН, 1979, т. 128, с. 728.
37. *Livingston W., Milkey R., Slaughter C.*—Astrophys. J., 1977, vol. 211, p. 281.
38. *Deubner F.-L.*—Astron. and Astrophys., 1977, vol. 57, p. 317.
39. *Lockwood G. W.*—Science, 1975, vol. 190, p. 560.
40. *Toth P.*—Nature, 1977, vol. 270, p. 159.
41. *Гульельми А. В., Владимирский Б. М., Репин В. Н.*—Геомагнетизм и аэронавтика, 1977, т. 17, с. 930.
42. *Владимирский Б. М., Бобова В. П., Гульельми А. В. и др.*—Изв. Крым. астрофиз. общ., 1981, т. 64, с. 132.
43. *Воронцов С. В., Жарков В. Н.*—Астрон. журн., 1978, т. 55, с. 84.
44. *Fossat E., Grec G.*—In: Proc. 2nd Europ. meet. on Solar physics «Pleins Feux sur la Physique Solaire». Toulouse: CNRS, 1978, p. 151.
45. *Worden S. P., Simon G. W.*—Astrophys. J., 1976, vol. 210, p. L163.
46. *Gough D. O., Pringle J. E., Spiegel E. A.*—Nature, 1976, vol. 264, p. 424.
47. *Howard R., Harvey J.*—Solar Phys., 1970, bd. 12, blz. 23.
48. *Котов В. А., Кучми С., Северный А. Б., Цап Т. Т.*—Письма в Астрон. журн., 1980, т. 6, с. 421.
49. *Stenflo J. O.*—In: Proc. 2nd Europ. meet. on Solar physics «Pleins Feux sur la Physique Solaire». Toulouse: CNRS, 1978, comment in discus., p. 154.
50. *Никитинская Н. И.*—В кн.: Актинометрия и атмосферная оптика. Л.: Гидрометеопиздат, 1961, с. 164.

51. Шаров А. С.— Сообщ. ГАИШ, 1964, № 130.
52. Жилин В. М.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1977, т. 57, с. 82.
53. Clarke D.— Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1980, vol. 190, p. 641.
54. Beer T. Atmospheric waves. L.: Adam. Hilger, 1974.
55. Абраменко В. И., Рачковский Д. Н.— Наст. том, с. 71.
56. Dicke R. H.— In: Proc. Brookhaven Solar Neutrino Conf., 2, B. N. L. 50879, vol. 2, p. 109.
57. Gough D. O.— A new measure of $\odot$ solar rotation.— Manusc. Roy. Soc., 1977, H. 1022.
58. Воронцов С. В.— Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: Ин-т физики Земли, 1979.
59. Spruit H. G.— Solar Phys., 1974, bd. 34, blz. 277.
60. Ledoux P., Walraven T.— Handb. Physik, 1958, Bd. 51, S. 353.
61. Северный А. Б.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1948, т. 1, ч. 2, с. 3.
62. Никифоров А. Ф., Уваров В. Б. Специальные функции математической физики. М.: Наука, 1978.
63. Claverie A., Isaak G. R., McLeod C. P. et al.— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 91, p. L9.
64. Bahcall J. N., Shaviv G.— Astrophys. J., 1968, vol. 153, p. 113.
65. Bahcall J. N., Bahcall N. A., Ulrich R. K.— Astrophys. J., 1969, vol. 156, p. 559.
66. Bahcall J. N., Heubner W. F., Lubow S. H. et al.— Phys. Rev. Lett., 1980, submitted.
67. Rood R. T.— Mem. Soc. astron. ital., 1977, vol. 48, p. 357.
68. Davis R., jun.— In: Proc. Brookhaven Solar Neutrino Conf., 1978, vol. 1, p. 1.
69. Engvold O., Hauge J.— Rep. Inst. Theor. Astrophys. Blindern — Oslo, 1974, N 39; Ibid., 1977, N 49.
70. Newman M. J., Rood R. T.— Science, 1977, vol. 198, p. 1035.
71. Emiliani C., Shackleton N. J.— Science, 1974, vol. 183, p. 511.
72. Shackleton N. J., Opdyke N. D.— Nature, 1977, vol. 270, p. 216.
73. Hays J. D., Imbrie J., Shackleton N. J.— Science, 1976, vol. 194, p. 1121.
74. Монин А. С., Шишаков Ю. А. История климата. Л., 1979.
75. Соколов Б. С.— В кн.: 250 лет АН СССР: Сб. док. и материалов. М.: Наука, 1977, с. 423.
76. Henderson-Sellers A., Benlow A., Meddows A. J.— Quart. J. Roy. Astron. Soc., 1980, vol. 21, p. 74.
77. Dilke F. W. W., Gough D. O.— Nature, 1972, vol. 240, p. 262.
78. Iben I., jun.— Ann. Phys., 1969, vol. 54, p. 164.
79. News and views.— Nature, 1980, vol. 287, p. 481.
80. Bahcall J. N., Ulrich R. K.— Astrophys. J., 1971, vol. 170, p. 593.
81. Christensen-Dalsgaard J., Gough D. O., Morgan J. G.— Astron. and Astrophys., 1979, vol. 73, p. 121.
82. Roxburgh I. W.— In: IAU Symp. 71. Dordrecht (Holland): D. Reidel Publ. Co, 1976, p. 453.
83. Rhodes E. J., jun., Ulrich R. K., Simon G. W.— Astrophys. J., 1977, vol. 218, p. 901.
84. Wagoner R. V., Fowler W. A., Hoyle F.— Astrophys. J., 1967, vol. 148, p. 3.
85. Hoyle F.— Astrophys. J., 1975, vol. 197, p. L127.
86. Заценун Г. Т., Гагрюсеев Е. А., Копысов Ю. С.— ДАН СССР, 1980, т. 251, с. 1342.
87. Christensen-Dalsgaard J., Gough D. O.— Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1974, vol. 169, p. 429.
88. Rood R. T.— Nature. Phys. Sci., 1972, vol. 240, p. 178.
89. Ulrich R. K.— Science, 1975, vol. 190, p. 619.
90. Ulrich R. K.— Astrophys. J., 1974, vol. 188, p. 369.
91. Cowling T. G.— Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1942, vol. 101, p. 367.
92. Schwarzschild M.— Astrophys. J., 1941, vol. 94, p. 245.
93. Roxburgh I. W.— Proc. Inform. Center on Studies a. Future Neutrino Research, Brookhaven, BNL 50879, UC-34b, 1978, vol. 1.
94. Newman M. J., Fowler W. A.— Astrophys. J., 1976, vol. 207, p. 601.
95. Rood R. T.— см. [93], p. 175.
96. Press W. H.— Preprint N 1313, Center for Astrophys., 1980.
97. Косошечев А. Г., Северный А. Б.— Письма в Астрон. журн., 1981, т. 7, № 5, с. 304.
98. Унзольд А. Физика звездных атмосфер. М.: Изд-во иностр. лит., 1949, с. 413.
99. Тейлер Р. Строение и эволюция звезд. М.: Мир, 1973, с. 114.
100. Cox J. P. Pulsating stars.— Rep. Progr. Phys., 1974, vol. 37, p. 356.
101. Росселанд С. Теория пульсаций переменных звезд. М.: Изд-во иностр. лит., 1952.
102. Chandrasekhar S., Lebovitz N. R.— Astrophys. J., 1962, vol. 136, p. 1069.
103. Cox J. P., Hansen C. J., Davey W. R.— Astrophys. J., 1973, vol. 182, p. 885.
104. Reeves H.— In: Stellar Structure/Ed. H. Aller, D. McLaughlin, 1965, vol. 8, p. 113.
105. Leighton R. B., Noyes R. W., Simon G. W.— Astrophys. J., 1962, vol. 135, p. 474.
106. Вандакуров Ю. В.— Астрон. журн., 1967, т. 44, с. 786.
107. Christensen-Dalsgaard J., Gough D. O.— Preprint, 1981.
108. Lamb H.— Proc. Lond. Math. Soc. A, 1909, vol. 7, p. 122.

109. Северный А. Б., Котлов В. А., Цан Т. Т. — В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэронавигации и физике Солнца, 1981, вып. 56, с. 11.
110. Deubner F.-L., Ulrich R. K., Rhodes E. J., jun. — Astron. and Astrophys., 1979, vol. 72, p. 177.
111. Gough D. O. — Lect. Notes. Phys., 1980, vol. 125, p. 273.
112. Goldreich P., Keeley D. A. — Astrophys. J., 1977, vol. 212, p. 243.
113. Goldreich P., Keeley D. A. — Comments Astrophys., 1977, vol. 7, N 2, p. 35.
114. Keeley D. — см. [111], p. 245.
115. Rosseland S. — Publ. Univ. Oslo, 1931, N 1.
116. Wolff C. L. — см. [111], p. 252.
117. Snider J. L., Kearns M. D., Tinker P. A. — Nature, 1978, vol. 275, p. 730.

УДК 520.82/87 + 520.3/6 + 523.9' — 1/-2

АНАЛОГИЯ МЕТОДА НАЛОЖЕНИЯ ЭПОХ И ФУРЬЕ-ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДАННЫХ. ВЛИЯНИЕ НАЛИЧИЯ ТРЕНДА

НА РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ, НЕРАВНОМЕРНО РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ПО ВРЕМЕНИ

В. И. Абраменко, Д. Н. Рачковский

Показано, что фурье-преобразование числового ряда, если аппроксимировать тригонометрические функции ступенчатыми кривыми, сводится к варианту метода наложения эпох. На численных моделях изучались эффекты наличия тренда в данных. Показано, что присутствие линии 160^m01 в спектре колебаний Солнца не может быть объяснено ни наличием тренда в данных, ни методикой его исключения.

ANALOGY BETWEEN SUPERPOSED EPOCH ANALYSIS AND FOURIER TRANSFORM. THE INFLUENCE OF SIGNAL TRENDS ON THE REDUCTION OF HIGHLY SAMPLED DATA, by V. I. Abramenko and D. N. Rachkovsky. — The use of stepped-curves approximation of the harmonics function has shown that the Fourier transforms of digital data set is equivalent to superposed epoch analysis. The presence of trends in data is studied on the basis of numerical models. We show that the $160,01$ min line (or period) in the power spectrum of the solar global oscillations cannot be explained in terms of signal trends and low-frequency filtering of data by the use of 2-nd order polynomials.

В [1] было показано, что при обработке временного ряда методом наложения эпох появляются спутники линий, обусловленные скважностью данных. Та же трудность возникает и при обработке данных по прямому фурье-преобразованию [2].

Наличие тренда в отдельной группе данных может также осложнять интерпретацию результатов обработки. Обычно в астрофизике мы имеем дело с наблюдениями, разделенными дневными или ночными промежутками. Если обрабатывать достаточно длинный ряд наблюдений, то в спектре должен появиться компонент с периодом, равным одним суткам. Данные за день или ночь обычно искажены систематическим ходом, т. е. трендом. Тренд обуславливается аппаратными причинами или же изменением условий наблюдения. Обычно тренд аппроксимируется квадратичной или кубической зависимостью и затем исключается. При этом могут возникнуть гармоники основного периода в одни сутки.

Обработка наблюдений Солнца методом наложения эпох показала наличие периода с $T = 160^m01$ [3]. Этот период весьма близок к $1/9$ суток. Возникает вопрос, в какой степени наличие тренда в наблюдениях и методика его исключения могут влиять на достоверность обнаруженного периода.

Этот вопрос мы попытались исследовать на численных моделях тренда, поскольку вследствие произвольности распределения данных наблюде-

ний [3] со временем теоретически решить эту проблему затруднительно, если вообще возможно.

В реальных данных тренд сильно меняет свой характер ото дня к дню. Не имея в своем распоряжении реального тренда, мы вынуждены были задаться определенными моделями его и при этом получить верхнюю оценку его влияния. Так, абсолютная величина тренда была взята несколько больше реальной, а ход его был выбран регулярным, т. е. принят один и тот же тип аналитической зависимости для всех дней наблюдений. Можно надеяться, что если на численной модели мы не обнаружим никаких эффектов влияния наличия тренда на измеряемую линию, то тем более не должно быть этих эффектов в действительности.

Нужно также определить нуль-пункт, а с ним и тип тренда. Начало тренда аппаратного происхождения естественно связать со временем начала наблюдений в данный день. Были выбраны следующие три модели такого тренда:

$$y_T(t) = 80 \left[1 - \exp \left(-\frac{t-t_0}{c} \right) \right], \quad c = 15; 60; \quad (1)$$

здесь t_0 — момент первого наблюдения в данный день. Время t всюду в этой статье выражено в пятиминутных интервалах.

Рассматривалась также следующая зависимость:

$$y_T(t) = 80 \sin \left(2\pi \frac{t-t_0}{100} \right), \quad \text{если } t < 25; \\ y_T(t) = 80, \quad \text{если } t \geq 25. \quad (2)$$

Рис. 1 иллюстрирует зависимость $y_T(t)$ от времени.

Далее моделировался тренд, связанный с условиями наблюдений (дифференциальная прозрачность, рефракция и т. п.). Его начало естественно связать со средним солнечным временем. Было принято

$$y_T(t) = 80 \left[1 - \exp \left(-\frac{t-t_0}{15} \right) \right] \quad \text{до полудня;} \\ y_T(t) = 80 \left[1 - \exp \left(-\frac{2t_0-t}{15} \right) \right] \quad \text{после полудня;} \quad (3)$$

здесь $t_0 \approx 6^h$ по местному времени.

Для пояснения численных результатов вычислений сделаем небольшое теоретическое отступление. Как уже было сказано, метод наложения эпох дает существенно те же результаты, что фурье-преобразование данных. Аналогия этих методов становится совершенно очевидной после следующих выкладок. По определению дискретного фурье-преобразования

$$F_N(v) = \sum_{k=1}^N f(t_k) e^{i2\pi vt_k} = \sum_{k=1}^N f(t_k) [\cos 2\pi vt_k + i \sin 2\pi vt_k]. \quad (4)$$

Функции $\cos(2\pi vt_k)$ и $\sin(2\pi vt_k)$ с достаточной точностью можно аппроксимировать ступенчатой кривой:

$$\frac{\cos}{\sin}(2\pi vt_k) = \frac{\cos}{\sin}(\varphi_j), \quad j = 1, \dots, M; \quad 0 \leq \varphi_j \leq 2\pi,$$

где

$$\varphi_j = 2\pi (vt_k - \text{INT}(vt_k)). \quad (5)$$

В (5) функция $\text{INT}(vt_k)$ означает целую часть числа vt_k .

Выражение (4) теперь можно перегруппировать

$$F_N(v) = \sum_{j=1}^M \cos \varphi_j \sum_{k'} f(t_{k'}) + i \sum_{j=1}^M \sin \varphi_j \sum_{k'} f(t_{k'}). \quad (6)$$

В (6) суммирование по k' ведется только по тем значениям $k = k'$, которые удовлетворяют соотношению (5); j — номер фазовой ячейки; для каждой фазовой ячейки вычисляется соответствующая сумма. Умножение на $\cos \varphi_j$

и $\sin \varphi_j$ позволяет выделить первую гармонику основного периода $T = 1/\nu$.

Как видим, дискретное фурье-преобразование, если аппроксимировать $\cos$ и $\sin$ ступенчатой функцией, есть не что иное, как вариант метода наложения эпох. Заметим, что мы не должны усреднять сумму внутри каждой фазовой ячейки по числу реализаций событий в ней. Последующее умножение на $\cos \varphi_j$ и $\sin \varphi_j$ устраняет проникновение высших гармоник рассматриваемой частоты ν .

В [2] предложена программа расчета $F_N(\nu)$. При этом используется формула (4). Этот метод очень неэкономичен в смысле затраты машинного времени, поскольку необходимо вычислять функции $\cos(2\pi\nu t_k)$ и $\sin(2\pi\nu t_k)$ для каждого сочетания ν и t_k . Удобнее исходить из формулы (6), так как при этом вычисление $\cos \varphi_j$ и $\sin \varphi_j$ делается один раз. В Приложении мы даем соответствующую программу.

Теперь становится очевидным, что для интерпретации результатов обработки наблюдений методом наложения эпох мы можем использовать известную формулу [2], как было показано и нами в [1]:

$$F_N(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\nu - \nu') \delta_N(\nu') d\nu'; \quad (7)$$

здесь $F(\nu)$ — фурье-преобразование гипотетического непрерывного ряда; $\delta_N(\nu)$ — спектральное окно:

$$\delta_N(\nu) = \sum_{k=1}^N e^{i2\pi\nu t_k}. \quad (8)$$

В [1] мы называли $\delta_N(\nu)$ спектром скважности. Поскольку функция $\delta_N(\nu)$ хорошо характеризует распределение наблюдений [3] со временем, она приведена на рис. 2. Вычисления $\delta_N(\nu)$ проводились по программе, приведенной ниже в Приложении. Линия, обозначенная символом a , имеет частоту $\nu_a = 3,4722 \cdot 10^{-3} [1/5 \text{ мин}] = 1/288$ и обязана наличию суточной периодичности в данных. Частоты линий a_+ и a_- связаны соотношением

$$\nu_{a\pm} = \nu_a \pm 1/T_r. \quad (9)$$

Здесь $T_r = 102240$ — число пятиминутных интервалов в году. Очевидно, что линии, обозначенные a_+ и a_- , связаны с наличием сезонной периодичности в изучаемых данных [3].

Здесь следует заметить, что в данной работе не производится никаких количественных оценок интенсивности спектральных линий, обращено внимание только на качественный анализ поведения спектров. Поэтому не было необходимости нормировать спектры и приводить их к одной шкале. На рис. 2—4 и в таблице численное значение интенсивности A выражено в условных единицах.

Рассмотрение спектра скважности и соотношения (7) показывает, что каждая линия в спектре данных должна иметь духи с частотами

$$\nu_{\pm} = \frac{1}{\nu} \pm \frac{1}{288}, \quad (10)$$

а амплитуды духов A_+ и A_- по отношению к амплитуде основной линии A будут определяться согласно спектру скважности

$$\frac{A_{\pm}}{A} = \frac{A_{\delta}(0)}{A_{\delta}(3,4722 \cdot 10^{-3})} = 0,8; \quad (11)$$

здесь $A_{\delta}(\nu)$ — амплитуда в частоте ν спектра скважности.

В спектре мощности наблюдаемых данных должны быть также «сезонные духи» с частотами

$$\nu_{\pm} = 1/\nu \pm 1/T_r. \quad (12)$$

Гармоника		Модель, вариант 1		Реальные значения		Модель, вариант 2	
№	период, мин	период, мин	амплитуда	период, мин	амплитуда	период, мин	амплитуда
5	288,0				Шум	288,001	0,474
6	240,0	240	1,894		Шум	240	0,936
7	205,714	205,714	1,145		Шум	205,712	0,820
8	180	180	0,664	180,012	1,39	179,999	0,299
9	160	160	0,508	160,009	1,613		Шум
10	144	144	0,498	144,007	1,106		Шум
11	130,909	130,909	0,418		Шум	130,909	0,275
12	120						

Действительно, результаты обработки наблюдений [3], полученные методом наложения эпох, показывают наличие сезонных духов (b_+ и b_- на рис. 3). Суточные духи совпадают с линиями 144^m007 и 180^m012. Их измеренные амплитуды и частоты приведены в пятом и шестом столбцах таблицы. Можно проверить, что отношения амплитуд и частот подчиняются соотношениям (10, 11).

Закончим теперь наше небольшое теоретическое отступление и перейдем к обсуждению численных результатов моделирования тренда в данных.

Рассмотрим сначала тренд аппаратного типа — соотношения (1), (2). Вычисления проводились по следующей схеме. Для каждого реального момента наблюдений по формулам (1), (2) вычислялись $y_T(t)$. Затем для каждого дня наблюдений кривая $y_T(t)$ аппроксимировалась с помощью метода наименьших квадратов параболой

$$y_p(t) = A + Bt + Ct^2;$$

методом наложения эпох обрабатывалась величина

$$y_T(t) - y_p(t). \quad (13)$$

Спектр в окрестности $T = 160^m$ показан на рис. 4. Замечаем, что вблизи $T = 160^m$ линий нет. Спектры, соответствующие трем вариантам тренда, оказались практически идентичными. Отсюда мы сделали вывод, что крутизна переднего фронта тренда оказывает мало влияния. Основную роль играет сама скважность. С этой целью мы сравнили спектр скважности со спектром величин (13). Видим довольно хорошее соответствие между двумя спектрами. Причиной того, что мы не нашли гармоник периода $T = 1^d$, является достаточно случайный характер начальной фазы кривой (13). Это подтверждает и рис. 5, где показано распределение начального момента наблюдений за каждый день со средним временем. Ширина основного пика порядка двух часов. Видимо, поэтому мы и не находим двухчасовой гармоник.

Тренд, начало которого связано с некоторым определенным моментом времени [3], дает несколько другие результаты. В первом варианте мы удаляли тренд, как описано было выше, сразу за весь день наблюдений. Обработка показала наличие всех просчитанных гармоник основного периода, равного одному дню. Амплитуда гармоник растет в сторону больших периодов (четвертый столбец таблицы). Периоды измеренных линий точно соответствуют номеру гармоник — (ср. второй и третий столбцы таблицы).

Однако в реальной обработке наблюдений тренд удалялся не целиком за день, а отдельно за те интервалы, когда он сильно изменялся. Чтобы приблизить модель к реальности, был просчитан второй вариант — когда тренд удалялся дважды за день — до полудня и после полудня. Результаты расчетов представлены в седьмой и восьмой колонках таблицы. Как видим из таблицы, налицо также несколько гармоник. Декремент амплитуд гармоник несколько другой. Максимум сместился вниз. Девятая и десятая гармоника вообще исчезли — неотличимы от соседнего фона.

Рис. 1. Модели тренда

$a - v_T(t) = 80(1 - e^{-t/15})$; $b - v_T(t) = 80 \sin \frac{2\pi(t)}{100}$; $c - v_T(t) = 80(1 - e^{-t/60})$

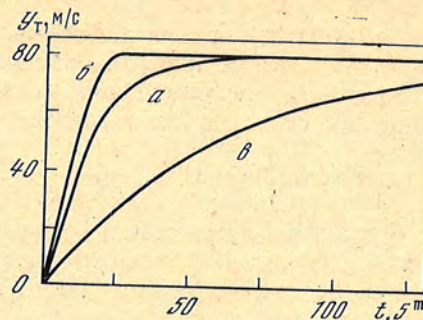


Рис. 2. Спектр скважности исследуемых данных

Амплитуда при частоте $\nu = 0$ не показана, но равняется $A(\nu)_{\nu=0} = 1,812 \cdot 10^4$

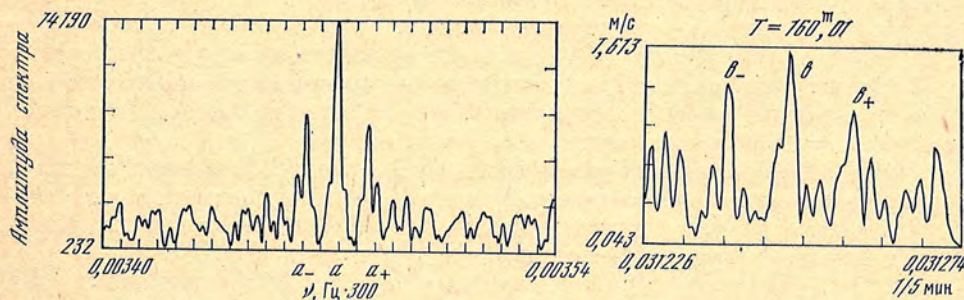


Рис. 3. Спектр данных наблюдений Солнца в окрестности исследуемой линии $160m01$ (символ e). Символами b_+ и b_- обозначены сезонные спутники линии b

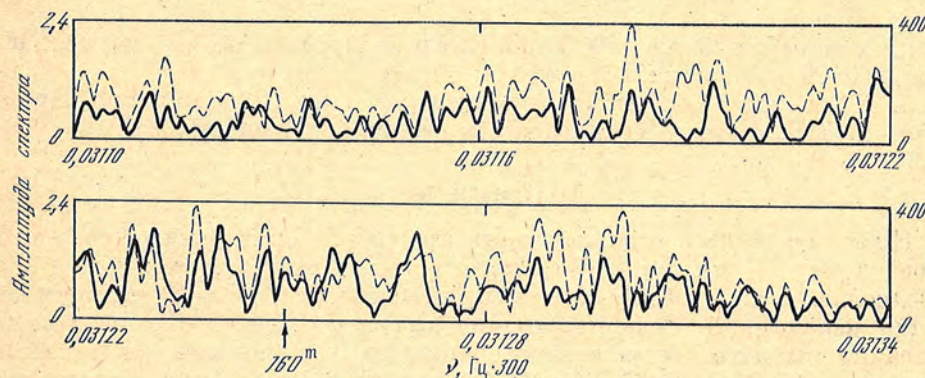
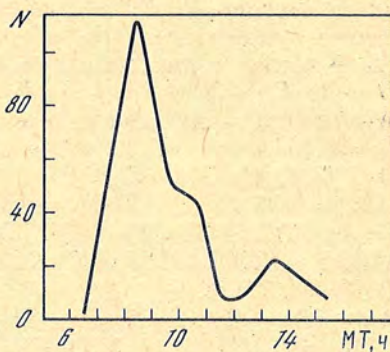


Рис. 4. Сравнение спектра скважности данных $\#$ (штриховая линия, амплитуда обозначена справа) со спектром, обязанным тренду, удаленному по параболической зависимости $\#$ (сплошная кривая; амплитуда слева)

Рис. 5. Распределение начальных моментов наблюдений за каждый день относительно среднего солнечного времени

Материалы наблюдений Солнца по [3]



В рамках проведенного численного эксперимента можно сделать следующие выводы.

1. Только тренд, сфазированный со средним солнечным временем, может давать гармоники основного периода в 1 день.
2. Гармоники, связанные с наличием тренда, имеют точные значения частоты, кратные одному дню.
3. В спектре налицо должны быть несколько гармоник.
4. Амплитуда гармоники в исследуемой области $T = 160m$ менее $0,5$ м/с.

Остановимся еще на вопросе — нужно ли вообще удалять тренд? И если не удалять, то к чему это может привести? Этот вопрос мы также исследовали на численной модели. Для каждого реального момента наблюдений мы сопоставили величину

$$y(t) = y_T(t) + \cos\left(2\pi \frac{t}{32,002}\right).$$

Функция $y_T(t)$ рассчитывалась как по (1), так и по (2). Затем мы сравнивали результаты обработки по методу наложения эпох в случае удаленного тренда и не удаленного. В результате можно было сделать следующие выводы.

1. Если тренд не удалялся, то линии в области 160^m не оказалось. Уровень спектра в этой области достигал 3,0 м/с.
2. Простое усреднение $y(t)$ за день не повлияло на этот результат.
3. Если тренд удалялся с помощью его аппроксимации параболой, то уровень спектра в окрестности линии 160^m снизился до 0,4 м/с. Появилась линия с $T = 160^m$ и амплитудой в 2,17 м/с.

Таким образом, не удаленный тренд имеет свой собственный спектр, маскирующий наложенную линию. Удаление тренда существенно понижает уровень соседнего с рассматриваемой линией фона, при этом становится возможным обнаружить линию.

Выводы. Наличие линии с периодом $160^m 01$, обнаруженной в [3], не может быть объяснено присутствием тренда в данных, поскольку:

1. В рамках нашего численного эксперимента не может быть объяснено смещение в $0^m 01$ обнаруженной линии относительно положения девятой гармоники.
2. Амплитуда линии $160^m 01$ значительно больше той, что получилась для девятой гармоники в численном эксперименте.
3. Не может быть объяснено отсутствие других гармоник кроме девятой, если линию $160^m 01$ считать девятой гармоникой.

Приложение

Ниже приводится основная часть программы вычисления фурье-преобразования $F_N(v)$, а также спектра скважности $\delta_N(v)$ на языке PL/I. Предполагается, что $F(J)$ содержит ряд моментов и соответствующих величин наблюдений. Если необходимо вычислить спектр скважности, то величину наблюдения заменяем единицей. В программе упоминается процедура EPOCH (F, N, FN, K, A), параметр N обозначает число пар данных в массиве F , FN — значение пробной частоты. Процедура распределяет и суммирует наблюдения по K фазовым ячейкам массива A . Так, если L — номер пары данных в массиве F , то J есть целая часть от $(F(2L - 1) \cdot FN \cdot K)$, и тогда $A(J) = A(J) + F(2L)$. Процедуру EPOCH лучше выполнить на машинно-ориентированном языке:

```
PJ = 3,141593;
DO J = 1 TO K; Y = PJ * (2 * J - 1)/K;
CS(J) = COS(Y); SN(J) = SIN(Y); END;
L = 1; DO FN = F1 BY DF TO F2;
CALL EPOCH (F, N, FN, K, A); FR = 0; FJ = 0;
DO J = 1 TO K;
FR = FR + CS(J) * A(J); FJ = FJ + SN(J) * A(J); END;
FF(L) = SQRT(FR * FR + FJ * FJ); L = L + 1; END.
Величины F1, F2, DF задают начало, конец и шаг исследуемого частотного
интервала. Результирующий спектр находится в массиве FF.
Декабрь 1980 г.
```

Литература

1. Рачковский Д. Н. — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1980, т. 61, с. 12.
2. Deeming T. J. — Astrophys. Space Sci., 1975, Aug., vol. 36, N 1.
3. Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т. — Наст. том, с. 3.

ОСОБЕННОСТИ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ В ПЯТНЕ

С. И. Гонасюк

По данным наблюдений на модернизированном Башенном солнечном телескопе КАО с помощью двойного магнитографа проведено изучение поля скоростей в активных областях с одиночным пятном.

Найдено, что на том уровне солнечной атмосферы, где движения Эвершеда меняют знак, размеры элементов поля скоростей в пятне примерно такие же, как и вне его. Элементы скоростей располагаются относительно границы пятна так, как будто у пятна нет магнитного поля. С переходом к пятну от окружающей атмосферы скорости уменьшаются на 30%; ее вертикальные и горизонтальные составляющие одинаковы. В пятне всего лишь на 30% преобладает поток с движением газа от наблюдателя над потоком с движением газа к наблюдателю.

Наблюдаемые особенности поля скоростей могут быть связаны с эффективным проникновением газа на этом уровне в область пятна.

VELOCITY FIELD PECULIARITIES IN A SUNSPOT, by *S. I. Gopasyuk*.— The velocity fields in active regions with a single large sunspot were studied on the base of observations with the double magnetograph located in the Solar Tower Telescope of the Crimean Astrophysical Observatory.

It has been found that the sizes of the velocity field elements at the level of the atmosphere where the sign of Evershed flow is changed into opposite, are the same in the interior and exterior of the sunspot. The velocity field elements are situated in reference to the sunspot boundary as if there were no magnetic field. Moving from the surrounding atmosphere to the sunspot the velocity decreases by 30%, therewith its vertical and transversal components are the same. In a sunspot the gas flow in the opposite direction to the observer exceeds the one in the direction to the observer by 30% only.

The observed properties of the velocity field can be related to the effective inflow of the gas into the sunspot region at this level.

Все современные модели солнечных пятен основаны на условии гидростатического равновесия. Естественно, что такие модели далеки от действительной, так как в них не учтены движения газа. Известно, что на уровне фотосферы газ растекается от центра пятна к его периферии. Максимальная величина радиальной скорости, как правило, составляет примерно 2 км/с [1, 2], но бывают пятна, в которых она достигает 5—8 км/с [3—5]. При скорости, равной 5 км/с, кинетическая энергия газа сравнима с его внутренней энергией в пятне. Радиальная скорость уменьшается с высотой, меняет знак, и в хромосфере газ движется к центру пятна [1, 2]. Имеются указания на то, что хромосферная материя втекает в пятно по отдельным каналам [6, 7], ширина и протяженность которых увеличивается с высотой [6]. Кроме того, в пятнах систематически наблюдаются вертикальные движения газа, направленные вниз, средняя величина их скорости на уровне фотосферы около 0,3 км/с [8—11], а в хромосфере — больше 1 км/с [12]. С этой составляющей скорости связано преобладание потоков с опусканием газа над потоками с подъемом газа (разбаланс потоков вещества) в активной области. Данные наблюдений в фотосферных линиях и H_{α} показывают больший разбаланс потоков вещества, чем по линиям $b\text{ Mg I}$ и $D\text{ Na I}$ [13], — центральные части которых образуются вблизи переходной области фотосфера — хромосфера.

В течение десятилетий ведется изучение движений газа в пятнах, тем не менее природа их остается не выясненной до конца. Так же неясна взаимосвязь хромосферных потоков вещества с фотосферными. Уровень в солнечной атмосфере, на котором движения Эвершеда меняют знак, является, вероятно, особым. Исследование поля скоростей на этом уровне позволит лучше понять причину движений газа в пятнах. Недавно [7] были предприняты попытки исследования движений газа в области смены знака

эвершедовых движений по наблюдениям в линии $\lambda 5172,7 \text{ \AA}$ Mg I. Однако, по всей видимости, из-за низкой точности фотографического метода новых результатов по сравнению с ранее известными [6] получено не было.

Ниже мы изучаем поле скоростей в области смены знака движений Эвершеда по наблюдениям с магнитографом. На модернизированном Башенном солнечном телескопе в 1978 и 1980 гг. нами с помощью двойного магнитографа [14] были проведены одновременные наблюдения лучевых скоростей, продольных магнитных полей и яркостей в ядрах линий большого числа групп пятен. Наблюдения были выполнены с угловым разрешением $2 \times 1''$ в пяти спектральных линиях: $\lambda 5253,5 \text{ \AA}$ Fe I, $\lambda 5123,7 \text{ \AA}$ Fe I, $\lambda 5269,5 \text{ \AA}$ Fe I, $\lambda 5172,7 \text{ \AA}$ Mg I и H β . Линия $\lambda 5269,5 \text{ \AA}$ Fe I была взята именно потому, что, как

показали предварительные наблюдения, скорости, измеренные по ней, довольно хорошо соответствуют уровню смены знака эвершедовых движений. Каждый раз на одном из фотометров устанавливалась линия $\lambda 5253,5 \text{ \AA}$ Fe I, а на втором — поочередно остальные линии. Сканиро-

Таблица 1

$\lambda, \text{\AA}$	R.I	Е.Р., эВ	g	$S, \text{м\AA}$	$l, \text{м\AA}$
5253,5	2	3,269	1,5	55	62,5
5269,5	8	0,860	1,2	40	55,0
5172,7	20	2,70	1,75	55	62,5

вание выбранного участка поверхности Солнца относительно щели спектрографа выполнялось посредством фотогида [15] со скоростью $2''$ в секунду. Расстояние между центрами соседних разрезов бралось равным $4''$.

Фотогид [15] удерживает изображение Солнца за края. При такой работе фотогида из-за вращения Солнца происходит деформация формы сканируемой площадки. Величина и вид деформации площадки зависят как от величины интервала времени, в течение которого ведутся наблюдения, так и от величины угла между линией сканирования и линией экватора, а также от направления перемещения изображения Солнца вдоль координаты, перпендикулярной к линии сканирования, и от положения площадки на поверхности Солнца. Исправление деформации формы площадки осуществляется по специально составленной программе с помощью ЭВМ в процессе обработки данных наблюдений.

Для обработки мы отобрали данные наблюдений десяти активных областей с одиночным большим пятном, находившихся на разных угловых расстояниях от центра солнечного диска. Эти наблюдения были выполнены только в трех спектральных линиях. Характеристики линий и дополнительные условия наблюдений даны в табл. 1. В первом столбце таблицы приведена длина волны, во втором роуландовская интенсивность линии R.I, в третьем — потенциал возбуждения нижнего уровня Е.Р, в четвертом — фактор Ланде g , в пятом — ширина щели фотометра S и в шестом — расстояние центра щели фотометра от центра линии l . Потенциал возбуждения нижнего уровня линии $\lambda 5269,5 \text{ \AA}$ Fe I составляет 0,860 эВ, и роуландовская интенсивность ее 8. Это дает основание считать, что центральная часть ее образуется в области температурного минимума. Магнитное расщепление этой линии довольно сложное: она состоит из девяти π -компонент и восемнадцати σ -компонент (рис. 1). Средневзвешенное по интенсивностям значение фактора магнитного расщепления σ -компонент равно 1,2.

Отметим также, что по сравнению с фотосферой размеры темной области солнечного пятна по наблюдениям в линиях $\lambda 5172,7 \text{ \AA}$ Mg I и $\lambda 5269,5 \text{ \AA}$ Fe I меньше. Пятно на этих уровнях обычно окружено довольно широким кольцом повышенной яркости. Контраст деталей в линии $\lambda 5269,5 \text{ \AA}$ Fe I в среднем выше, чем по наблюдениям в $\lambda 5172,7 \text{ \AA}$ Mg I, и в некоторых ярких местах он превышает 40%.

На рис. 2 приведены карты поля скоростей в активной области с одиночным большим пятном, находившимся на значительном угловом расстоянии от центра солнечного диска. Карты поля скоростей в активной

области с одиночным пятном вблизи центра солнечного диска показаны на рис. 3. На всех картах участки с движением газа к наблюдателю заштрихованы. Граница пятна (жирная линия) нанесена по данным наблюдений яркости в ядре линии $\lambda 5253,5 \text{ \AA Fe I}$.

В фотосфере (см. рис. 2, а, 3, а) самые большие лучевые скорости сосредоточены в области пятна. В той части пятна, которая расположена ближе к центру солнечного диска, газ движется к наблюдателю, а в противоположной его части — от наблюдателя. Области с движением газа от наблюдателя и к наблюдателю простираются на значительные расстояния от пятна. С приближением пятна к центру солнечного диска величина лучевых скоростей в нем уменьшается.

Области с движением газа к наблюдателю и от наблюдателя меняют свое положение в соответствии с изменением положения центра пятна относительно центра солнечного диска. Это обычная картина движений Эвершеда. Поле скоростей в пятне по наблюдениям в линии $\lambda 5172,7 \text{ \AA Mg I}$ значительно сложнее (см. рис. 2, в). Тем не менее здесь, как и в фотосфере, четко выделяются две основные области со скоростями, направленными к наблюдателю и от наблюдателя. Но они показывают, что на этом уровне газ в противоположность фотосферному движется к центру пятна. Наибольшие скорости движения газа находятся вблизи периферии пятна, что согласуется с данными наблюдений других авторов [6, 7]. В соответствии с результатами [6, 7] на наших картах поля скоростей (см. рис. 2, в) четко выделяются длинные узкие каналы, которые начинаются в пятне и простираются на большие расстояния. Однако не во всех каналах на этом уровне вещество движется в сторону пятна.

По измерениям в линии $\lambda 5269,5 \text{ \AA Fe I}$ (см. рис. 2, б, 3, б) поле скоростей в пятне не похоже на то, которое наблюдается в фотосфере (см. рис. 2, а, 3, а), и отличается от хромосферного (см. рис. 2, в). Очевидно, что в данном случае наблюдения относятся к промежуточному уровню. На этом уровне поле скоростей в пятне более мелкомасштабное: в среднем шесть элементов с движением газа к наблюдателю и от наблюдателя приходится на область пятна. Средние размеры элементов поля скоростей в пятне незначительно превышают те, что в окружающей атмосфере: их отношение

для областей с движением газа к наблюдателю составляет 1,09, а для элементов с движением газа от наблюдателя 1,23.

Особое внимание обращает на себя то обстоятельство, что на этом уровне скорости движения газа в пятне меньше, чем в окружающей атмосфере. Величина скорости в пятне не зависит от положения его относительно центра солнечного диска (см. рис. 2, б, 3, б) в отличие от того, что мы наблюдаем на уровне фотосферы (см. рис. 2, а, 3, а). Это означает, что на данном уровне вертикальные и горизонтальные составляющие скорости примерно одинаковы. Сравнивая карты рис. 2, б, 3, б, мы видим, что и вне пятна вертикальные и горизонтальные составляющие скорости тоже не отличаются по величине. Средние по площади и всем десяти ак-

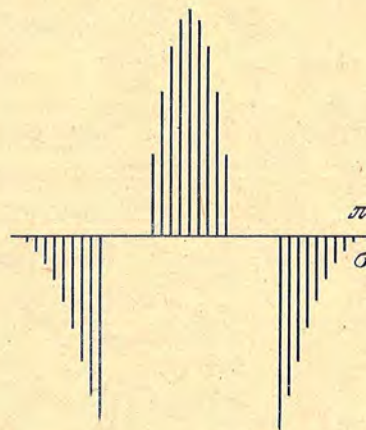


Рис. 1. Магнитное расщепление линии $\lambda 5269,5 \text{ \AA Fe I}$

π -компоненты представлены черточками, проведенными кверху, σ -компоненты — книзу. Длины черточек пропорциональны интенсивностям компонент

Таблица 2

Скорость, м/с	В пятне	Вне пятна	Отношение
$\bar{v} (+)$	180	250	0,72
$\bar{v} (-)$	184	270	0,68

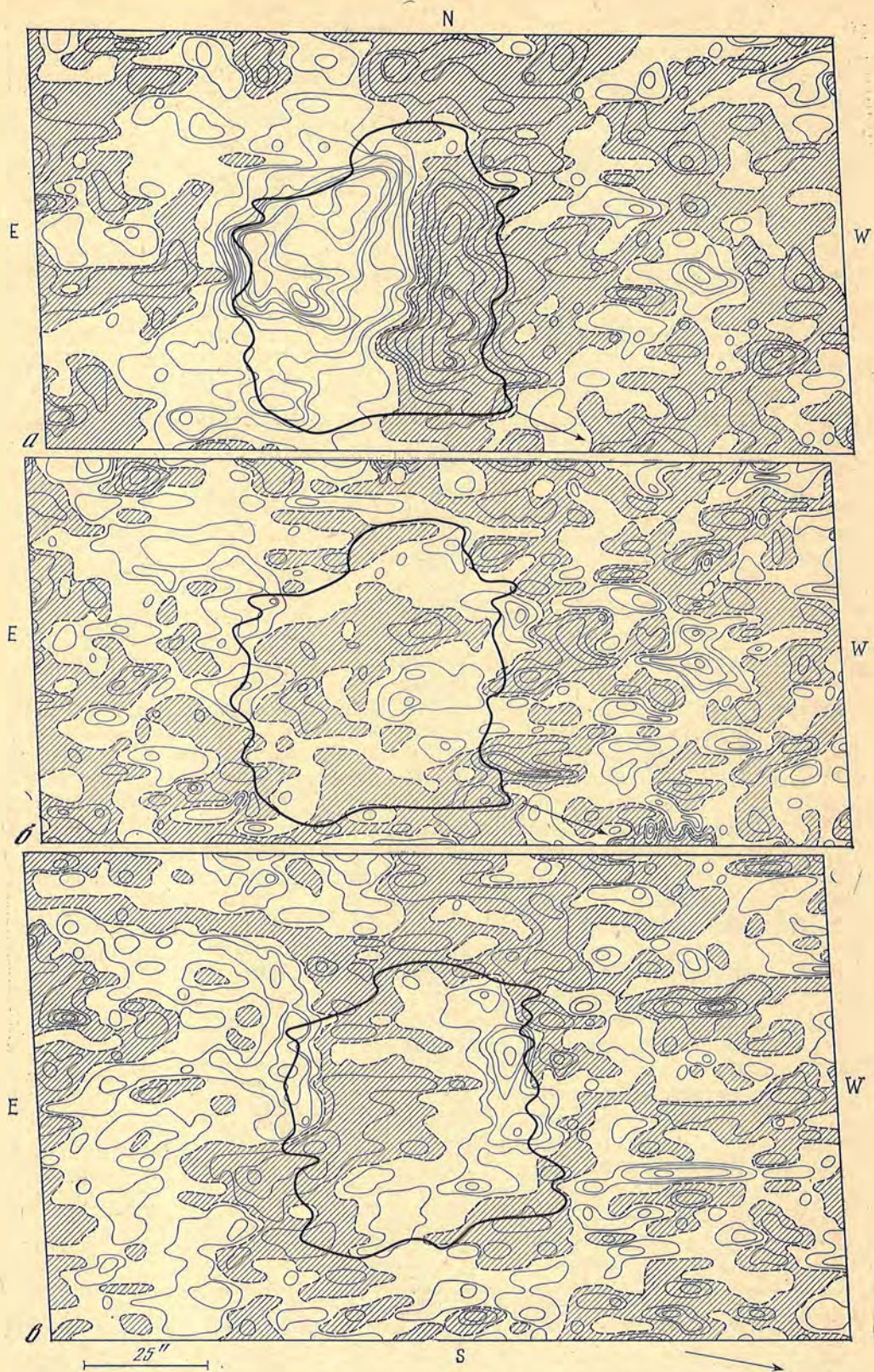


Рис. 2. Карты поля скоростей в активной области с одиночным пятном 15.09 1978 г. ($L = 35^{\circ},8$ E; $\varphi = 27^{\circ},8$ N)

Штриховая линия — границы раздела областей с противоположными направлениями скоростей, сплошные линии — значения скорости 200, 400, 600 м/с и т. д. Стрелка внизу — направление к центру солнечного диска; а — по наблюдениям в линии $\lambda 5253,5$ Å Fe I (13.45—14.24 UT), б — в $\lambda 5269,5$ Å Fe I (13.45—14.24 UT), в — в $\lambda 5172,7$ Å Mg I (8.15—9.05 UT)

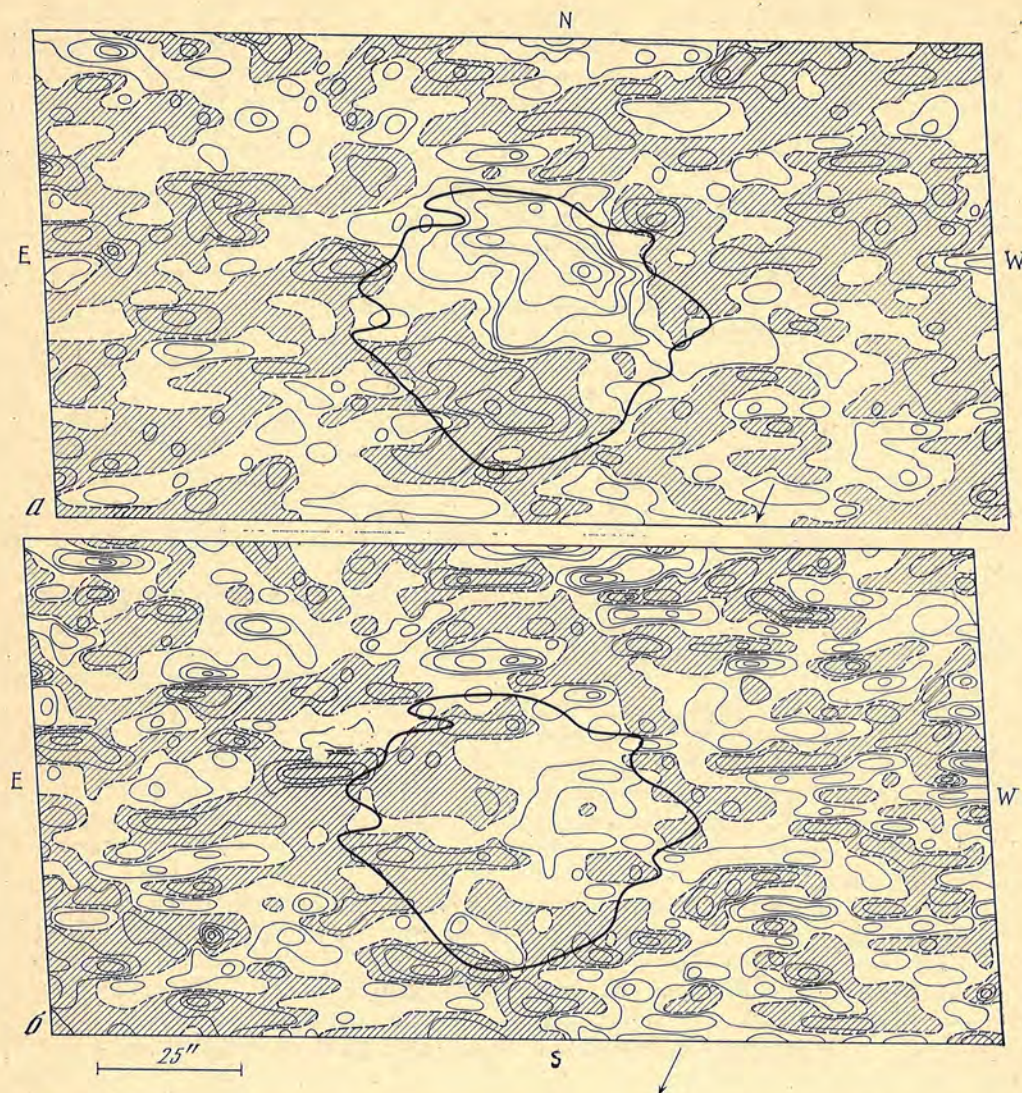


Рис. 3. Карты поля скоростей в активной области с одиночным пятном 15.09 1978 г. ($L = 11^{\circ},9$ W; $\varphi = 16^{\circ},0$ N)

Обозначения те же, что и на рис. 2; а — по наблюдениям в линии $\lambda 5253,5$ Å Fe I (13.03—13.42 UT), б — в $\lambda 5269,5$ Å Fe I (13.03—13.42 UT)

тивными областям скорости в пятне и вне пятна приведены в табл. 2. Отношение величины скорости в пятне к скорости вне пятна дано в последнем столбце таблицы.

Через $\bar{V}$ (+) обозначены скорости газа к наблюдателю и через $\bar{V}$ (—) — от наблюдателя.

Довольно часто максимальные значения скорости в элементах находятся либо на границе пятна, либо в непосредственной ее близости (см. рис. 2, б, 3, б). С переходом от окружающей атмосферы к пятну скорость резко уменьшается даже в тех элементах, которые относятся и к пятну, и к соседней атмосфере.

Элементы поля скоростей располагаются относительно границы пятна так, как будто нет магнитного поля в пятне. С переходом от окружающей атмосферы в область пятна средняя по площади скорость в элементах с движением газа к наблюдателю уменьшается в среднем на 28 % и в элементах с движением газа от наблюдателя — на 32 % (см. табл. 2). Следовательно, вокруг пятна наблюдается как бы «бурлящее состояние» вещества и его

«застывшее состояние» с тем же размером элементов в пятне. В самом пятне преобладает поток (произведение скорости на площадь) с движением газа от наблюдателя над потоком газа к наблюдателю. Однако это преобладание не превышает 30 %, что значительно меньше, чем в фотосфере [11] или хромосфере [12, 13].

Итак, основные результаты наших исследований следующие. В солнечной атмосфере, где движения Эвершеда меняют знак, размеры элементов поля скоростей в пятне примерно такие же, как и в окружающей его атмосфере. Элементы скоростей располагаются относительно границы пятна произвольно, т. е. как будто у пятна нет магнитного поля. С переходом к пятну от окружающей атмосферы скорости уменьшаются на 30 %, ее вертикальные и горизонтальные составляющие одинаковы.

В пятне поток с движением газа от наблюдателя всего лишь на 30 % преобладает над потоком с движением газа к наблюдателю.

Мы знаем, что на уровне хромосферы довольно большой поток газа утекает в пятно. Следовало ожидать, что этот поток можно было бы обнаружить на уровне смены знака движений Эвершеда. Однако наблюдения показывают, что здесь вертикальная и горизонтальная составляющие скорости одинаковы, т. е. этот поток газа каким-то образом замаскирован.

Далее, магнитные поля пятен имеют тонкую структуру и сконцентрированы в отдельных трубках или жгутах [16—18]. Наличие эффекта Вилсона и общие соображения подсказывают, что и на этом уровне газовое движение внутри пятна меньше, чем в окружающей магнитный веер атмосфере. Повышенное внешнее газовое давление способствует проникновению газа через «щели» между отдельными жгутами в область пятна. Следует полагать, что щели в магнитном поле пятна расположены случайно. Направленный поток газа, проходя через такие щели, будет разрушаться с одной стороны, а с другой стороны газ, попавший в область пониженного давления, расширяется. Оба эти эффекта и могут создать наблюдаемую картину движений.

Отметим, что приток газа в пятно на этом уровне солнечной атмосферы, если не полностью, то, по крайней мере, частично может обеспечить отток его в виде движений Эвершеда в фотосфере.

В заключение приношу глубокую благодарность А. Б. Северному за обсуждение работы, Н. И. Райковой и старшему инженеру-программисту Г. А. Козловой за помощь в обработке данных наблюдений.

6 ноября 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Evershed J.* — Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1910, vol. 70, p. 217.
2. *St. John Ch. E.* — Astrophys. J., 1913, vol. 37, p. 322.
3. *Abetti G.* The Sun. L., 1957, p. 157.
4. *Maltby P.* — Ann. Astrophys., 1960, vol. 23, p. 983.
5. *Гонасюк С. И.* — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1977, т. 57, с. 107.
6. *Beckers J. M.* — Austral. J. Phys., 1962, vol. 15, p. 327; Atti Conv. macchie Solari, Firenze, 1964; Firenze, 1966, p. 186.
7. *Bones G., Maltby P.* — Solar Phys., 1978, bd. 57, N 1, blz. 65.
8. *Abetti G.* — Handb. Astrophysik, 1929, Bd. 4, S. 170.
9. *Kinman T. D.* — Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1952, vol. 112, p. 425.
10. *Servajean R.* — Ann. astrophys., 1961, vol. 24, N 1.
11. *Гонасюк С. И.* — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1964, т. 32, с. 14.
12. *Степанов В. Е.* — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1960, т. 23, с. 184.
13. *Гонасюк С. И., Цан Т. Т.* — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1970, т. 41—42, с. 15.
14. *Северный А. Б.* — Астрон. журн., 1966, т. 43, с. 465.
15. *Границкий Л. В., Границкая Л. А., Дидковский Л. В., Никулин Н. С.* — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1977, т. 56, с. 181.
16. *Северный А. Б.* — Астрон. журн., 1959, т. 36, с. 208.
17. *Severny A.* — In: IAU Symp. N 22, Rottach—Eggern, 1963, Sept., p. 140.
18. *Severny A. B.* — Scientia, 1966, vol. 101, N 9/10, p. 395.

ОБ УСЛОВИЯХ РАВНОВЕСИЯ ПОЛНОГО ДАВЛЕНИЯ ПЯТНА С ДАВЛЕНИЕМ ОКРУЖАЮЩЕЙ ЕГО ФОТОСФЕРЫ

М. Дж. Гусейнов

Для различных пятен ($H = 2000 \div 4000$ Гс) по разным (прозрачным и плотным) моделям подбираются величины вертикальных градиентов напряженности магнитного поля $\Delta H/\Delta h$, которые удовлетворяют условию равновесия $P_t^*(h) = P_g(h)$ в слое с оптическими глубинами $10^{-4} \leq \tau^* \leq 10^5$. В прозрачных моделях равновесие выполняется при величинах $\Delta H/\Delta h = 3 \div 5$ Гс/км. С увеличением напряженности магнитного поля пятен растут и значения вертикальных градиентов $\Delta H/\Delta h$, а пятна становятся более разреженными. Величины $\Delta H/\Delta h < 3$ Гс/км как для прозрачных, так и для плотных моделей могут быть получены, если в них существенно уменьшить градиент давления газа с высотой. Найденные ранее автором [6] значения вертикальных градиентов магнитного поля достаточно хорошо согласуются с величинами $\Delta H/\Delta h$, удовлетворяющими условию равновесия при малых градиентах газового давления в пятне.

ON THE EQUILIBRIUM BETWEEN THE TOTAL PRESSURE OF A SUNSPOT AND THE PRESSURE IN THE PHOTOSPHERE, by M. J. Huseynov. — For different sunspots (with magnetic field strength $H = 2000 \div 4000$ Gs) using transparent and opaque models, the values of vertical gradients of magnetic field $\Delta H/\Delta h$ are selected to fit the equilibrium condition $P_t^*(h) = P_g(h)$ at depths $10^{-4} \leq \tau^* \leq 10^5$.

In transparent models the equilibrium is realized at $\Delta H/\Delta h = 3 \div 5$ Gs/km. The increase of sunspots magnetic field strength leads to the increase of vertical gradients $\Delta H/\Delta h$, but the spots become more transparent. The values $\Delta H/\Delta h < 3$ Gs/km might be obtained both for transparent and opaque models if the gradient of gaseous pressure is decreasing with height. The values of vertical gradients of magnetic field, obtained earlier in [6] are found to be in good agreement with values $\Delta H/\Delta h$ satisfying equilibrium conditions for small gradients of gaseous pressure in a sunspot.

Как известно, вычисленные величины вертикального градиента магнитного поля в тени пятна зависят от шкалы высот применяемой модели: они могут отличаться на порядок для прозрачных и плотных моделей пятен (см., например, [1]). Такой результат был получен нами ранее [2, 3]: величины вертикального градиента поля, найденные для различных пятен по прозрачной модели Мишара [4], находятся в пределах $\Delta H/\Delta h = 0,7 \div 3,0$ Гс/км, а по плотной модели Маттига [5] $\Delta H/\Delta h = 4 \div 22$ Гс/км. Чтобы быть свободным от влияния моделей, для тех же пятен значения $\Delta H/\Delta h$ в [6] мы определили согласно высотам образования линий поглощения различной интенсивности, найденным Маттигом [7]. Полученные нами [6] градиенты поля $\Delta H/\Delta h = 0,8 \div 2,3$ Гс/км согласуются с величинами вертикальных градиентов поля, найденными ранее разными авторами по разреженным моделям пятен [1—3, 8]. Авторы [9], используя наши измерения поля H , для тех же пятен по модели [10] нашли $\Delta H/\Delta h = 0,7 \div 2,0$ Гс/км. Согласно [11] вертикальные градиенты поля для разного размера пятен могут быть примерно 1—2 Гс/км.

Но, несмотря на вышеизложенное, вопрос о величине вертикального градиента магнитного поля остается не совсем ясным: градиенты, вычисленные по моделям, полностью зависят от их шкалы высот, а найденные нами в [6] — от точности измерений сдвига пятен в линии поглощения относительно положения непрерывного спектра тени у края диска Солнца, выполненных в [7]. К тому же правомерность применения этих сдвигов на краю диска, как высот образования линий поглощения, может быть поставлена под сомнение, во всяком случае для других $\mu = \cos \vartheta = \sqrt{1 - \rho^2}$ (здесь ϑ — угол между солнечным радиус-вектором и лучом зрения, $\rho = r/R$ — относительное расстояние от центра диска Солнца). Поэтому, во-первых, следует выяснить точность измерений таких сдвигов. Согласно

[7] сдвиги пятен на краю диска измерены по высококачественным спектрограммам, полученным на обсерватории Капри с помощью рефрактора Куде (диаметр изображения на щели 330 мм, 1 мм = 5",9). Средняя ошибка одного измерения 0",04. Как видно, точность измерения достаточно высокая. Но условия наблюдения (дрожания изображений и рассеянный свет), по-видимому, могли по-разному повлиять на величину сдвига пятен для слабых и сильных линий поглощения, что может привести к неточности шкалы высот. Во-вторых, необходимо выяснить, насколько изменится разница высот образования линий поглощения при переходе от края к центру диска Солнца (или к другим $\mu = \cos \theta \leq 1$).

Если шкала высот зависит от μ , тогда при пользовании величинами сдвигов, найденными на краю диска, необходимо учитывать соответствующий переходной коэффициент. Оказывается, для многих современных моделей пятен этот коэффициент примерно равен единице. Рассмотрим, например, различие в разностях высот образования двух линий поглощения в спектре тени пятна согласно модели [12] при разных положениях его на диске Солнца. Допустим, что, когда пятно находится вблизи центрального меридиана, оптические глубины образования линий поглощения $\tau_1^* = 0,1$ и $\tau_2^* = 0,01$. Тогда по модели [12] разница их высот образования при $\mu = 1$ будет $\Delta h_1^* = 100$ км, а около края, например, при $\mu = 0,1$ станет $\Delta h_2^* = 98$ км. Это показывает, что при переходе от края к центру диска Солнца разница высот образования линий поглощения в спектре тени пятна по модели [12] меняется незначительно. Для моделей пятен [5, 12—14] это правило выполняется в диапазоне оптических глубин $10 \geq \tau^* \geq 10^{-4}$.

Но имеются модели пятен, для которых это условие не выполняется (например, [15]). Какие из этих моделей наиболее вероятны? Как отмечается в [16], газовое давление в моделях пятен определяется очень неуверенно (например, в [13] с множителем 2), что также может внести значительную ошибку в шкалу высот.

В связи с изложенным нам было необходимо каким-то косвенным путем проверить величины вертикальных градиентов магнитного поля, найденные нами ранее в [6] для различных пятен. Для этого по предложению А. Б. Северного мы рассматриваем, насколько значения вертикальных градиентов магнитного поля удовлетворяют условию равновесия полного давления в пятне P_t^* и газового давления окружающей его фотосферы P_g на разных глубинах атмосферы Солнца, т. е. мы предполагаем, что в изучаемом нами диапазоне высот выполняется

$$P_t^*(h) = P_g^*(h) + P_m^*(h) = P_g(h),$$

где $P_m^*(h) = H_h^2/8\pi$ — магнитное, $P_g^*(h)$ — газовое давления в тени пятна, а $P_g(h)$ — давление газа окружающей невозмущенной фотосферы на высоте h (электронное и ионное давления не учитываются из-за их незначительности в изучаемом диапазоне высот), H_h — напряженность магнитного поля в тени пятна на высоте h .

Результаты вычислений и их обсуждение. Первым исходным материалом являются наблюдаемые нами [6] распределения напряженности магнитного поля по высоте. Они относятся к высотам $h^* = 100 \div 500$ км над уровнем образования непрерывного спектра ($h^* = 0$ при $\tau^* = 1$) центральных частей пятен. Для более глубоких уровней пятна напряженности магнитных полей мы находим согласно известным величинам вертикальных градиентов поля. Для простоты мы будем сравнивать полное давление центральной части тени, приняв $|H| = H_{||}$, с газовым давлением фотосферы без учета тонкой структуры пятна. При этом предполагается, что на одной и той же глубине пятна (включая полутень) по всей его поверхности $P_t^* = \text{const}$.

Для определения полного давления $P_t^*(h)$ в пятне нужно знать распределение газового давления на этих же глубинах. С этой целью мы используем две состыкованные модели пятен: наблюдательную [12] в диапазоне

$10^{-4} \leq \tau^* \leq 10$ и теоретическую [17] в диапазоне $10 < \tau^* \leq 10^5$. Эти две модели состыкованы в [12], они при $\tau^* = 10$ имеют почти одинаковые параметры.

На рис. 1 приведены результаты вычислений $P_t^*(h)$ для следующих пятен:

I. Одинокое пятно № 286 (по «Солнечным данным») с $H = 2600$ Гс, $\Delta H/\Delta h = 0,9$ Гс/км, наблюденное 18.10.1961 г.

II. Пятно *a* Гр. № 251, $H = 2700$ Гс, $\Delta H/\Delta h = 2,3$ Гс/км, 02.09.1961 г.

III. Пятна *a* Гр. № 251, 07.09.1961 г., *b* и *c* Гр. № 251, 02.09.1961 г. с близкими значениями полей $H \approx 2100$ Гс и с $\Delta H/\Delta h = 1,3$ Гс/км (все напряженности магнитных полей указаны для высоты $h = 100$ км над $\tau^* = 1$; обозначение пятен по [2]).

На рисунке приведено также распределение газового давления в невозмущенной фотосфере по данным [18, 19]. Принято, что как в фотосфере, так и в пятне высота $h = 0$ при $\tau = 1$ и $\tau^* = 1$ соответственно. На рис. 1 $\tau^* = 1$ и $\tau = 1$ совмещены. На оси абсцисс отложена высота h для фотосферы и пятна в километрах, на оси ординат логарифмы полного давления в пятнах P_t^* и газового давления в невозмущенной фотосфере P_g в дин/см².

Из рис. 1 видно, что при совмещении $\tau^* = 1$ и $\tau = 1$ на всех рассматриваемых высотах (или глубинах) в атмосфере Солнца полное давление в пятне P_t^* значительно превосходит газовое давление P_g окружающей его невозмущенной фотосферы. Но согласно эффекту Вильсона при равных оптических глубинах пятна должны располагаться в более глубоких слоях атмосферы Солнца, чем окружающая невозмущенная фотосфера. Величину вильсоновской депрессии для $0,1 \lesssim \tau^* \lesssim 1$ в среднем можно принимать $z = (600 \pm 200)$ км [20]. Это означает, что кривые $P_t^*(h)$ на рис. 1 мы должны соответственно по оси h смещать вправо. Но, как видно из рис. 1, простой сдвиг кривых $P_t^*(h)$ вправо («утопление пятна в глубь фотосферы») не решает задачу: кривые $P_t^*(h)$ и $P_g(h)$ все же не совпадают, так как они по своей форме сильно различаются. Поэтому мы решили сначала найти, при каких значениях вертикального градиента магнитного поля $\Delta H/\Delta h$ можно достичь удовлетворительного совпадения кривых $P_t^*(h)$ и $P_g(h)$ с учетом эффекта Вильсона. Оказалось, что изменение величины градиента поля сильно меняет ход $P_t^*(h)$ для $\tau^* \lesssim 1$, а при больших τ^* кривая $P_t^*(h)$ меняется очень мало, так как в глубоких слоях $P_g^*(h) > P_m^* = H^2/8\pi$. Таким образом, варьируя только значения вертикального градиента поля, мы не смогли добиться достаточного сходства кривых $P_t^*(h)$ и $P_g(h)$ по всей рассматриваемой глубине атмосферы.

Как указывалось выше, газовое давление в пятнах определяется не очень уверенно (с множителем 2). Поэтому мы решили условие равновесия $P_t^*(h) = P_g(h)$ проверить, изменяя газовое давление пятна до 2 раз, сохранив градиент $P_g^*(h)$. Но и тут не было получено какого-либо удовлетворительного результата. Все это говорит о том, что для плотных моделей, состыкованных в [12] с учетом даже возможной неточности (до двух раз) в определении давления газа P_g^* в пятне, условие $P_t^*(h) = P_g(h)$ не выполняется.

Было интересно найти, при каких же $P_g^*(h)$ и разумных величинах градиента поля $\Delta H/\Delta h$ условие равновесия полного давления в пятне с газовым давлением окружающей его фотосферы может быть выполнено. Поэтому решено было посмотреть, получится ли равновесие давлений P_t^* и P_g , если газовое давление в моделях [12, 17] уменьшить более чем в два раза, сохранив в них его градиент с высотой. Для наблюдаемых нами пятен при разных значениях $\Delta H/\Delta h$ мы снова построили кривые $\lg P_t^*(h)$, уменьшая газовое давление в моделях [12, 17] от трех до пяти раз. Оказалось, что для пятен с $H = 2100$ Гс условие равновесия $P_t^*(h) = P_g(h)$ удовлетворительно выполняется при $\Delta H/\Delta h = 3,0$ Гс/км, если газовое

Рис. 1. Сравнение полного давления P_t^* в наблюдаемых пятнах с газовым давлением фотосферы P_g при совмещении $\tau^* = \tau = 1$

Сплошная кривая — газовое давление невозмущенной фотосферы P_g

Рис. 2. Совмещение распределений полного давления $P_t^*(h)$ в наблюдаемых пятнах (1 — $H = 2100$ Гс, 2 — $H = 2600 \div 2700$ Гс) с давлением газа окружающей их невозмущенной фотосферы $P_g(h)$ по данным [18, 19] (сплошная кривая)

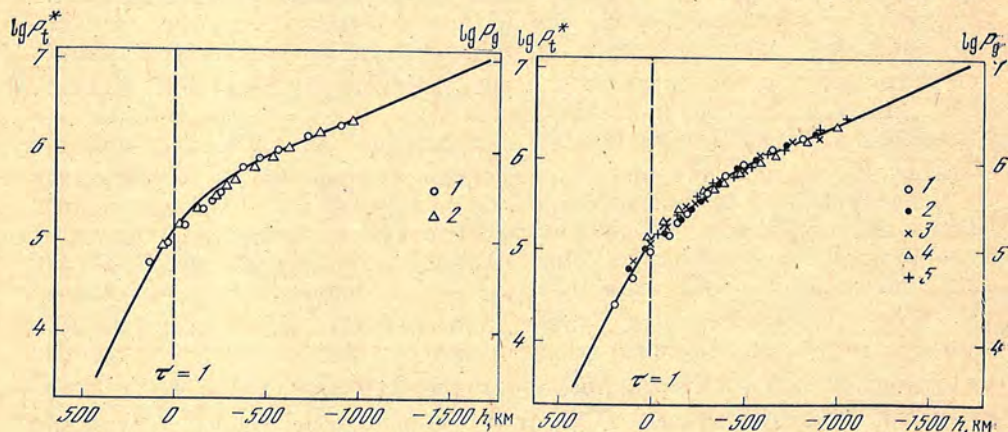
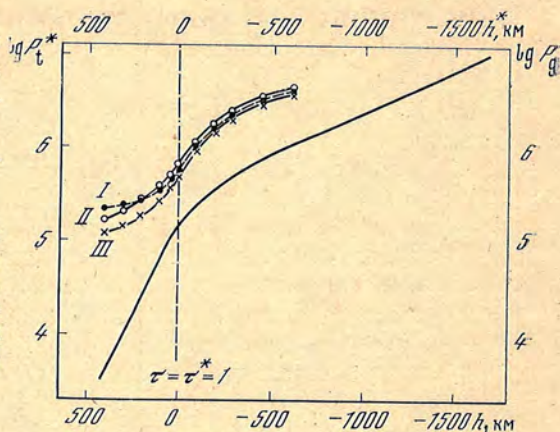


Рис. 3. Совмещение распределений полного давления $P_t^*(h)$ в пятнах с давлением газа окружающей их невозмущенной фотосферы $P_g(h)$ по данным [18, 19] (сплошная кривая)

1 — $H = 2000$ Гс, $\Delta H/\Delta h = 3$ Гс/км; 2 — 2500 Гс и 3,5 Гс/км; 3 — 3000 Гс и 4,0 Гс/км; 4 — 3500 Гс и 4,5 Гс/км; 5 — 4000 Гс и 5,0 Гс/км

давление взять в три раза меньшим, чем в [12, 17]. Для пятен с $H = 2600 \div 2700$ Гс газовое давление P_g^* в пятне нужно уменьшить еще больше (в пять раз), при этом требуется градиент $\Delta H/\Delta h = 4,0$ Гс/км. Эти результаты приведены на рис. 2. Кривые $\lg P_t^*(h)$ сдвинуты вправо на величину $\Delta h = 320$ км для первых пятен и на $\Delta h = 400$ км для последних. Полученные таким путем значения вертикальных градиентов поля в несколько раз больше, чем найденные нами в [6] величины $\Delta H/\Delta h$ для тех же пятен. Однако наши дальнейшие подсчеты показали, что можно получить и меньшие значения $\Delta H/\Delta h$, согласующиеся с результатами [6]. Для этого нужно уменьшить не только плотность газа, но и градиент газового давления с высотой в пятне.

Условие равновесия $P_t^*(h) = P_g(h)$ мы рассмотрели и для часто наблюдаемых пятен с напряженностями магнитных полей $H = 2000, 2500, 3000, 3500$ и 4000 Гс. Результаты для таких пятен показаны на рис. 3 (напряженности H соответствуют высотам $h^* = 0$). Для получения равновесия мы опять приняли газовое давление P_g^* в несколько раз меньшим, а именно: для пятен с $H = 2000 \div 2500$ Гс в 3 раза, а с $H = 3000 \div 4000$ Гс в 5 раз, чем в моделях [12, 17], сохранив в них градиент давления газа с высотой. Предполагая газовое давление меньшим в плотных моделях [12, 17] в 3—5 раз, мы приходим к разреженным моделям пятен. Следовательно, можно полагать, что для прозрачных моделей условие равновесия

$P_t^*(h) = P_g(h)$ выполняется при $\Delta H/\Delta h = 3 \div 5$ Гс/км. С увеличением напряженности поля H пятен увеличиваются и величины вертикальных градиентов поля $\Delta H/\Delta h$. Для малых пятен требуются менее прозрачные модели, но большим пятнам лучше подходят более разреженные модели.

Уместно отметить, что в [21] также сделан вывод о большей пригодности прозрачной модели Мишара для равновесия магнитного поля униполярного пятна.

Нужно заметить, что для получения равновесия пятен с $H = 2000 \div 4000$ Гс соответствующие кривые $P_t^*(h)$ на рис. 3 были сдвинуты вправо по оси h до лучшего совмещения с кривой $P_g(h)$. Величины этих сдвигов $\Delta h = (300 \div 600) \pm 50$ км только качественно могут характеризовать эффект Вильсона.

Приведенная в [20] средняя величина вильсоновской депрессии $z = (600 \pm 200)$ км для $0,1 \lesssim \tau^* \lesssim 1$ получена осреднением данных по многим работам [22—26]. Но разные авторы получают значительно различающиеся результаты. В [25] не обнаружена зависимость z от размеров около 30 изученных ими пятен. Напротив, в [27], где профотометрировано 130 снимков круглых пятен, найдено существенное различие в глубине малых и больших пятен (величина вильсоновской депрессии больших пятен в среднем достигает $z = 1500$ км). Это может указывать на то, что просто пятна бывают с самыми разными глубинами.

Важно заметить, что согласно [28] пятна могут быть как плотными, так и разреженными. Но, как правило, более прозрачными оказываются большие ядра солнечных пятен. Кроме этого, разными бывают и градиенты плотности с высотой. Наибольший градиент плотности был обнаружен у развивающихся пятен. Таким образом, авторы [28] пришли к выводу, что нет единой модели пятен.

На самом деле, когда группа пятен быстро развивается, в ней происходят мощные магнитогидродинамические процессы. Можно ожидать, что в пятнах таких активных групп распределения температуры, плотности и магнитного поля с высотой могут быть самыми разными, что может привести и к различным величинам вильсоновской депрессии. Поэтому условие равновесия $P_t^*(h) = P_g(h)$ нужно было решать и для плотных моделей. Как выяснилось выше, использованная нами плотная состыкованная модель [12, 17] не удовлетворяет условию равновесия. Для того чтобы получить равновесие P_t^* и P_g , в плотных моделях [12, 17] пришлось уменьшить градиент давления газа с высотой на глубинах $\tau^* \lesssim 10^3$. В этом случае для равновесия требуются вертикальные градиенты $\Delta H/\Delta h = 0,5 \div 1,0$ Гс/км для верхних и $\Delta H/\Delta h = 1,5 \div 2,0$ Гс/км для глубоких слоев пятен. Важно отметить, что малые вертикальные градиенты поля в пятне для верхних слоев ранее были найдены в [29, 30] независимо от моделей пятен.

В случае плотных моделей с малым градиентом газового давления в пятне получаются большие величины (до $\Delta h \approx 900$ км) смещения кривых $P_t^*(h)$ для совпадения с кривой $P_g(h)$ на графиках типа рис. 1—3. Это указывает на то, что для равновесия P_t^* и P_g плотные пятна должны располагаться в более глубоких слоях атмосферы Солнца, чем разреженные пятна.

Таким образом, можно сделать следующее заключение.

Для выполнения условий равновесия все пятна (с разреженными и плотными моделями) должны быть утоплены в глубь фотосферы в зависимости от величины разности полного давления в пятне и газового давления в окружающей его невозмущенной фотосфере.

В прозрачных моделях пятен условие равновесия выполняется при вертикальных градиентах магнитного поля $\Delta H/\Delta h = 3 \div 5$ Гс/км. С увеличением напряженности поля H пятен растут и величины вертикальных градиентов $\Delta H/\Delta h$. Для малых пятен требуются менее прозрачные модели, но большим пятнам лучше подходят более разреженные модели.

Величины $\Delta H/\Delta h < 3$ Гс/км как для прозрачных, так и для плотных моделей могут быть получены, если в них существенно уменьшить градиент давления газа с высотой.

Вообще, величины вертикальных градиентов магнитных полей различных пятен, по-видимому, в зависимости от физических условий в них в основном могут быть в пределах $0,5 \text{ Гс/км} \leq \Delta H/\Delta h \leq 5,0 \text{ Гс/км}$.

Значения вертикальных градиентов магнитного поля $\Delta H/\Delta h$, найденные нами в [6] для разных наблюдаемых пятен, лучше согласуются с величинами $\Delta H/\Delta h$, которые удовлетворяют условию равновесия при малых градиентах давления газа с высотой в пятне.

Выражаю глубокую благодарность А. Б. Северному за постановку задачи и внимание к работе. Я искренне благодарен Э. А. Барановскому, С. И. Гопасюку, В. А. Котову и Л. С. Любимкову за полезное обсуждение отдельных вопросов, Н. В. Стещенко и П. П. Добронравину за замечания и полезные советы при оформлении статьи, Н. А. Фроловой за подготовку окончательных иллюстраций.

Декабрь 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. Брей Р. и Лоухед Р. Солнечные пятна. М.: Мир, 1967, с. 282.
2. Гусейнов М. Дж.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1968, т. 39, с. 253.
3. Гусейнов М. Дж.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1970, т. 41—42, с. 89.
4. Michard R.— Ann. Astrophys., 1953, vol. 16, p. 217.
5. Mattig W.— Ztschr. Astrophys., 1958, Bd. 44, S. 280.
6. Гусейнов М. Дж.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1978, т. 58, с. 31.
7. Mattig W.— Solar Phys., 1969, bd. 8, N 2, blz. 291.
8. Де Ягер К. Строение и динамика атмосферы Солнца. М.: Изд-во иностр. лит., 1962, с. 104.
9. Makita M., Nemoto K.— Publ. Astron. Soc. Jap., 1976, vol. 28, N 3, p. 495.
10. Henoux J. C.— Astron. and Astrophys., 1969, vol. 2, N 3, p. 288.
11. Schlüter A., Temesvary S.— In: IAU Symp. 6, 1958, p. 263.
12. Stellmacher G., Wiehr E.— Astron. and Astrophys., 1975, vol. 45, N 1, p. 69.
13. Kneer F.— Astron. and Astrophys., 1972, vol. 18, N 1, p. 39.
14. Zwaan C.— Solar Phys., 1975, bd. 45, N 1, blz. 115.
15. Kjeldseth M. P., Maltby P.— Solar Phys., 1974, bd. 36, N 1, blz. 109.
16. Обридко В. Н., Теплицкая Р. Б. Итоги науки и техники. Астрономия. М.: ВИНТИ, 1978, т. 14, с. 7.
17. Meyer F., Schmidt H. U., Weiss N. O., Wilson P. R.— Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1974, vol. 169, p. 35.
18. Allen C. W.— In: Astrophys. quantities, 1963, Univ. of London, p. 164.
19. Allen C. W.— In: Astrophys. quantities, 1973, Univ. of London, p. 165.
20. Gokhale M. H., Zwaan C.— Solar Phys., 1972, bd. 26, N 1, blz. 52.
21. Меркуленко В. Е.— Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. Иркутск, 1971, вып. 20, с. 125.
22. Loughhead R. E., Bray R. J.— Austral. J. Phys., 1958, vol. 11, N 2, p. 177.
23. Wilson P. R., Cannon C. J.— Solar Phys., 1968, bd. 4, N 1, blz. 3.
24. Wilson P. R., McIntosh P. S.— Solar Phys., 1969, bd. 10, N 2, blz. 370.
25. Suzuki Y.— Publ. Astron. Soc. Jap., 1967, vol. 19, N 2, p. 220.
26. Wittmann A., Schröter E. H.— Solar Phys., 1969, bd. 10, N 2, blz. 357.
27. Prokakis Th.— Solar Phys., 1974, bd. 35, N 1, blz. 105.
28. Барановский Э. А., Степанян Н. Н.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1980, т. 62, с. 125.]
29. Severny A. B., Bumba V.— Observatory, 1958, vol. 78, N 902, p. 33.
30. Вальшин Г. Ф., Крат В. А.— Изв. ГАО, 1965, т. 24, вып. 2, № 178, с. 26.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ НЕКОТОРЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭМИССИОННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ

А. Н. Бабин, А. Н. Коваль

Исследуются поляризационные спектрограммы в линии H_{α} двух вспышек балла 2, четырех вспышек балла 1 и шести эмиссионных выбросов на диске, полученные с анализаторами линейной поляризации на БСТ-2 и КГ-2. В выбранных для изучения эмиссионных образованиях наблюдалась сильная асимметрия эмиссии и большие скорости.

Десять эмиссионных образований (из 27 рассмотренных) обнаруживают заметную поляризацию. Величина ее в 3—6 раз превосходит среднеквадратичную ошибку измерений. Картина поляризации в линии асимметрична: в большинстве случаев поляризация выявляется увереннее в красном крыле, чем в синем, а часто вообще наблюдается только в красном крыле. Во всех этих случаях эмиссия показывает красную асимметрию. В других случаях степень поляризации эмиссионных деталей в пределах ошибок измерений не отличается от инструментальной.

INVESTIGATION OF THE LINEAR POLARIZATION OF SOME SOLAR EMISSION FEATURES, by A. N. Babin, A. N. Koval. — H_{α} spectrograms of two flares of importance 2 and four flares of importance 1 as well as six emission ejections on solar disc obtained at solar tower telescope and large coronagraph with the linear polarization analysers have been examined. The features under investigation show strong asymmetry of emission and high velocities.

In 10 of 27 details the remarkable polarization of emission is found. Its value is 3—6 times rms error of measurements. The picture of polarization in H_{α} -line is asymmetrical: in most cases it is revealed more reliable in the red wing than in the blue one, and often observed only in the red wing at all. At all these events the emission shows red asymmetry. In other cases the difference between the polarization of emission details and the instrumental polarization lies within the limits of measurement errors.

В [1] при изучении поляризационных спектрограмм вспышек в линии H_{α} , полученных с анализаторами круговой поляризации, для ряда узлов вспышек найдены большие различия в контурах линий в спектрах противоположной поляризации. Было обнаружено, что некоторые узлы вспышек состоят из структурных элементов, имеющих различную поляризацию, которая в ряде случаев оказалась существенной. Круговая поляризация в линии может появляться лишь при наличии в излучающем объеме магнитного поля. Но на наблюдаемое излучение могли оказать существенное влияние поляризующие свойства зеркал телескопа, в частности действующие как фазовая пластинка и превращающие линейную поляризацию в эллиптическую и наоборот [2]. К появлению же линейно поляризованного излучения, кроме магнитного поля, могут приводить ряд физических процессов, предположительно имеющих место во вспышках (резонансное рассеяние, эффект Штарка, возбуждение атомов пучком быстрых электронов).

Поэтому представляло интерес исследовать линейную поляризацию излучения вспышек.

Наблюдения

Наблюдения проводились на Башенном солнечном телескопе БСТ-2 ($D/F = 45$ см/21 м) и на большом коронографе КГ-2 ($D/F = 50$ см/13 м или 20 м). Спектры в линии H_{α} снимались в III и IV порядках дифракционных спектрографов (дисперсии $\sim 1,7$ и $3,0$ мм/Å) на пластинках Kodak II F и пленке изопанхром «тип 17». В качестве анализатора линейной поляризации, устанавливаемого на выходе спектрографа, применялись три разных устройства: призма Волластона, поляризационная мозаика Ско-

моровского [3] и двупреломляющая призма из исландского шпата и стекла. Чтобы выравнять яркости двух ортогонально поляризованных пучков, оси анализаторов устанавливались под углом $\sim 45^\circ$ к входной щели спектрографа.

Призма Волластона имеет диаметр 15 мм, угол расхождения между обыкновенным и необыкновенным лучами около 5° . Чтобы изображения не перекрывались, она ставилась на расстоянии приблизительно 18 см от фотопластинки. Недостатки используемой призмы: а) малые размеры, ограничивающие фотографируемый спектральный участок, в результате чего пришлось перейти от IV к III порядку спектра; б) небольшое ($\sim 1\%$) различие в масштабе изображений в разных поляризациях (этот эффект был исследован и учитывался при обработке).

Двупреломляющая призма из шпата и стекла имеет свободное отверстие 30 мм. Необыкновенный луч выходит почти без отклонения, а обыкновенный отклоняется на $\sim 6^\circ$. Удобным свойством этой призмы оказалось то, что ее оптическая ось расположена под углом 45° к плоскости преломления. В этом случае мы получаем два ортогонально поляризованных спектра, расположенных один под другим при минимальном влиянии инструментальной поляризации.

При фотометрировании спектрограмм, полученных с призмами, дающими два ортогонально поляризованных изображения, возникают трудности, связанные с установкой на щель фотометра одного и того же места на Солнце на спектрограммах в разных поляризациях. Закрепление на щели спектрографа пары нитей, используемых в качестве реперов, существенно облегчает эту задачу.

Мозаика Скоморовского является аналогом поляроидной мозаики. Действующее отверстие имеет форму параллелограмма 17×24 мм с острым углом $\sim 70^\circ$. Чередующиеся полосочки шириной 0,25 мм идут параллельно короткой стороне и пропускают свет, линейно поляризованный под углом то $+45^\circ$, то -45° к направлению раstra. Эта мозаика устанавливалась в фокальной плоскости спектрографа. Далее использовалась перебрасывающая оптика, которая строила изображение спектра и мозаики на фотопленку. Полоски раstra ориентировались параллельно спектральным линиям. Недостатки наблюдений с мозаикой: а) в ортогональных поляризациях наблюдаются разные участки контура линии, поэтому для определения степени поляризации ход интенсивности в каждой поляризации приходится получать интерполированием. В участках спектра, блендированных линиями поглощения, эта процедура становится довольно неопределенной; б) изображение в одной поляризации слегка ($\sim$ на 0,015 мм) смещено по отношению к изображению в другой. Хотя это смещение мало, однако оно сравнимо с разрешением телескопа и спектрографа поперек дисперсии ($\sim 0,032$ мм для КГ-2) и, как показали исследования, должно учитываться при фотометрической обработке.

Для проверки оптических качеств призм и поляроидной мозаики они исследовались в сходящемся пучке света в таких же условиях, что и при наблюдениях на телескопах. Во всех случаях дифракционное изображение светящейся точки в обыкновенном и необыкновенном пучках не искажалось.

Наблюдательный материал

Наблюдения проводились в линии H_α . При исследовании поляризации фотографическим методом линия H_α наиболее удобна по двум соображениям: 1) эмиссия вспышек и других эмиссионных образований, как правило, имеет в линии H_α наибольшую яркость; 2) спектральная область вблизи линии H_α наименее блендирована другими линиями поглощения в спектре Солнца, поэтому построение контуров линии H_α наиболее уверенное.

Из большого количества поляризационных спектрограмм, полученных в период с 1978 по 1980 г. на БСТ-2 и КГ-2, нами были отобраны спектрограммы, относящиеся к взрывной фазе вспышек, а также спектрограммы

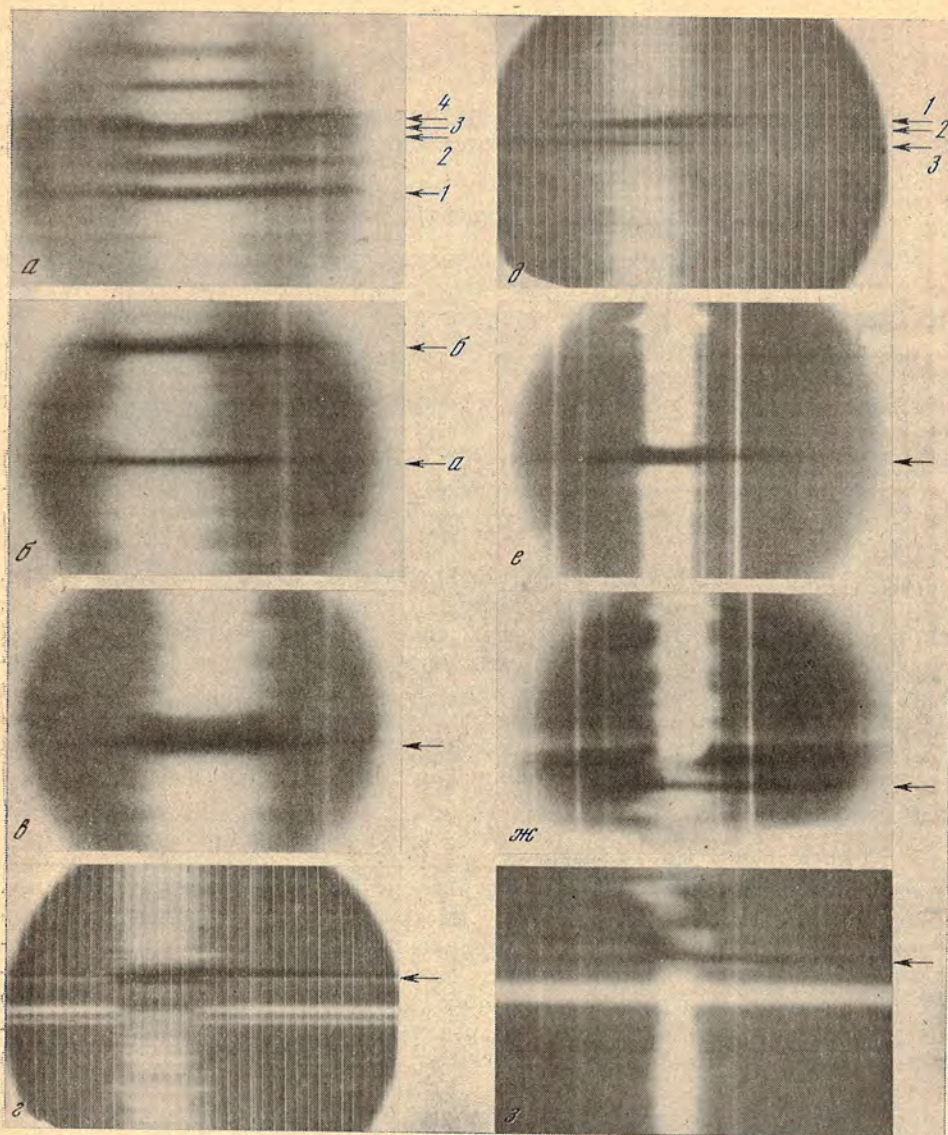


Рис. 1. Примеры исследуемых спектрограмм

a — в — вспышка 1.10 1978 г. в $7^{\text{h}}18^{\text{m}},5$, в $7^{\text{h}}21^{\text{m}},5$ и в $7^{\text{h}}37^{\text{m}}$ UT соответственно; *г, д* — вспышка 20.09 1979 г. в $8^{\text{h}}03^{\text{m}}$ и в $8^{\text{h}}05^{\text{m}}$ UT; *е* — вспышка 23.06 1980 г. в $3^{\text{h}}59^{\text{m}}$ UT; *ж, з* — эмиссионные выбросы 11.07 1980 г. в $4^{\text{h}}40^{\text{m}}$ и 12.10 1980 г. в $7^{\text{h}}24^{\text{m}}$ UT. Стрелки — исследуемые эмиссионные детали

эмиссионных выбросов на диске. На рис. 1 (*a—з*) приведены примеры исследуемых спектрограмм.

Некоторые вспышки во взрывной фазе имеют очень тонкую структуру эмиссии и, как было отмечено А. Б. Северным [4], состоят из скопления «усов» разной протяженности и яркости (см. рис. 1, *a*). Затем образуются две вспышечные ленты (см. рис. 1, *б*).

Наблюдается также тип вспышек, которые на H_{α} -фильтрограммах имеют небольшую площадь и ничем особенно не выделяются. В спектре же они дают эмиссию с протяженными крыльями и сопровождаются эмиссионными выбросами как в синюю, так и в красную область спектра. В изученной нами вспышке 20.09 1979 г. синие и красные эмиссионные выбросы наблюдались в разных местах и в разное время, но «синий» выброс наблюдался на более поздней стадии вспышки. Примеры спектрограмм таких вспышек приведены на рис. 1, *г, д, е*.

Интересное явление представляют собой также повторяющиеся эмиссионные выбросы из области пятен, очень кратковременные и с большими скоростями (см. рис. 1, ж, з).

Таким образом, в выбранных нами для исследования эмиссионных образованиях наблюдалась сильная асимметрия эмиссии и большие скорости.

Обработка спектрограмм

Методика определения степени поляризации эмиссионного образования заключалась в сравнении его интенсивности на двух спектрограммах, полученных одновременно в ортогональных поляризациях.

Обработка спектрограмм проводилась на регистрирующем микрофотометре МФ-4 с фотоумножителем.

Предварительная обработка показала, что величина поляризации эмиссии составляет несколько процентов. Поскольку метод фотографической фотометрии обременен значительными ошибками, был принят ряд мер для повышения точности измерений. В результате воспроизводимость отсчетов за время записи серии регистрограмм вспышки составляла не хуже 0,2%.

При фотометрической обработке поляризационных спектрограмм, полученных через призму Волластона и стеклянно-шпатовую призму, ошибки измерений в первую очередь связаны с неточностью наведения на одно и то же место в разных поляризациях. Поэтому каждая исследуемая эмиссия фотометрировалась как минимум при трех (в некоторых случаях 7—8) независимых наведениях. Контур в почернениях переводился в интенсивности, находились средние контуры по всем измерениям, и определялась степень поляризации в месте эмиссии по формуле

$$P = (I_{\perp} - I_{\parallel}) / (I_{\perp} + I_{\parallel}).$$

Для определения инструментальной поляризации использовался спектр невозмущенной области солнечного диска на той же спектрограмме. Измерения показали, что величина инструментальной поляризации изменяется по полю зрения как в направлении дисперсии, так и перпендикулярно ей. Поэтому для получения более точной величины инструментальной поляризации делалось от двух до четырех (если это позволяли спектрограммы) фотометрических разрезов невозмущенной области фотосферы с каждой стороны от исследуемой эмиссии. Для каждого разреза определялся ход степени поляризации с длиной волны, затем проводилось усреднение по всем разрезам и находилось среднее значение, которое и принималось за величину инструментальной поляризации для исследуемой эмиссии. Далее определялась среднеквадратичная ошибка σ среднего значения степени поляризации. Как правило, среднеквадратичные ошибки средних значений степени поляризации эмиссии того же порядка, что и среднеквадратичные ошибки значений инструментальной поляризации.

Самые большие ошибки получаются для тех мест контура H_{α} , где крылья линии спадают наиболее круто, и в ядре линии. Так как спектрограммы получены при хороших изображениях, то ядро невозмущенной линии H_{α} все состоит из волоконцев, поэтому неточности наведения на одно и то же место спектрограмм в ортогональных поляризациях наиболее заметно сказываются в этих частях контура и могут быть одной из причин большого разброса точек при нахождении среднего значения.

Результаты измерений

■ **Вспышки.** Были обработаны поляризационные спектрограммы двух вспышек балла 2. Наблюдения обеих вспышек охватывают период от начала вспышки до послемаксимальной фазы, когда эмиссия в H_{α} не выходила за центральную часть линии.

Вспышка балла 2В 27.09 1978 г. (27 N, 19 W) началась в 14^h28^m, достигла максимума в 14^h42^m и закончилась в 15^h46^m UT. Исследовались

спектрограммы, полученные в интервале времени $14^{\text{h}}35^{\text{m}}-14^{\text{h}}47^{\text{m}}$ UT. В изученных эмиссионных узлах наблюдалась красная асимметрия (избыток эмиссии в красном крыле). Обработка спектрограмм показала, что степень поляризации эмиссии трех исследованных узлов вспышки в пределах ошибок измерений не отличается от инструментальной поляризации. Для двух эмиссионных узлов наблюдается некоторое отличие степени поляризации эмиссии от инструментальной по всему контуру линии, однако величина различия не превышает значения 2σ .

Вспышка балла 2N 01.10 1978 г. (13 S, 57 E) началась в $6^{\text{h}}53^{\text{m}}$, достигла максимума в $7^{\text{h}}30^{\text{m}}$ и закончилась в $8^{\text{h}}51^{\text{m}}$ UT. Исследованы спектрограммы, относящиеся к интервалу времени $7^{\text{h}}17^{\text{m}}-7^{\text{h}}37^{\text{m}}$. Как уже отмечалось выше, эмиссия этой вспышки во взрывной фазе состояла из скопления «усов» разной интенсивности. Для фотометрии были выбраны наиболее четко выраженные эмиссионные детали.

На спектрограмме, полученной в $7^{\text{h}}17^{\text{m}}$, изучены два эмиссионных узла. Степень поляризации эмиссии в них в пределах ошибок измерений не отличается от инструментальной.

На рис. 1, а приведена спектрограмма вспышки, полученная в $7^{\text{h}}18^{\text{m}}5$. Стрелками отмечены исследованные эмиссионные детали. На рис. 2, а—г представлен ход степени поляризации с длиной волны для разрезов вдоль эмиссии и ход с длиной волны инструментальной поляризации. Вертикальные линии показывают среднеквадратичную ошибку среднего значения степени поляризации. В верхней части рисунка приведен исследуемый фотометрический разрез через эмиссию вспышки, выраженный в интенсивностях. На спектрограмме, полученной на более поздней стадии развития вспышки, в $7^{\text{h}}21^{\text{m}}5$, исследовались две вспыхивающие ленты (см. рис. 1, б). Ход поляризации с длиной волны для них приведен на рис. 3, а, б. Так как эмиссия б находилась вблизи края поля зрения призмы Волластона, взять невозмущенные контуры с двух сторон от эмиссии б для определения инструментальной поляризации в месте эмиссии б не было возможности. На рис. 3, б нанесен ход инструментальной поляризации, полученный по восьми разрезам невозмущенной области фотосферы, взятым между эмиссиями а и б, а также с другой стороны от эмиссии а. Крестами нанесены значения степени поляризации, полученные по ближайшему к эмиссии б фотометрическому разрезу невозмущенной фотосферы.

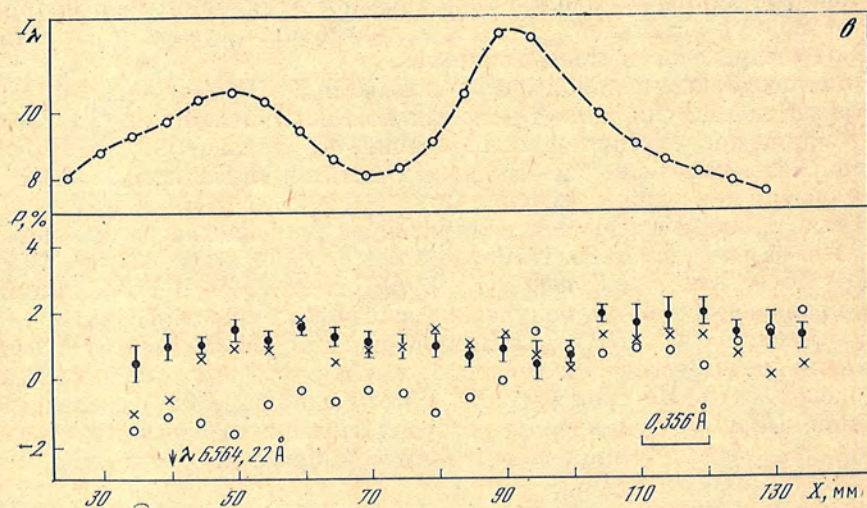
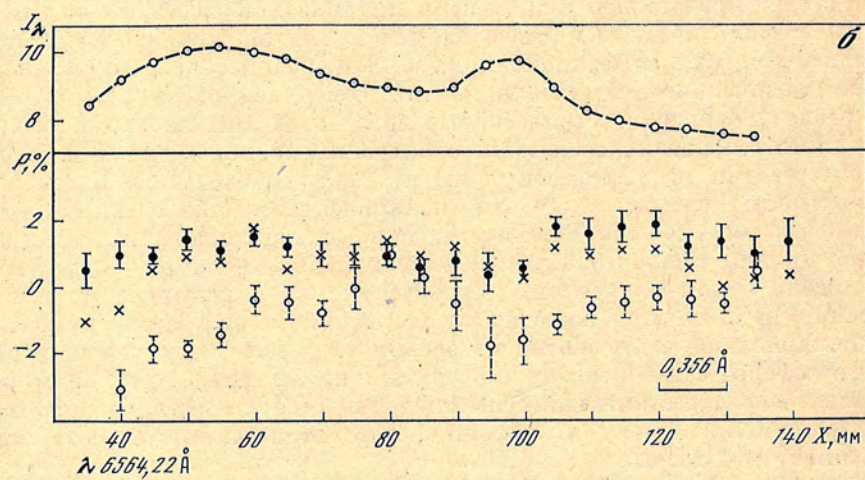
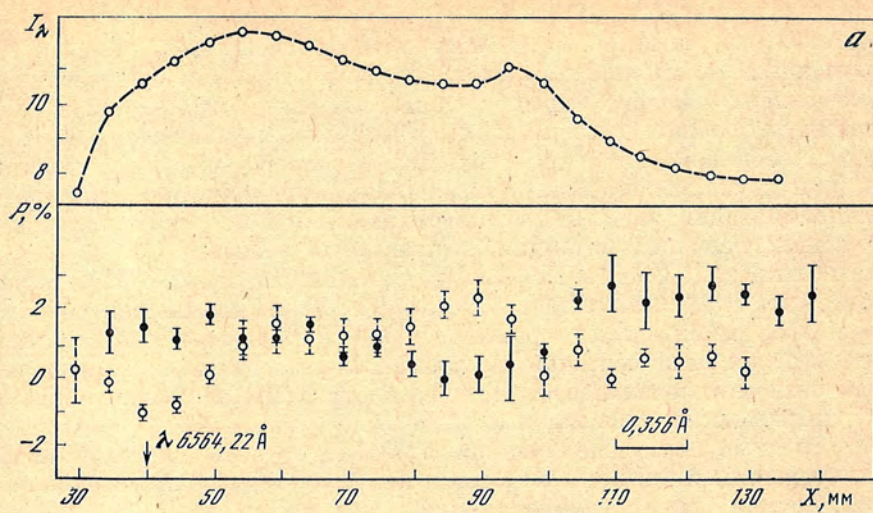
Как видно из рис. 2 и 3, для исследуемых эмиссий на некоторых участках контура линии H_{α} наблюдается заметное отличие степени поляризации от инструментальной. Для ряда эмиссионных узлов эти различия наиболее выражены в красном крыле.

Для послемаксимальной фазы вспышки ($7^{\text{h}}37^{\text{m}}$) (см. рис. 1, в) ход поляризации эмиссии и инструментальной поляризации представлен на рис. 4. Для этой эмиссии ход поляризации не отличается от инструментальной, за исключением небольшого участка в синем крыле линии H_{α} , где это отличие, однако, меньше 3σ .

Были также исследованы поляризационные спектрограммы четырех вспышек балла 1: 20.09 1979 г. ($8^{\text{h}}03^{\text{m}}$, $8^{\text{h}}05^{\text{m}}$ UT), 23.06 1980 г. ($3^{\text{h}}59^{\text{m}}$), 15.10 1980 г. ($12^{\text{h}}48^{\text{m}}$) и 19.10 1980 г. ($9^{\text{h}}02^{\text{m}}$). В скобках приведено время, когда были получены исследуемые спектрограммы.

Вспышка 20.09 1979 г. характеризовалась наличием протяженных эмиссионных выбросов как в синюю, так и в красную сторону спектра (см. рис. 1, г, д). На спектрограмме, полученной в $8^{\text{h}}03^{\text{m}}$, исследовался эмиссионный выброс в красную сторону спектра, отмеченный стрелкой на рис. 1, г. Поляризация эмиссии этого выброса не отличается от инструментальной (рис. 5, а).

На спектрограмме, полученной в $8^{\text{h}}05^{\text{m}}$, исследовались три эмиссионные детали (рис. 1, д), в двух из них (1 и 2) наблюдается красная асимметрия, а в одной (3) — синяя. Для разрезов 1 и 2 поляризация эмиссии в красном крыле заметно отличается от инструментальной (рис. 5, б), а для разреза 3 различия нет.



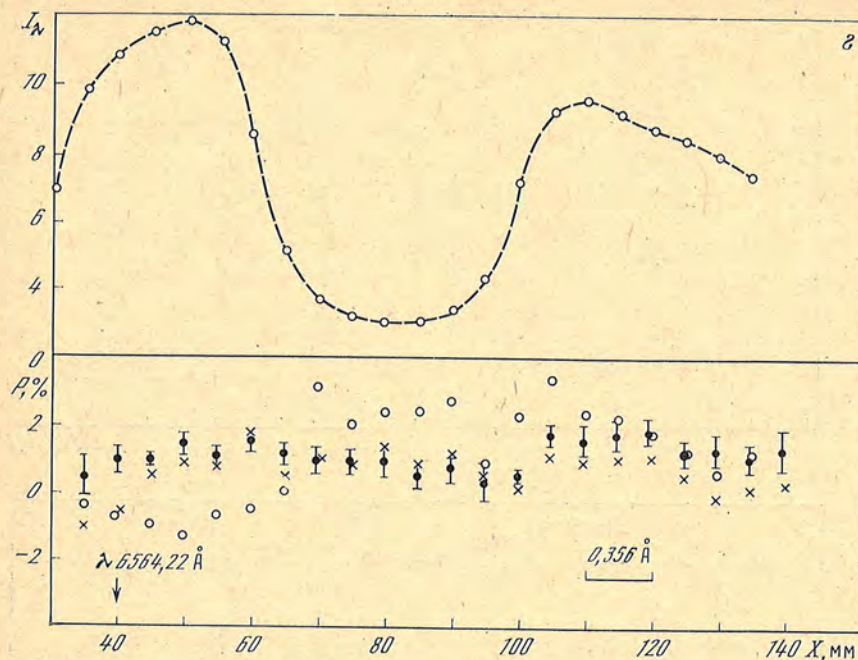


Рис. 2. Ход степени поляризации с длиной волны для эмиссионных узлов (см. рис. 1, а) вспышки 01.10 1978 г., 7^h18^m5 UT (кружки) и инструментальной поляризации (точки) а — для узла 1, б — для узла 2, в — для узла 3, г — для узла 4. Вверху — фотометрический разрез исследуемой эмиссии, выраженный в интенсивностях. Крестики — значения степени инструментальной поляризации, полученные по ближайшим к эмиссии фотометрическим разрезам невозмущенной области фотосферы

Во вспышке 23.06 1980 г. (см. рис. 1, е) в исследованном эмиссионном узле наблюдается заметная поляризация на некотором участке в красном крыле линии H_{α} (рис. 6).

Во вспышке 15.10 1980 г. исследовалась эмиссия с красной асимметрией, во вспышке 19.10 1980 г. — протяженный эмиссионный выброс в синюю сторону спектра. Оба образования не показывают поляризации, отличной от инструментальной.

Эмиссионные выбросы. Исследованы поляризационные спектрограммы шести эмиссионных выбросов на диске: 09.07 1980 г. (4^h27^m и 4^h37^m), 11.07 1980 г. (4^h30^m, 4^h40^m, 4^h45^m) и 12.10 1980 г. (7^h24^m UT). Выброс 12.10 1980 г. наблюдался в группе пятен, расположенной вблизи центра диска Солнца (13N, 33W). Остальные выбросы наблюдались в активных областях, расположенных на небольших расстояниях от края диска Солнца, были очень кратковременные, но появлялись повторно почти в одном и том же месте группы пятен.

В двух выбросах 09.07 1980 г. (в синюю область спектра) и в выбросе 12.10 1980 г. (в красную) поляризация эмиссии в линии H_{α} не отличается от инструментальной. Из трех выбросов в красную сторону, наблюдавшихся 11.07 1980 г., два не показывают заметной поляризации (рис. 7), а поляризация эмиссии третьего (4^h40^m) в красном крыле заметно отличается от инструментальной (рис. 8).

Результаты измерений поляризации эмиссионных деталей представлены в таблице. В нее включены только те случаи (10 из 27 изученных), когда поляризация эмиссии отличается от инструментальной на величину $\geq 3\sigma$. В первом столбце таблицы приведена дата наблюдений и время, когда получена исследованная спектрограмма; во втором — номер разреза; в третьем — характер асимметрии эмиссии; в четвертом и пятом — интервал длин волн, отсчитываемый от центра невозмущенной линии H_{α} , в котором поляризация эмиссии (P_e) отличается от инструментальной

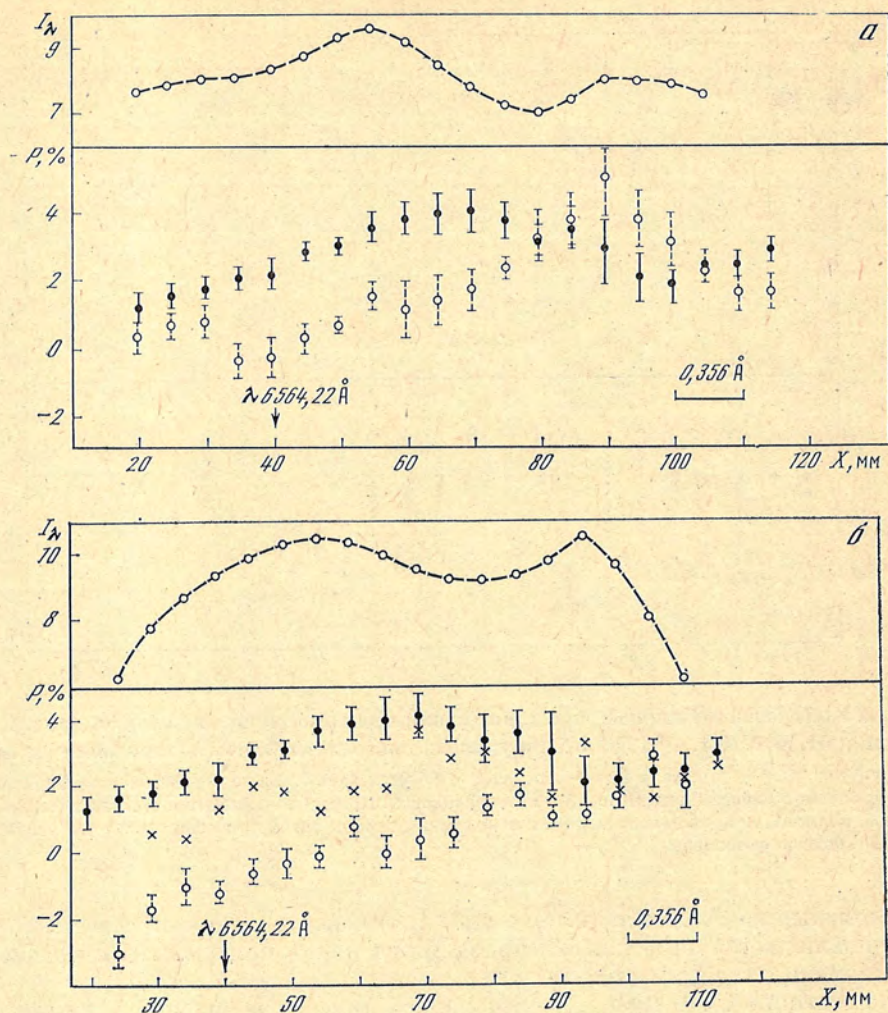


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для эмиссий «а» (а) и «б» (б) в $7^{\text{h}}21^{\text{m}}5 \text{ UT}$

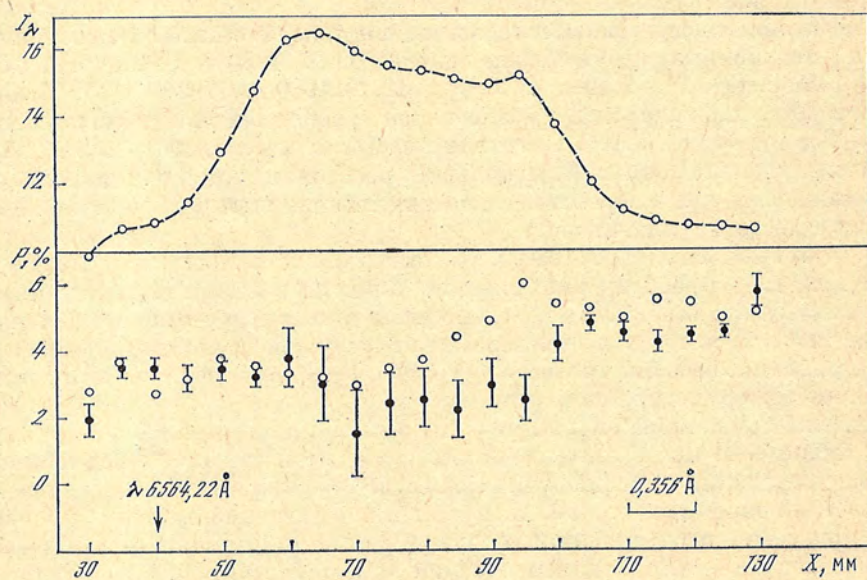


Рис. 4. То же, что на рис. 2, но для эмиссии в $7^{\text{h}}37^{\text{m}} \text{ UT}$

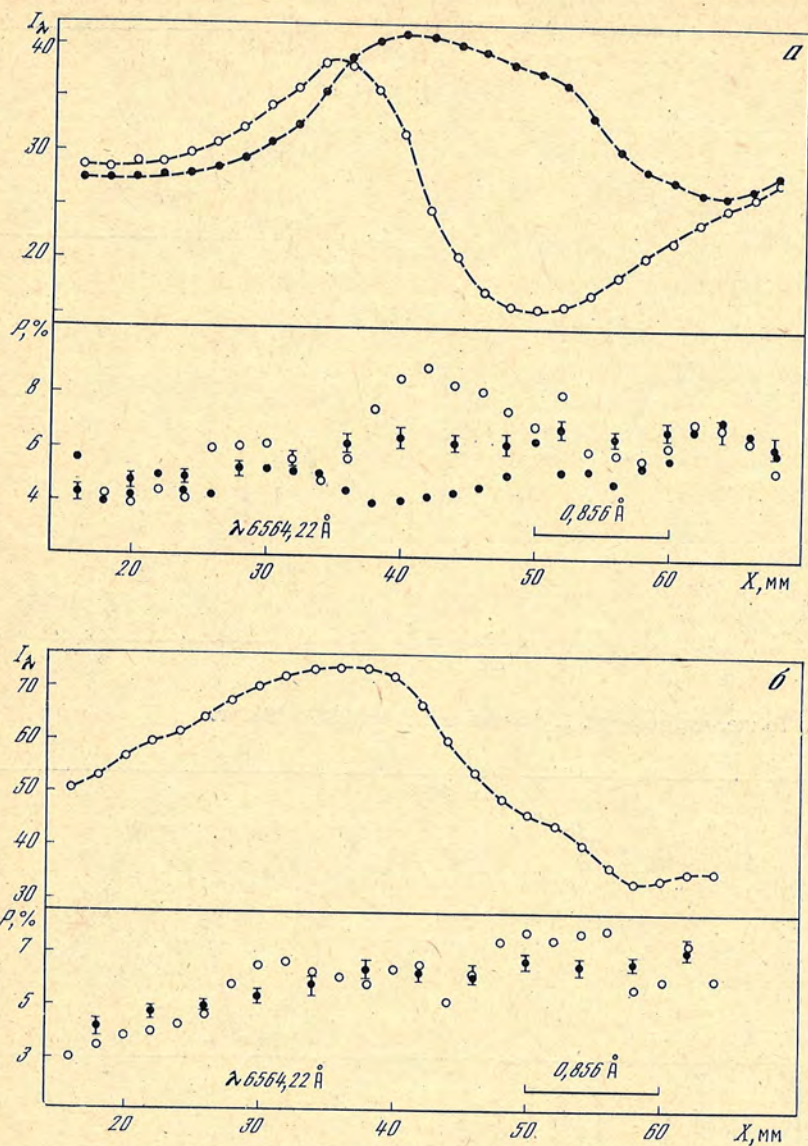


Рис. 5. То же, что на рис. 2, но для вспышки 20.09 1979 г. в $8^{\text{h}}05^{\text{m}}$ (а, эмиссия 1 — светлые кружки; эмиссия 2 — черные кружки) и в $8^{\text{h}}03^{\text{m}}\text{UT}$ (б)

(P_i) на величину $\geq 3\sigma$; в шестом — максимальное значение величины $P_e - P_i$; в седьмом — среднеквадратичная ошибка разности $P_e - P_i$, усредненная для приведенных участков длин волн, $\sigma_{\text{ср}} = \sqrt{(\bar{\sigma}_e)^2 + (\bar{\sigma}_i)^2}$, в восьмом — модуль $P_e - P_i$, выраженный в $\sigma_{\text{ср}}$, в девятом — примечания.

Для проверки реальности различий поляризации эмиссии и инструментальной поляризации были сделаны фотометрические разрезы спектрограмм в направлении, перпендикулярном направлению дисперсии в нескольких спектральных участках. На рис. 9 приведены примеры фотометрических разрезов эмиссионных узлов перпендикулярно направлению дисперсии в красном крыле линии H_α и изменение степени поляризации, полученной по этим фотометрическим разрезам. Из рисунков ясно видно изменение величины степени поляризации в местах расположения эмиссии.

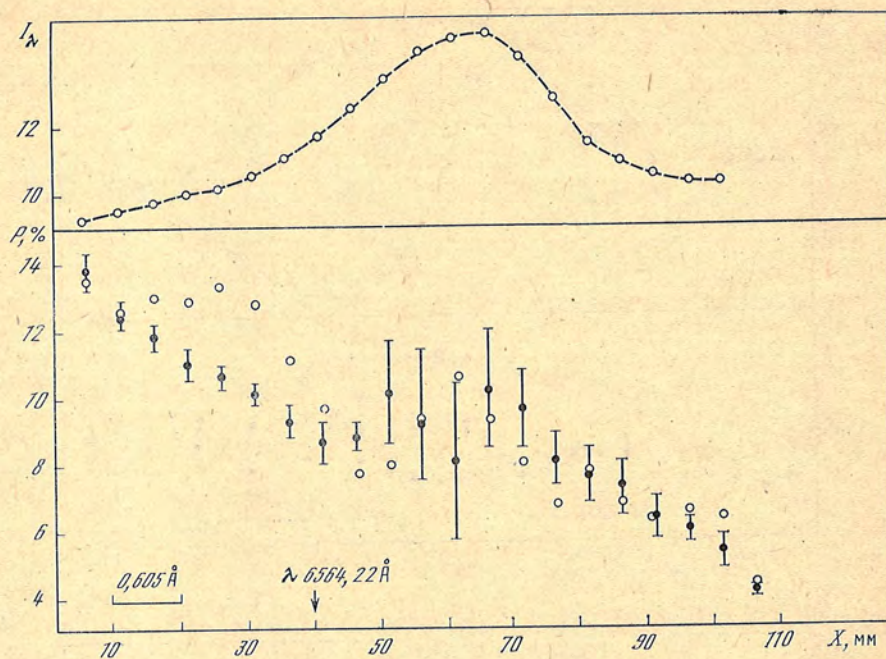


Рис. 6. То же, что на рис. 2, но для вспышки 23.06 1980 г.

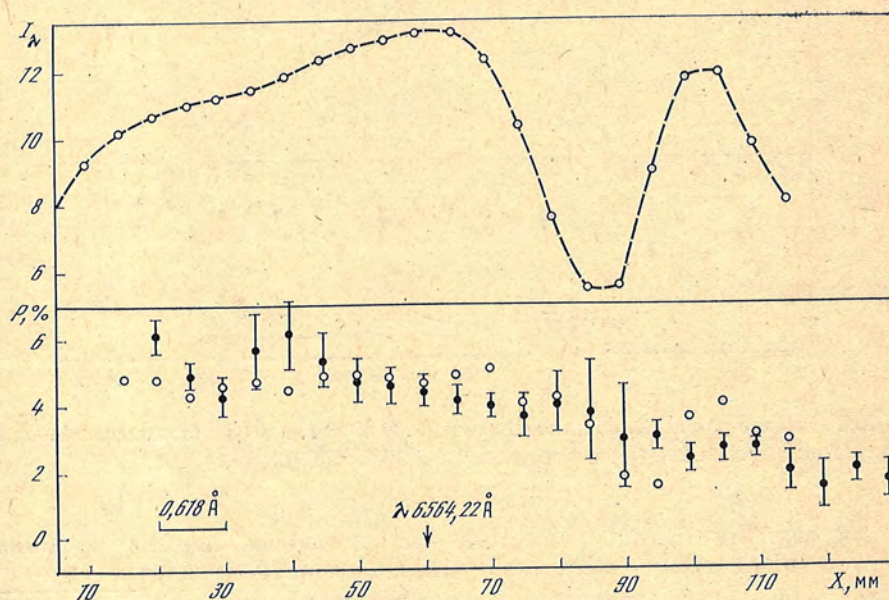


Рис. 7. То же, что на рис. 2, но для эмиссионного выброса 11.07 1980 г., 4^h30^m UT

Обсуждение результатов

Проведенная нами обработка поляризационных спектрограмм вспышек и ярких выбросов, полученных с анализаторами линейной поляризации, показала, что в ряде случаев обнаруживается заметная поляризация эмиссионных образований, достигающая значений 3—6 σ (см. таблицу).

Но мы ничего не можем сказать о фактическом значении степени поляризации излучения. При исследовании поляризации мы не выделяли «чистой» эмиссии, т. е. не вычитали из эмиссионного контура контур H_{α} в невозмущенной фотосфере, так как вопрос о законности вычитания

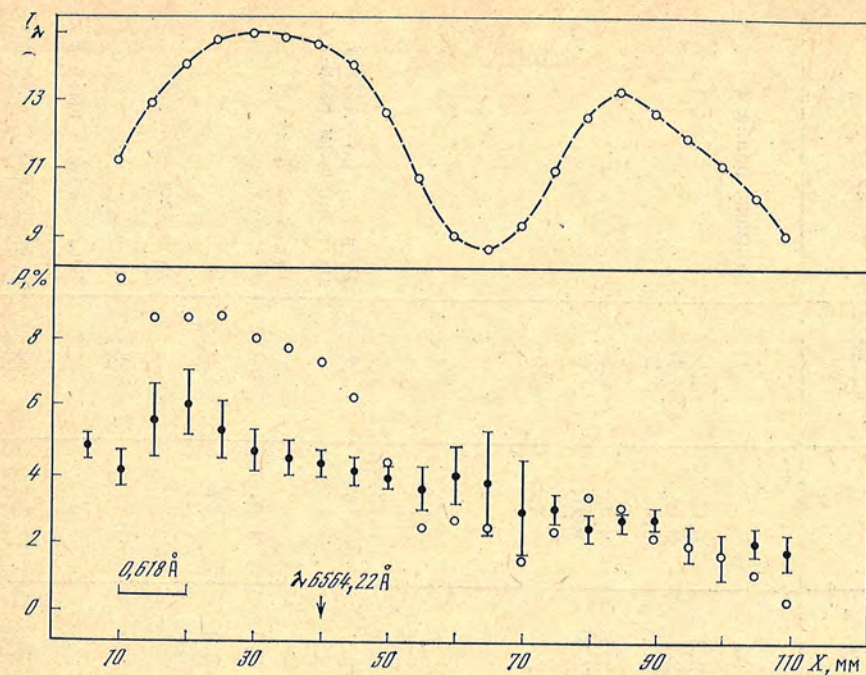


Рис. 8. То же, что на рис. 2, но для эмиссионного выброса 11.07 1980 г., 4^h40^m UT

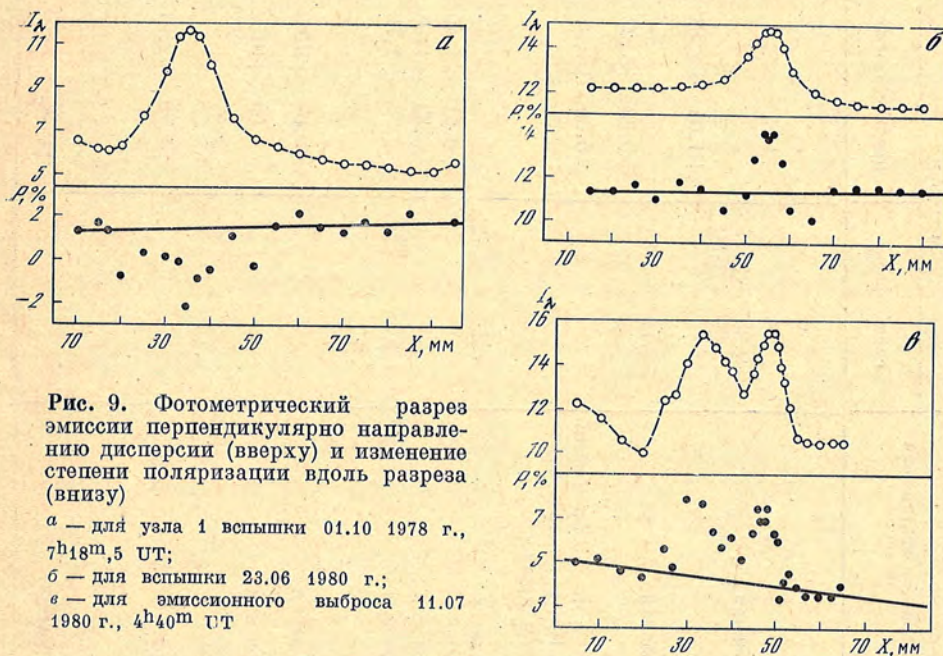


Рис. 9. Фотометрический разрез эмиссии перпендикулярно направлению дисперсии (вверху) и изменение степени поляризации вдоль разреза (внизу)

а — для узла 1 вспышки 01.10 1978 г., 7^h18^m,5 UT;
б — для вспышки 23.06 1980 г.;
в — для эмиссионного выброса 11.07 1980 г., 4^h40^m UT

«подложки» неясен. Если поляризованное излучение возникает в эмиссионном слое, то полученные нами значения степени поляризации занижены, так как при определении степени поляризации $P = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}}$ в знаменатель входит величина интенсивности поляризованного света эмиссии и неполяризованной «подложки». Особенно это скажется на величине степени поляризации в крыльях линии, где интенсивность эмиссии составляет несколько процентов от интенсивности невозмущенного спектра Солнца.

С другой стороны, наши наблюдения проведены лишь при одном положении анализаторов линейной поляризации: ось анализатора ставилась

Дата, УТ	Разрез	Характер асимметрии эмиссии	$\lambda_d - \lambda_e, \text{\AA}$		$P_e - P_i, \%$	$\sigma_{\text{ср}}, \%$	$\frac{ P_e - P_i }{\sigma_{\text{ср}}}$	Примечания
			синее крыло	красное крыло				
01.10 1978 г. 07 ^h 18 ^m 5	1	Красная	-0,20 -1,09	-0,47 -1,80	+2,3 -2,1 -2,4	0,65 0,68 0,46	3,5 3,1 5,2	Вспышка балла 2
	2	Красная	-0,74	-1,45	-2,5 -2,8	0,55 0,47	4,5 6,0	
	3	Синее крыло ярче вблизи H_{α} , а красное в далеком крыле		0,00	+1,31	0,42	6,0	
07 21,5	4	Красная	-0,20	-0,72	+1,7 -2,3	0,54 0,45	3,1 5,1	P_i взято по ближайшему к эмиссии разрезу Вспышка балла 1
	а	Красная		+0,61	+1,40	0,45	5,1	
	б	Красная		+0,33	+1,58	0,68	3,7	
20.09 1979 г. 11 05	1	Красная		+0,18	+1,76	0,60	3,7	Вспышка балла 1
	2	Красная		-0,05	+0,63	0,47	5,5	
23.06 1980 г. 06 59		Красная		0,00	+0,89	0,47	4,9	Вспышка балла 1
		Красная		+1,70	+2,61	0,56	4,8	
		Красная		+0,98	+2,33	0,76	4,3	
11.07 1980 г. 07 40		Красная			+3,3	0,76	4,3	Эмиссионный выброс на диске

под углом 45° к щели спектрографа. Поэтому измеренная степень поляризации будет зависеть от угла между направлением плоскости поляризации излучения и направлением щели спектрографа. Если плоскость поляризации излучения окажется параллельной щели спектрографа, то поляризация не будет обнаружена.

Основным результатом исследования поляризации эмиссионных образований является обнаружение *асимметрии картины поляризации в линии*. В изученных нами случаях, когда обнаруживается заметная поляризация, она надежнее выявляется в красном крыле, чем в синем, а часто вообще наблюдается только в красном крыле. Для всех этих случаев характерна красная асимметрия эмиссии. Рассмотренные нами четыре эмиссионных образования с синей асимметрией не показали поляризации, отличной от инструментальной.

Известен ряд физических процессов, приводящих к появлению линейно поляризованного излучения в линии: резонансное рассеяние, эффект Штарка, возбуждение атомов направленным пучком быстрых электронов.

При поперечном эффекте Штарка расщепление и поляризация у линий водорода симметричны относительно несмещенной линии [5]. Аналогичный результат получен при поляризационном анализе штарковских контуров водородных линий, излучаемых турбулентной плазмой [6].

Теория поляризации излучения в линии при возбуждении пучком электронов была разработана в [7]. Влияние этого процесса на профиль и поляризацию водородной линии L_α в хромосферных вспышках рассмотрено в [8]. В этих исследованиях также не отмечается появление асимметричной картины поляризации в линии.

При обсуждении полученных результатов А. Б. Северным было высказано предположение, что наблюдаемая асимметрия поляризации в линии может быть объяснена совместным действием градиентов скорости и магнитного поля.

Исследованные нами эмиссионные образования асимметричны. Как было показано В. Г. Буславским и А. Б. Северным [9], асимметрия эмиссии вспышек может быть объяснена наличием градиента скорости в сжимающемся или расширяющемся слое. На большие неоднородности магнитного поля в области появления вспышек указывалось в [10, 11].

Интегральная круговая поляризация спектральных линий, которая возникает при наличии в излучающем объеме градиентов магнитного поля и скорости, рассмотрена Г. Г. Павловым и Ю. А. Шибановым [12]. Она появляется в результате различного влияния зеемановского и доплеровского сдвигов на σ_V - и σ_D -компоненты. Различие в эквивалентных ширинах σ_V - и σ_D -компонентов приводит к наблюдаемой поляризации линии в целом.

Вычисления, проведенные В. М. Григорьевым и И. М. Кацем [13] для магнитоактивной линии для нескольких конкретных видов зависимости магнитного поля и скорости от глубины, показали, что при наличии градиентов радиальной скорости и магнитного поля появляется асимметрия линии и поляризационных параметров.

Количественные оценки этих эффектов для линии H_α требуют специальной теоретической разработки.

Авторы искренне благодарны А. Б. Северному за постоянный интерес к данной работе, неоднократные обсуждения и советы, а также Н. А. Фроловой за помощь в обработке материала.

Ноябрь 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. Коваль А. Н.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1977, т. 57, с. 133.
2. Мое К. О.— In: Rep. Inst. Theor. Astrophys. Blindern—Oslo, 1968, N 27.
3. Скоморовский В. И.— В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, 1973, вып. 26, с. 220.
4. Северный А. Б.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1957, т. 17, с. 129.
5. Зоммерфельд А. Строение атома и спектры. М.: Техтеоретиздат, 1956, т. 1, с. 267.

6. Бабыкин М. В., Жужунашвили А. И., Окс Е. А. и др. — ЖЭТФ, 1973, т. 65, вып. 1 (7), с. 175.
7. Percival I. C., Seaton M. J. — Phil. Trans. Roy. Astron. Soc., 1958, vol. A 251, p. 113.
8. Chambe G., Héroux J.-C. — Astron. and Astrophys., 1979, vol. 80, p. 123.
9. Буслаевский В. Г., Северный А. Б. Звезды, туманности, галактики. — В кн.: Тр. Всесоюз. симпози. в Бюракане, 16—19 сентября 1968 г. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969, с. 129.
10. Северный А. Б. — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1964, т. 31, с. 159.
11. Severny A. B. — In: IAU Symp. 22, Rottach-Eggern, 1963, Sept. 1—10.
12. Павлов Г. Г., Шибанов Ю. А. Физика солнечных пятен. — В кн.: Тр. VIII консультатив. совещ. АН соц. стран по физике Солнца. М.: Наука, 1976, с. 118.
13. Grigorjev V. M., Katz J. M. — Solar Phys., 1975, bd. 42, blz. 21.

УДК 523.75

О СВЯЗИ АРОЧНЫХ ВОЛОКОН СО ВСПЫШКАМИ

М. Б. Огирь

Для четырех молодых, развивающихся групп пятен (4.06 1972 г., 7, 11 и 12.07 1975 г.) изучается яркость водородных флоккулов и ориентация арочных волокон, расположенных между этими флоккулами. Наблюдения выполнены на коронографе КГ-1 Крымской обсерватории.

Получено, что в домаксимальной стадии всех зарегистрированных субвспышек происходил резкий поворот в среднем на 20° арочных волокон, ближайших к вспышечным очагам, который часто приводил к скрещиванию нескольких волокон. В среднем через 20 мин после начала этого процесса арочные волокна возвращались в первоначальное или близкое к нему положение. Суммарная кинетическая энергия волокон при повороте, оцененная по углу поворота, достигала значений 10^{24} — 10^{25} эрг (при $n_H \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$).

ON THE ASSOCIATION BETWEEN ARC FILAMENTS AND FLARES, by M. B. Ogir. — In four young developing spot groups (June 4, 1972; July 7, 11, 12, 1975) the brightness of the plages and the orientation of arc filaments, situated between these plages, are studied. The observations were made on the Crimean observatory coronagraph.

It is obtained that in premaximal stage of all the registered subflares a sharp turn of arc filaments (in average on 20 degrees), the nearest to the flare knots, occurred that often lead to crossing of some filaments. In average in 20 minutes after beginning of this process the arc filaments returned into initial or near to it position. The summary kinetic energy of filaments at the time of turn estimated by the angle of turn reached the values of 10^{24} — 10^{25} ergs (at $n_H \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$).

Внутри молодых, развивающихся групп пятен всегда располагаются системы арочных волокон. Согласно [1—4] они пересекают линию раздела полярностей, соединяя области магнитного поля противоположных знаков. Ширина отдельных волокон 1—3 тыс. км, высота над фотосферой 4—15 тыс. км, среднее время жизни отдельного волокна 30 мин. Общая конфигурация системы остается неизменной в течение нескольких часов. Крупномасштабные изменения в ней, по-видимому, связаны с изменениями в конфигурации пятен, а также с исчезновением или ростом пятен. Согласно [3] большинство арочных волокон вращается, и их ориентация постепенно изменяется. Наклон волокон может измениться на 20° в течение часа, что можно объяснить скручиванием трубок силовых линий магнитного поля. В [1] отмечается, что арочные волокна как будто быстрее изменяют свой наклон при вспышках, происходящих где-то в пределах данной группы, но не в зоне арочных волокон, и что необходимы дополнительные наблюдения для изучения связей между арочными волокнами и вспышками. Исследованию этих связей и посвящена настоящая работа.

На коронографе КГ-1 Крымской обсерватории было выполнено кинематографирование ряда молодых групп пятен с системами арочных волокон. Были изучены группы № 158 4.06 1972 г. и № 155 7, 11 и 12.07 1975 г. (номера групп даны по бюллетеню «Солнечные данные» [5, 6]).

Для этих групп была измерена яркость флоккулов в свете линии H_{α} по отношению к соседней невозмущенной хромосфере. По зарисовкам с кинофильмов измерялись углы наклона волокон, расположенных внутри группы пятен между флоккулами. Углы отсчитывались от проведенной произвольным образом прямой линии, которая ориентирована одинаково на всех зарисовках для каждой группы пятен. В результате обработки наблюдательного материала были построены кривые изменения яркости флоккулов, а также кривые изменения углов наклона волокон, расположенных между этими флоккулами.

Совместное изучение яркостей флоккулов и углов наклона волокон показало, что всегда при появлении вспышек (в нашем случае это были субвспышки) происходило заметное изменение положения некоторых волокон. Как выглядит такое изменение, можно увидеть на эскизах, представленных на рис. 1 (а — д). Здесь жирной линией приближенно нанесены контуры флоккульных областей. Крестиками отмечено положение фотометрированных узлов, номера которых проставлены рядом. Между флоккулами нарисованы волокна для двух разных моментов времени (они указаны в подписи): заштрихованные волокна соответствуют моменту наибольшего отклонения волокон при вспышках (в подписи выделен курсивом), а незаштрихованные — моменту довспышечного положения волокон. Пунктиром нанесены волокна, появившиеся непосредственно перед возникновением вспышки. У одного из оснований волокон поставлены их номера. Прямые линии на эскизах — это линии, от которых отсчитывались углы наклона волокон. Стрелочками около прямых показано направление отсчета углов.

На рис. 2 (а — г) приведены кривые изменения яркости I в отмеченных флоккульных узлах, а также кривые изменения углов наклона ϕ волокон, расположенных вблизи этих узлов.

Из рис. 1, а и 2, а видно, что в начале поярчания 4.06 1972 г. изменилось положение волокна 3. Другие волокна практически не сместились, но перед поярчанием возникли новые волокна 4 и 7. Волокно 4 скрестилось с волокном 3, а волокно 7 — с волокном 5. У оснований этих волокон и расположились очаги поярчаний.

Перед поярчанием 7.07 1975 г. возникли волокна 1 и 2, скрестившиеся с ранее существовавшими волокнами 3, 4, 5. Затем волокна 1 и 2 резко сместились (рис. 1, б и 2, б). 11.07 1975 г. перед поярчанием в 7^h50^m (время всюду всемирное) произошло смещение волокон 1 и 2 в противоположных направлениях — навстречу друг другу (рис. 1, в и 2, в). Видно также смещение волокна 4. Эти волокна, расположенные около самых ярких узлов, скрестились между собой.

12.07 1975 г. наблюдалось несколько поярчаний. В начале поярчания в 3^h30^m заметно сместились навстречу друг другу волокно 2 и волокна 3, 3', 4, 5, 6 (см. рис. 1, г и 2, г). Перед небольшим поярчанием в 4^h10^m изменилось положение волокна 5 (рис. 2, г), а в начале поярчания в 6^h10^m наклонились по направлению друг к другу волокно 3 и волокна 4, 5, 6 (рис. 2, г). Поярчание в 7^h, возникшее на спаде предыдущего поярчания, сопровождалось наклоном навстречу друг к другу волокон 2, 3 и волокон 3', 4, 5 (см. рис. 1, д и 2, г). Как видно из графиков, яркости всех флоккульных узлов в каждой молодой группе пятен изменялись сходным образом, но самые яркие флоккулы располагались в тех местах, где находились волокна, резко менявшие свою ориентацию.

Таким образом, для всех восьми случаев рассмотренных поярчаний отмечается следующее общее свойство: в начале поярчаний происходит кратковременный поворот арочных волокон, ближайших к очагам поярчаний, который часто приводит к скрещиванию нескольких волокон. В случае 4.06 1972 г. скрещивание получилось вследствие появления новых волокон. Здесь следует заметить, что в безвспышечные интервалы времени имел место лишь плавный ход ориентации волокон.

На основании построенных графиков была составлена таблица, в которой для всех восьми наблюдавшихся поярчаний приведены следующие

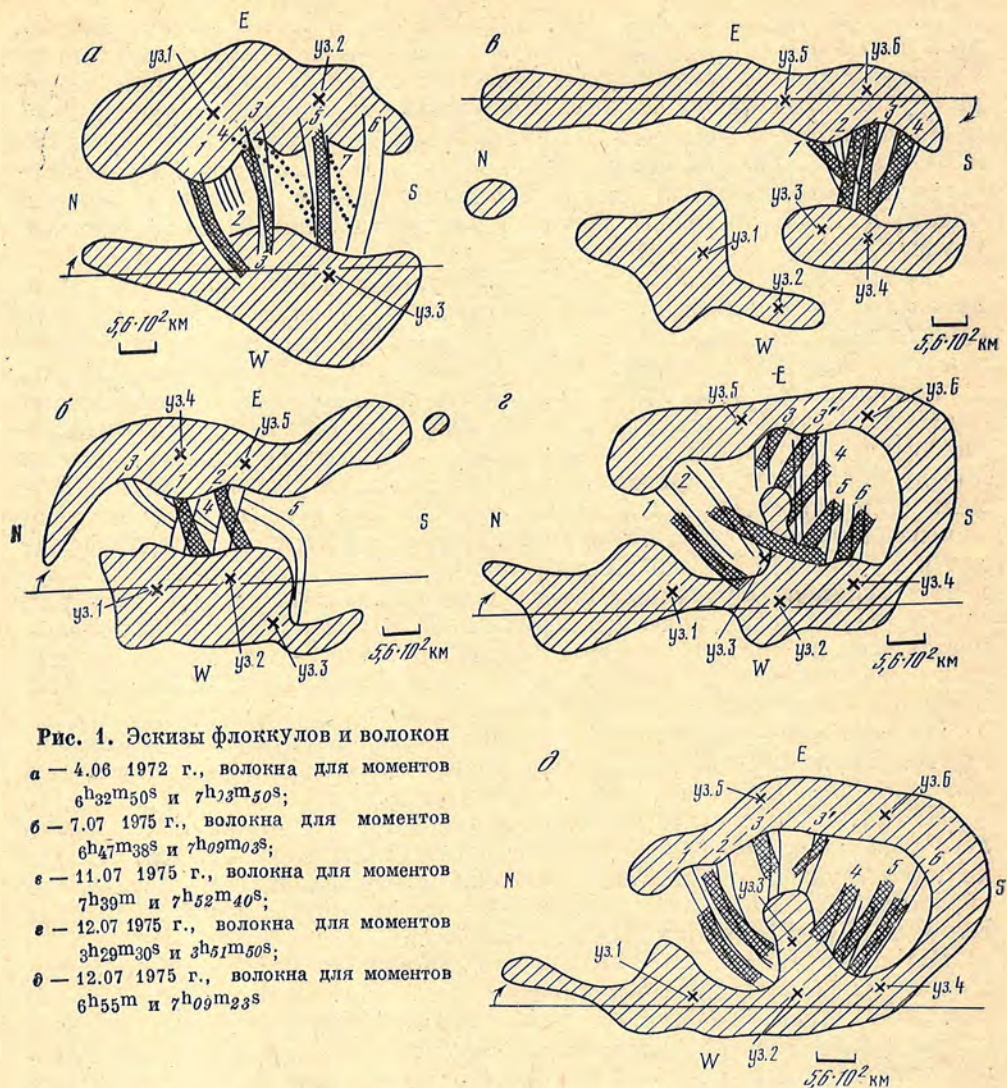


Рис. 1. Эскизы флоккулов и волокон

- а — 4.06 1972 г., волокна для моментов $6h_{32}m_{50}^s$ и $7h_{33}m_{50}^s$;
 б — 7.07 1975 г., волокна для моментов $6h_{47}m_{38}^s$ и $7h_{09}m_{03}^s$;
 в — 11.07 1975 г., волокна для моментов $7h_{39}m$ и $7h_{52}m_{40}^s$;
 г — 12.07 1975 г., волокна для моментов $3h_{29}m_{30}^s$ и $3h_{51}m_{50}^s$;
 д — 12.07 1975 г., волокна для моментов $6h_{55}m$ и $7h_{09}m_{23}^s$

данные: времена начала поярчений t_1 , начала поворота волокон t_2 , максимума поярчений t_3 , максимального поворота волокон t_4 и восстановления исходного положения волокон t_5 ; интервал времени Δt , в течение которого волокна достигли максимального поворота; максимальный угол поворота φ ; угловая скорость волокон ω и кинетическая энергия волокон при повороте E_K . Цифры в скобках дают номера флоккульных узлов и номера волокон в соответствующих столбцах.

Угловую скорость ω можно вычислить, зная максимальный угол поворота φ и время Δt , в течение которого волокно повернулось на этот угол. Зарисовки дали возможность приблизительно вычислить размеры и объем каждого волокна.

По этим данным можно оценить их кинетическую энергию при повороте

$$E_K = J\omega^2/2,$$

где J — момент инерции относительно оси вращения. Если рассматривать волокно как сплошной круглый цилиндр, то

$$J_x = J_y = \frac{m}{12}(3R^2 + H^2), \quad J_z = \frac{1}{2}mR^2,$$

Дата	t_1	t_2	t_3	t_4	t_5	Δt , мин	φ , град	ω , 10^{-4} с $^{-1}$	E_K , 10^{14} эрг
4.06 1972 г.	7^{h00m} (4, 3) 7 20 (2) 7 30 (4, 3)	6^{h50m} (3)	7^{h20m} (1) 7 32 (1) 7 35 (2) 7 39 (3)	7^{h00m} (3)	7^{h08m} (3)	8	10	4, 1	2, 1
7.07 1975 г.	6 50 (3, 5)	6 50 (1)	7 35 (3)	7 05 (1)	7 20 (1)	15(4)	40	7, 8	1, 1
11.07 1975 г.	7 45 (1, 2, 4, 6)	6 50 (2) 7 40 (1, 2, 4)	7 35 (5) 8 10 (1, 2) 8 15 (4) 8 20 (6)	7 05 (2) 7 50 (1) 7 55 (2, 4)	7 10 (2) 8 05 (1, 2, 4)	15(2) 10(1) 15(2) 15(4)	30 10 15 15	5, 8 2, 9 2, 9 2, 9	0, 11 0, 14 0, 14 1, 26
12.07 1975 г.	3 35 (1, 2, 3, 5, 6)	3 30 (2, 4, 5, 6)	3 50 (1, 2, 3, 5, 6)	3 40 (2, 4, 5, 6)	3 52 (2) 3 55 (4) 3 50 (5) 3 55 (6) 4 05 (5)	10(2) 10(4) 10(5) 10(6) 5	20 15 15 20 20	5, 8 4, 4 4, 4 5, 8 11, 6	9, 00 0, 23 0, 47 0, 82 2, 72
	4 05 (1, 2, 3, 5, 6) 6 10 (2, 3, 5) 7 00 (4, 6)	3 55 (5) 6 10 (4, 5) 7 00 (2, 3, 4)	4 13 (1, 2, 3, 5, 6) 6 35 (4, 2, 6) 6 40 (3, 5) 7 20 (4, 6)	6 17 (4, 5) 7 10 (2, 4) 7 12 (3)	6 22 (4, 5) 7 20 (3, 4)	7(4) 7(5) 10(2) 12(3) 10(4)	15 20 10 15 15	6, 2 8, 3 2, 9 3, 6 4, 4	1, 94 0, 47 0, 40 1, 59 0, 56

где R — радиус цилиндра (волокна), а H — его высота. Для оценки массы волокна надо знать концентрацию водородных атомов в арочных волокнах n_H . Прямых измерений n_H для них нет. Если в протуберанцах $n_H \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$, то в арочных волокнах, которые в основном расположены ниже в хромосфере, она, по-видимому, должна быть больше. Если принять ее равной 10^{12} см^{-3} , то можно грубо прикинуть величину кинетической энергии волокна при его повороте. Такая оценка и приведена в таблице.

Из графиков и таблицы можно сделать такие заключения:

1. Моменты начала поярчений и начала поворота арочных волокон практически совпадают. В некоторых случаях поворот волокон начинался на 5–10 мин раньше.

2. После максимального поворота, который в среднем составлял 20° , волокна возвращались примерно в исходное положение. Это видно на примерах событий 4.06 1972 г. (волокно 3), 11.07 1975 г. (волокно 4), 12.07 1975 г. (волокна 2–5). Но иногда волокна после поворота занимали положение, отличное от исходного, например 11.07 1975 г. (волокно 2) и 7.07 1975 г. (волокна 1, 2).

3. Максимум поярчений в большинстве случаев наступал после скачкообразного поворота волокон (ср. столбцы t_3 и t_5 таблицы).

4. Интервалы времени, в течение которых происходил максимальный поворот волокон, для всех событий оказались довольно близкими и в сред-

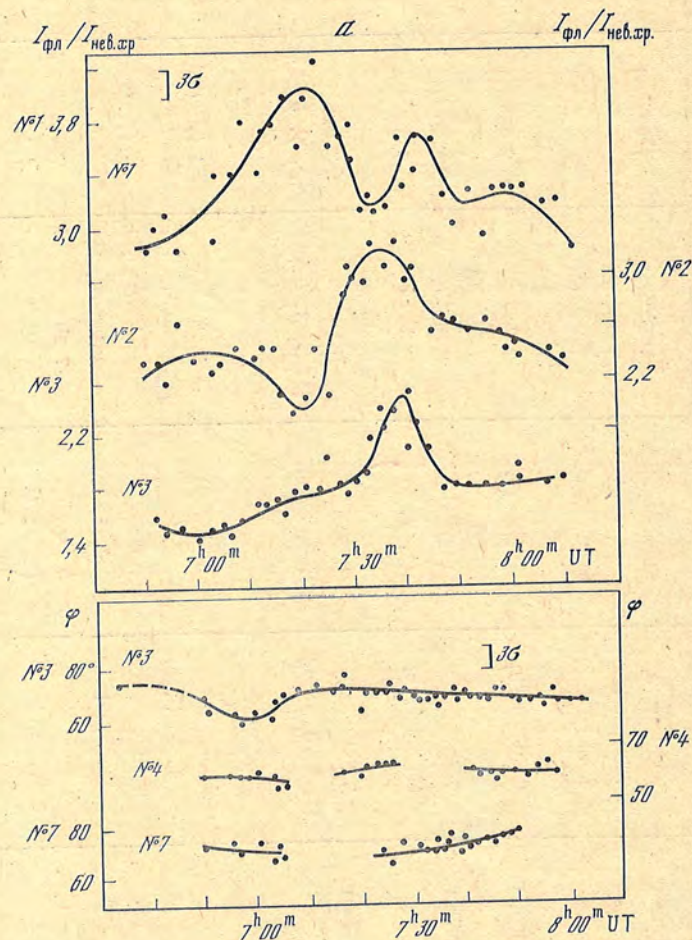


Рис. 2. Кривые изменения яркости флоккульных узлов (вверху) и кривые изменения углов наклона арочных волокон (внизу)

a — 4.06 1972 г.

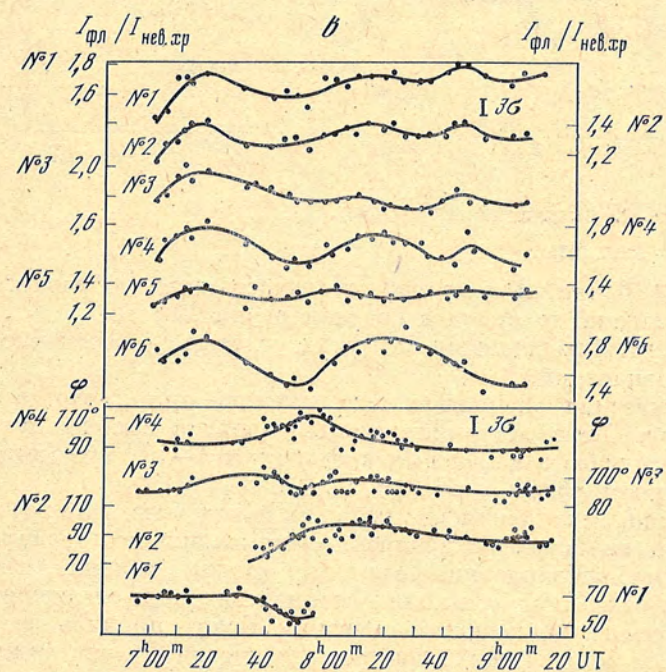
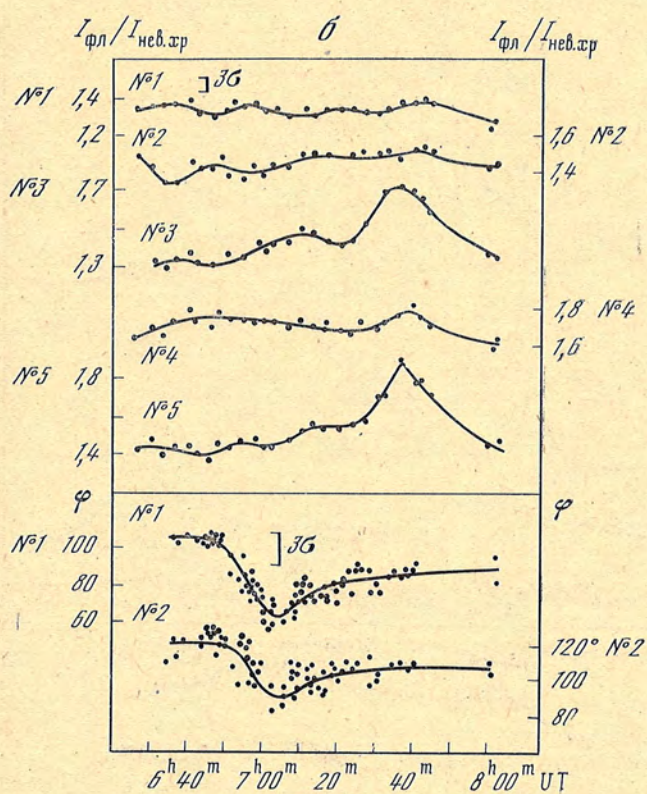


Рис. 2. Продолжение
б — 7.07 1975 г., в — 11.07. 1975 г.

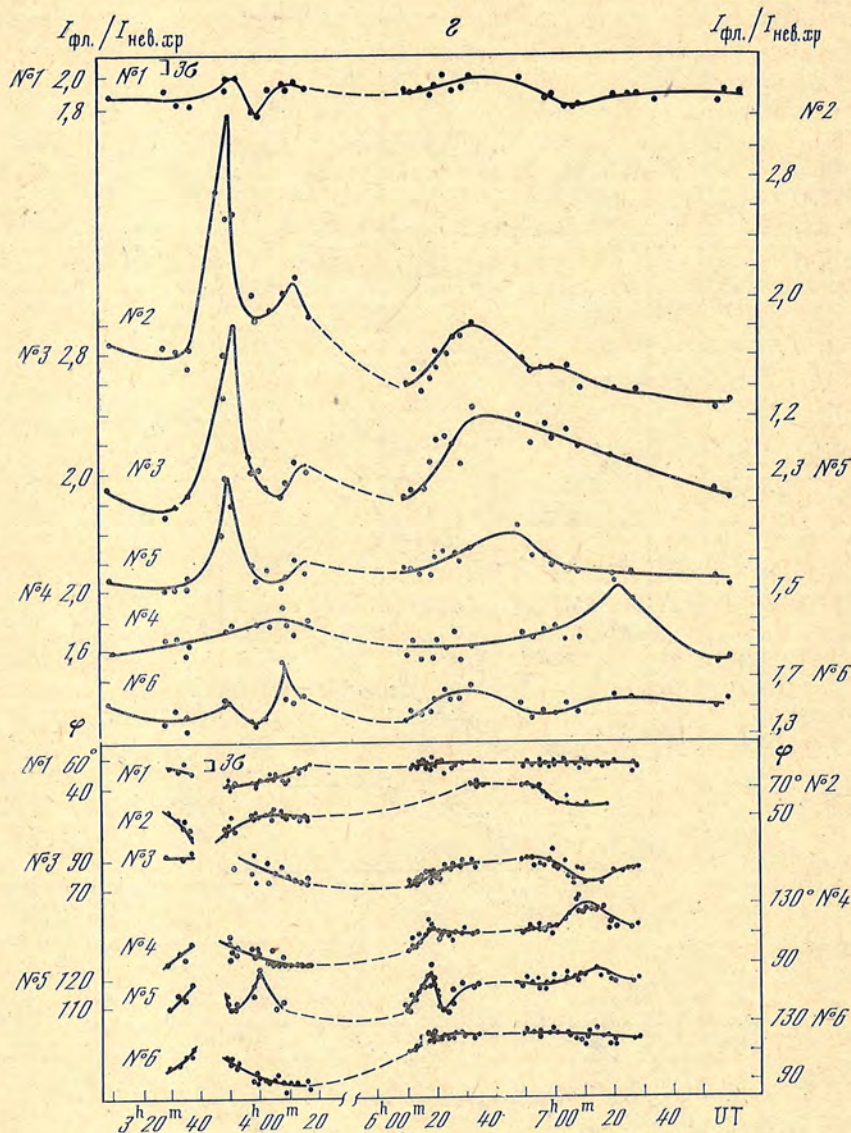


Рис. 2. Окончание

а — 12.07 1975 г.

нем равными 10 мин. Вся продолжительность скачкообразного поворота волокон от начала до конца в среднем равна 20 мин.

5. Во всех наблюдавшихся событиях угловые скорости имеют довольно близкие значения.

6. Кинетическая энергия одного волокна при повороте составляет 10^{23} — 10^{24} эрг. Суммарная кинетическая энергия волокон при повороте для разных случаев заключена в пределах 10^{24} — 10^{25} эрг (при плотности вещества в хромосфере $\rho \approx 10^{-12}$ г/см³).

Однако при выполнении расчетов мы могли учесть не все смещенные волокна (при их малых смещениях); а также занижить размеры волокон. Кроме того, наблюдения показывают, что арочные волокна, как и абсорбционные выбросы, при вспышках становятся более интенсивными, т. е. увеличивается их радиативная энергия. Если принять ее такой, как в выбросах, то по расчетам, выполненным Растом [7], она примерно равна $3 \cdot 10^{25}$ эрг. Тогда оценка общей энергии волокон в области субвспышек может достичь значений 10^{25} — 10^{26} эрг.

Обсуждая полученные результаты, надо отметить следующее.

1. Поскольку арочные волокна идут вдоль силовых линий магнитного поля, то скачок в ориентации волокон должен свидетельствовать о скачкообразном изменении магнитного поля в молодых группах пятен в некоторые моменты их эволюции. Возможно, происходит или сдвиг магнитных холмов, или выход нового поля, или и то и другое вместе.

2. Отмеченная здесь тенденция скрещивания силовых линий перед появлением вспышек согласуется с тем, что впервые было получено А. Б. Северным [8], а затем подтверждено в [9—11]: положение вспышек хорошо связывается с областями скрещивания поперечной составляющей магнитного поля.

Согласно описанным здесь наблюдениям скачкообразные изменения в магнитном поле и скрещивание силовых линий происходят в домаксимальной стадии развития вспышек. Этот процесс в среднем занимает 20 мин, затем поле полностью или частично восстанавливается.

3. Возможно, интервал времени, в течение которого волокна достигают максимального поворота (Δt), соответствует тому времени, в течение которого дополнительная энергия магнитного поля переходит в энергию излучения и кинетическую энергию газа. Если это действительно так, то полученная здесь оценка Δt , в среднем равная 10 мин, близка к той, что была вычислена С. И. Гопасюком [12] при исследовании сближения пятен при вспышках. В [12] время превращения магнитной энергии в газовую получилось равным 4—9 мин.

4. Часть магнитной энергии (10^{24} — 10^{25} эрг) идет на поворот арочных волокон. Большая же часть ее идет на вспышку: согласно [13] энергия, излученная субвспышками во всех эмиссионных линиях, равна $2 \cdot 10^{28}$ эрг.

5. Известно, что начальная стадия развития вспышек характеризуется появлением абсорбционных выбросов и радиовсплесков. Согласно [14] абсорбционные выбросы, как правило, возникают в самом начале вспышек. Как отмечается в [15], радиовсплески в большинстве случаев появляются через 7—15 мин после начала вспышек и также относятся к их домаксимальной стадии.

В связи со сказанным выше можно предположить, что вообще выбросы и радиовсплески возникают именно тогда, когда в некоторых участках активной области происходит резкое изменение магнитного поля.

Итак, полученный нами материал по развитию нескольких молодых групп пятен позволил по поведению арочных волокон заметить некоторые особенности в структуре магнитного поля при появлении вспышек. Основным результатом — это то, что в начальной стадии всех наблюдавшихся субвспышек были обнаружены резкий поворот и скрещивание арочных волокон, которые располагаются вдоль направлений магнитных силовых линий. По окончании поворота волокна в большинстве случаев возвращались примерно в довспышечное положение.

Декабрь 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. Bruzek A. — Solar Phys., 1967, bd. 2, N 4, blz. 451.
2. Weart S. R., Zirin H. — Publs Astron. Soc. Pacif., 1969, vol. 81, N 480, p. 270.
3. Weart S. R. — Astrophys. J., 1970, vol. 162, p. 987.
4. Prata S. W. — Solar Phys., 1971, bd. 20, blz. 310.
5. Солнечные данные, 1972, № 6.
6. Солнечные данные, 1975, № 7.
7. Rust D. M. — In: IAU Symp. 35/Ed. K. O. Kiepenheuer. Dordrecht—Holland: D. Reidel Publ. Co., 1968, blz. 77.
8. Северный А. Б. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1964, т. 31, с. 159.
9. Moreton G. E., Severny A. B. — Solar Phys., 1968, bl. 3, blz. 282.
10. Зверева А. М., Северный А. Б. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1970, т. 41—42, с. 97.
11. Огирь М. Б., Цап Т. Т. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1981, т. 63, с. 46.
12. Гопасюк С. И. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1962, т. 27, с. 110.
13. Курочка Л. Н., Курочка Е. В., Остапенко В. А. — Вестн. Киев. ун-та, сер. Астрономия, 1975, № 17, с. 25.
14. Гопасюк С. И., Огирь М. Б. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1963, т. 30, с. 185.
15. Смит Г., Смит Э. Солнечные вспышки. М.: Мир, 1966, с. 286.
16. Solar-Geophysical Data, 1972, N 340, Pt II.
17. Solar-Geophysical Data, 1976, N 377, Pt II.

ВАРИАЦИИ МЕЖПЛАНЕТНОГО И СОЛНЕЧНОГО МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

В. А. Котов, Л. С. Левицкий

Рассматриваются долговременные (годовая и 11-летняя) вариации межпланетного магнитного поля (ММП), наблюдаемого вблизи Земли, и общего магнитного поля Солнца (ОМП), измеряемого как поле звезды, за период 1968—1979 гг. Обнаружено, что между ОМП и ММП есть существенные систематические различия в их поведении с характерными временами месяцы — годы. Среднегодовые значения абсолютной напряженности ММП практически постоянны (изменения не превышают 15% согласно Кингу [17]) на протяжении 11-летнего цикла, тогда как среднегодовые значения абсолютной напряженности ОМП изменяются в 3—4 раза. Это расхождение можно объяснить различным (пространственным) усреднением двух физических полей.

На большем статистическом материале подтверждена найденная в [12] годовая периодичность напряженности ОМП с амплитудой около 0,1 Гс. Это явление не представляется возможным отнести на счет годового изменения гелиошироты Земли; маловероятно также и временное изменение самого ОМП Солнца с периодом 1 год. Анализ инструментальных эффектов приводит к выводу, что они также не могут быть причиной годичной вариации ОМП. Высказано предположение, что явление связано с возможной асимметрией глобального магнитного поля Солнца в инерциальном (относительно звезд) пространстве.

Полученные закономерности в поведении напряженности и преимущественной полярности радиальной составляющей (B_r) ММП в течение года хорошо согласуются с гелиоширотной гипотезой — годичным изменением гелиографической широты Земли в пределах $\pm 7;25$ (эффект Розенберга — Колемана [10, 11]).

TIME VARIATIONS OF THE INTERPLANETARY AND SOLAR MAGNETIC FIELDS, by V. A. Kotov, L. S. Levitsky. — We determine time variations of the interplanetary magnetic field (IMF) observed near the Earth and of the mean magnetic field of the Sun seen as a star (SMMF) for 1968—1979. All the values of IMF and SMMF were 28-day averaged to eliminate the dependence on solar rotation; also the yearly means were calculated. It is shown that in contrast to the yearly average magnitude of the IMF which is almost constant throughout the solar cycle [17], that of the SMMF changes markedly from year to year (by 3—4 times). These variations in the SMMF are thought due primarily to evolution of the large-scale pattern of solar magnetic fields in the course of the cycle.

Our analysis reinforces the previous conclusion [12] on the presence of significant annual variation in the SMMF with amplitude of about 0.1 Gs. It is very unlikely that this one-year periodicity is due to instrumental effects or to data processing. In addition, there is a clear annual wave in the SMMF absolute magnitude, with May and June being the months of maximal strength. Since an identical synchronous behaviour is present for both polarities of the SMMF, the heliographic effect (related to the Earth's motion by $\pm 7;25$ relative to the solar equatorial plane) as the source of this one-year regularity should be completely rejected.

It is suggested that some asymmetry of the global magnetic field of the Sun in inertial (with respect to stars) space can be responsible for this annual effect as observed from the Earth.

The annual wave in the IMF magnitude is only marginally significant, $\leq 3\%$, demonstrating once more quite different behaviour of the IMF and SMMF on a month-year time scale. The discrepancy is thought mainly to be the result of different averaging of two physical fields.

Изучение крупномасштабных магнитных полей на Солнце существенно дополняется данными о межпланетном магнитном поле (ММП), а также измерениями общего магнитного поля Солнца как звезды (ОМП), впервые начатыми Северным [1] в 1968 г. Между ММП, солнечными крупномасштабными полями и ОМП установлена тесная связь (см., например,

[2—4]), что стимулирует поиск различного типа корреляций между ними [5—7]. Однако уже обращалось внимание на тот факт, что между ОМП и ММП не всегда имеет место хорошее соответствие: некоторые секторы ОМП, а также крупномасштабные структуры в фотосфере могут не проявляться в секторной структуре околосолнечного ММП [8]; в отдельные периоды времени (в течение нескольких месяцев) согласие полярностей ОМП и ММП вообще заметно ухудшается [9]. Немаловажно и то обстоятельство, что вновь возникающие магнитные структуры на Солнце лишь спустя несколько недель вызывают соответствующие изменения в ММП [2, 8]. Поэтому наряду с корреляцией особый интерес представляют случаи несоответствия между ОМП и ММП и, следовательно, вообще различия их временных вариаций (в особенности систематические различия).

Регистрируемые вариации ОМП и ММП обусловлены или их реальными флуктуациями, или изменениями в условиях наблюдения. Хорошо известен эффект Розенберга—Колемана (Р.—К.) [10, 11] — годовое изменение знака преобладающей полярности ММП, которое просто объясняется изменением в течение года гелиографической широты Земли (от $-7^{\circ},25$ до $+7^{\circ},25$). Однако подобный эффект — наличие годичной волны — недавно был обнаружен и у ОМП [12]; попытка отнести его на счет той же причины — переменной гелиошироты Земли ϕ — оказалась безуспешной: амплитуда годового эффекта ($\sim \pm 0,1$ Гс) почти на порядок больше, чем это может следовать только из изменения ϕ , при учете реально наблюдаемых фотосферных полей на видимом диске Солнца. Кроме того, между годовым ходом ОМП и изменением ϕ имеется существенное различие по фазе [12].

Новые результаты, полученные нами с привлечением большего, чем в [12], материала, во-первых, подчеркивают значительное систематическое различие во временных (месяцы—годы) вариациях ОМП и ММП и, во-вторых, усиливают эффект годичной периодичности ОМП, делая невозможным его объяснение гелиоширотной причиной и тем самым еще больше заостряя вопрос о ее природе.

1. Данные наблюдений

Измерение ОМП Солнца как звезды есть, по существу, определение некоторого интегрального, для всего видимого диска, значения продольной составляющей магнитного поля; регистрируется средний эффект Зеемана магниточувствительной линии Fe I $\lambda 5250$ Å, куда закон потемнения входит как весовая функция (подробнее см. [2—4]). Измерения делаются, как правило, раз в сутки, если позволяет погода.

Рассматриваемый нами массив ОМП охватывает 12 лет, с 1968 по 1979 г., и получен в трех обсерваториях: КАО АН СССР (1968—1976 гг., количество определений ОМП $N_1 = 1397$), Маунт-Вилсон (1970—1976 гг., $N_2 = 1301$; данные предоставлены Р. Говардом) и Станфордская солнечная обсерватория (1975—1979 гг., $N_3 = 1474$; данные предоставлены Ф. Шеррером); полное количество определений $N = 4172$. Статистическая точность одного измерения составляет примерно $\pm 0,15$ Гс для данных Крыма и Маунт-Вилсон и $\pm 0,05$ Гс для Станфорда (см. [4, 13]).

Сведения о ММП, изучаемые здесь, значительно расширены по сравнению с [12]. Кроме данных Свалгаарда [14] и Мансурова и др. [15] о полярности ММП, анализировался также каталог Кинга [16], содержащий (часовые) данные прямых измерений трех компонентов ММП и полной напряженности поля $|B|$ (по измерениям на спутниках «Эксплорер» и «Геос» с середины 1965 по 1975 г.). Из этого каталога взяты напряженности поля по модулю ($|B|$) и значения радиального компонента B_x (по знаку и величине). Часовые значения сначала усреднялись за сутки, затем — за каждый солнечный оборот (точнее, бралось среднее для каждого 28-суточного интервала, так что для каждого года было получено 13 точек). Усреднению за 28 суток были подвергнуты также значения ОМП; такая процедура исключает зависимость ММП и ОМП от гелиографической долготы.

2. Изменение магнитного поля в течение цикла солнечной активности

Среднегодовая напряженность ММП ($|B|$) слабо меняется с циклом активности; согласно Кингу [17] в течение 1963—1977 гг. она изменялась не более чем на 10—15%, причем наименьшие значения хорошо соответствовали годам минимумов активности (около 1965 и 1976 гг.). На рис. 1 показан ход среднегодовых значений $|B|$ из [17] (вычисленные Кингом значения $\lg |B|$ были нами переведены в линейную шкалу $|B|$). Видно, что в течение 9 лет, с 1966 по 1974 г., среднегодовые значения $|B|$ не показывают какого-либо систематического изменения: амплитуда вариаций не превышает 6%.

На основе каталога [16] нами были вычислены средние за оборот (за 28 суток) значения $|B|$, которые были затем сглажены по трем соседним точкам; их ход в течение 1965—1975 гг. показан на рис. 2. Здесь тоже амплитуда вариаций мала (не превосходит 15—25%). Интересной особенностью является изменение напряженности ММП с характерными временами около 1 г. (1966—1969 гг.) и около 2 лет (1970—1974 гг.) со средней амплитудой $\sim \pm 8\%$. (Небольшое, примерно на 0,5γ, различие средних $|B|$ на рис. 1 и 2 обусловлено различием процедур усреднения: для $\lg |B|$ и $|B|$ соответственно.) Поведение радиальной составляющей $|B_x|$ в 1965—1975 гг. имеет примерно такой же вид, как и $|B|$ на рис. 2; средняя величина $|B_x| \approx 3\gamma$.

Поскольку на напряженность ММП сильно влияют возмущения в межпланетной среде, из данных [16] были исключены все часовые значения $|B| > 10\gamma$. Оказалось, что временной ход $|B|$ (рис. 1, 2) от этого существенно не изменился; средняя величина уменьшилась на 7%.

Совершенно другую зависимость от фазы активности Солнца показывает среднегодовая напряженность ОМП ($|H|$, рис. 1), вычисленная для 1968—1979 гг. по данным трех обсерваторий (п. 1; на это различие уже указывалось в [18]). В противоположность почти неизменной среднегодовой величине $|B|$ средняя напряженность ОМП на протяжении 12 лет изменяется в 3—4 раза с максимумами ($\sim 0,4$ Гс) в 1969—1970 и 1974 гг. и ростом к 1979 г.; возможно, что имеется 5-летнее квазипериодическое изменение $|H|$.

3. Годичная вариация

С еще большим контрастом между поведением ММП и ОМП встречаемся при сопоставлении их годовых вариаций.

Годичный эффект Р.—К. [10, 11] надежно установлен для знака преобладающей полярности ММП и еще не проверялся с учетом не только знака, но и самой напряженности поля. Такой анализ нами сделан на основе данных [16] для периода сентябрь 1970—1975 гг. (т. е. после смены знака эффекта в годы максимальной активности).

Годичный ход индекса преобладающей полярности ММП $A = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_-)$ (здесь n_+ и n_- — число дней с полярностями «+» и «-» в каждом 28-суточном интервале), полученный на основе атласа Свалгаарда [14] и по прямым измерениям ММП [16], показан на рис. 3, а и б соответственно. В обоих случаях индекс A хорошо повторяет ход гелиошироты ϕ , однако в прямых данных о ММП [16] эффект выражен значительно лучше, чем в данных, полученных частично из вариаций геомагнитного поля [14].

Рис. 3, в дает изменение средней за (28 суток) напряженности радиальной составляющей B_x (с учетом знака и величины). Легко видеть, что учет напряженности поля почти ничего не прибавляет к эффекту Р.—К. (рис. 3, а, б), т. е. эффект определяется практически только знаком ММП.

Чтобы сопоставить эффект Р.—К. в ММП с годичной вариацией ОМП для одного и того же интервала времени (1968—1979 гг.), дополнительно построена годичная волна A по каталогам [14, 15] для периода сентябрь 1970—1979 г. (рис. 3, г). Из-за большого объема данных точки здесь ложат-

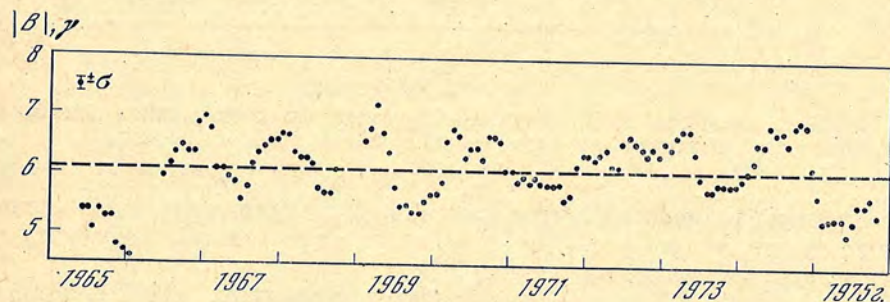
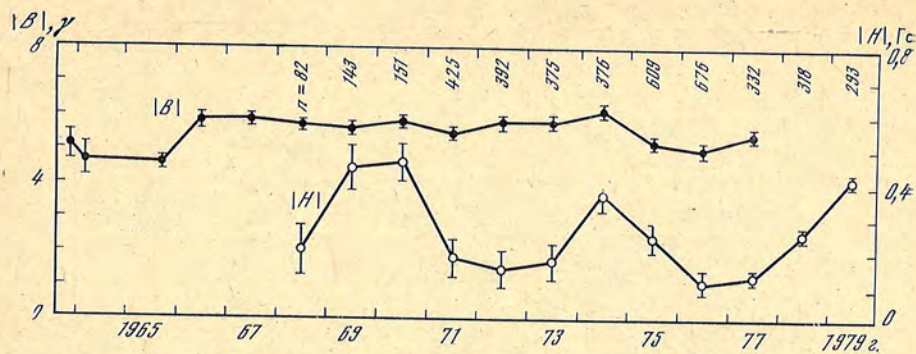


Рис. 1. Ход среднегодовых значений полной напряженности (по модулю) $|B|$ ММП в течение 1963—1979 гг. (по данным Кинга [17]) и абсолютной напряженности $|H|$ ОМП Солнца, измеренного как поле звезды, в течение 1968—1979 гг.

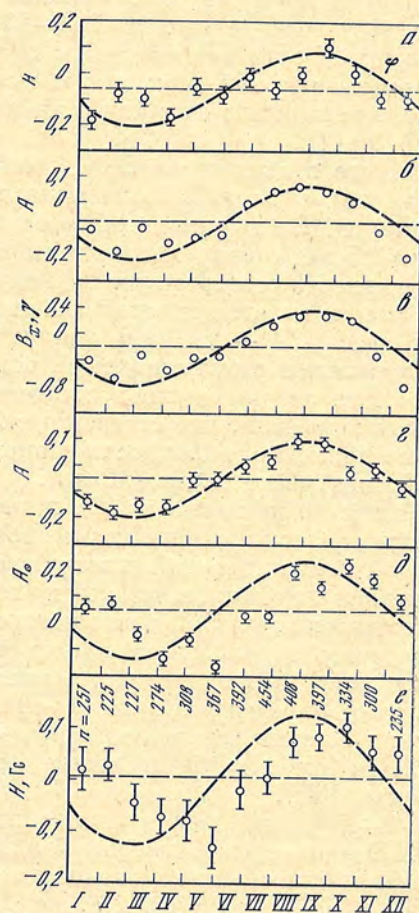
По горизонтальной оси — годы; n — число измерений ОМП в соответствующем году, вертикальные линии — среднеквадратичная ошибка среднего

Рис. 2. Изменение усредненных за солнечный оборот (28 сут), а затем сглаженных по трем соседним точкам значений полной напряженности $|B|$ ММП в 1965—1975 гг.

По горизонтальной оси — годы. Штриховая линия — среднее значение, $\pm\sigma$ — среднеквадратичная ошибка

Рис. 3. Изменение в течение года средних за солнечный оборот (28 сут) значений

a — преимущественной полярности ММП A , вычисленной по каталогу [14], за период сентябрь 1970 — декабрь 1975 г.; b — то же, вычисленное по каталогу [16] за указанный период; c — годичный ход напряженности радиальной составляющей B_r ММП за период сентябрь 1970 — декабрь 1975 г.; d — то же, что на рис. 3, a , вычисленной по данным [14, 15] за период сентябрь 1970 — декабрь 1979 г.; e — ход преимущественной полярности ОМП; $A_{\odot} = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_-)$ за период 1968—1979 гг.; e — ход напряженности ОМП H за период 1968—1979 гг. По горизонтальной оси — месяцы. Горизонтальные штриховые линии — средние значения; синусоида — изменение гелиошироты ϕ Земли в течение года (от $7^{\circ},25$ до $-7^{\circ},25$); n — число измерений ОМП для соответствующей точки. Вертикальные линии — среднеквадратичная ошибка среднего



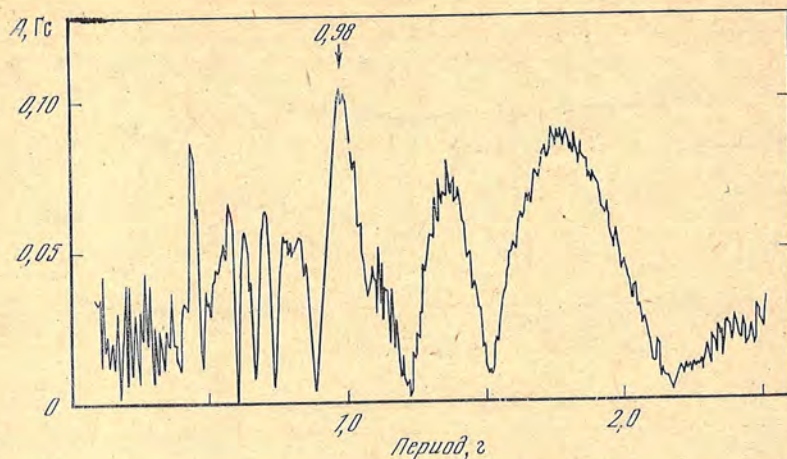


Рис. 4. Спектр мощности ОМП, полученный методом наложения эпох и показывающий зависимость амплитуды A гармонической волны от пробного периода

ся на кривую гелиошироты (синусоида, проведенная штриховой линией) гораздо лучше, чем на рис. 3, *a*; заметим, что при этом амплитуда и фаза эффекта практически не изменились.

Годичный ход индекса $A_{\odot}$ преобладающей полярности ОМП, а также ход напряженности H ОМП показаны на рис. 3, *б*, *в* (по сравнению с [12] здесь добавлены данные за 1968—1969 и 1979 гг.; усреднение произведено в каждом 28-суточном интервале года). Видим, что эффект в равной степени показывают как знак, так и сама напряженность (H) ОМП (с учетом знака и величины); амплитуда изменения ОМП в течение года составляет около 0,1 Гс.

То, что в данных по ОМП реально присутствует годичная периодичность, следует из рис. 4, где приведен спектр мощности (точнее, периодограмма) ОМП, вычисленный методом наложения эпох для периодов от 32^д до 2,5 лет с инкрементом по периоду $\Delta = 2^d$. Видно, что наибольший пик мощности соответствует периоду 1 год (более точно: $0,98 \pm 0,04$ года) при высокой статистической значимости синусоидальной волны: $2A/\sigma = 6$; здесь $2A$ — двойная амплитуда, σ — среднеквадратичная ошибка в определении результирующей волны данного пробного периода. (Другие, менее значимые пики соответствуют периодам около 0,44; 1,36 и 1,8 года; заметим, что статистическая значимость двух последних значительно ниже, чем значимость периода 0,98 г., поскольку ряд наблюдений ОМП охватывает только 12 лет.)

Как было показано в [12], годичную волну ОМП, особенно ее амплитуду, трудно (если вообще возможно) объяснить переменной гелиоширотой Земли или какими-либо инструментальными или сезонными факторами. Примечательно также, что между ходом ОМП и изменением ϕ имеется существенное, около 50° , расхождение по фазе, которое также очень трудно согласовать с гелиоширотной причиной эффекта. Кроме того, годичная волна присутствует и в так называемом фоновом поле Солнца, значения которого, определяемые по H_{α} -синоптическим картам, вообще никак не должны зависеть от гелиошироты ϕ (см. [12]); последнее обстоятельство является весьма убедительным доказательством реальности годичного эффекта ОМП.

С этой точки зрения очень интересен анализ напряженностей ММП и ОМП (по модулю), сделанный отдельно для «+» и «-» полярностей. На рис. 5, *a*, *б* показано изменение в течение года абсолютной напряженности ММП ($|B_x|$) отдельно для суток с $B_x > 0$ и $B_x < 0$; использовались данные Кинга [16] для интервала сентябрь 1970—1975 г. В обоих случаях для $|B_x|$ наблюдается некоторая тенденция изменяться в течение года с амплитудой около 4% для $B_x > 0$ и около 7% для $B_x < 0$. Этот (весьма

слабый) годичный ход, который более или менее соответствует изменению ϕ (хотя и имеется сильный разброс точек), можно объяснить усилением влияния на ММП высокоширотных солнечных полей при удалении Земли от плоскости солнечного экватора (в модели сжатых к этой плоскости силовых линий ММП [19]). Вместе с тем средняя напряженность $|B_x|$ безотносительно к знаку поля (рис. 5, *в*) не показывает никакого систематического изменения в течение года (что является очевидным ввиду поведения $|B_x|$ на рис. 5, *а*, *б*).

Совсем иначе ведет себя ОМП (рис. 5, *г*, *д*, *е*): напряженности поля обоих знаков (т. е. при $H > 0$ и $H < 0$) изменяются синхронно, достигая четкого максимума в мае—июне. Волна более сильно выражена для отрицательного поля (амплитуда годичного изменения $a \approx 45\%$), чем для положительного ($a \approx 20\%$); в среднем без учета знака поля напряженность $|H|$ изменяется в течение года примерно на $\pm 33\%$ (т. е. в два раза, см. рис. 5, *е*).

Статистическая значимость этого эффекта велика: $2A/\sigma \approx 8$, поэтому его нельзя отнести, например, на счет различия в количестве измерений ОМП в летние и зимние месяцы. Можно предположить, что причиной эффекта является неодинаковое качество наблюдений, зависящее от уровня турбулентности в спектрографе и состояния атмосферы. В этом случае, однако, наибольший разброс (шумы) ОМП и соответственно наибольшие значения $|H|$ регистрировались бы зимой, что противоречит фактическому ходу $|H|$ на рис. 5, *е*.

Не помогает и предположение об инструментальной природе годичной волны ОМП, см. [12]. Инструментальная поляризация света, которая имеет сезонный ход и тем самым может представлять наибольшую опасность, слишком мала (изменяет сигнал магнитографа не более чем на 4%), чтобы вызвать 33%-ное годичное изменение напряженности $|H|$ [12, 20—22].

Годичную волну $|H|$ невозможно понять и в рамках гелиоширотного эффекта. Если бы эта периодичность была обусловлена переменной «видимостью» полярных полей Солнца в течение года, то напряженность ОМП (по модулю) вела бы себя асинхронно для $H > 0$ и $H < 0$ (причем максимумы на кривых соответствовали бы наибольшим значениям $|\phi|$), поскольку в общий сигнал ОМП вносили бы попеременный вклад, то положительное поле вблизи N-полюса, то отрицательное вблизи S-полюса. То же самое можно сказать о перемен-

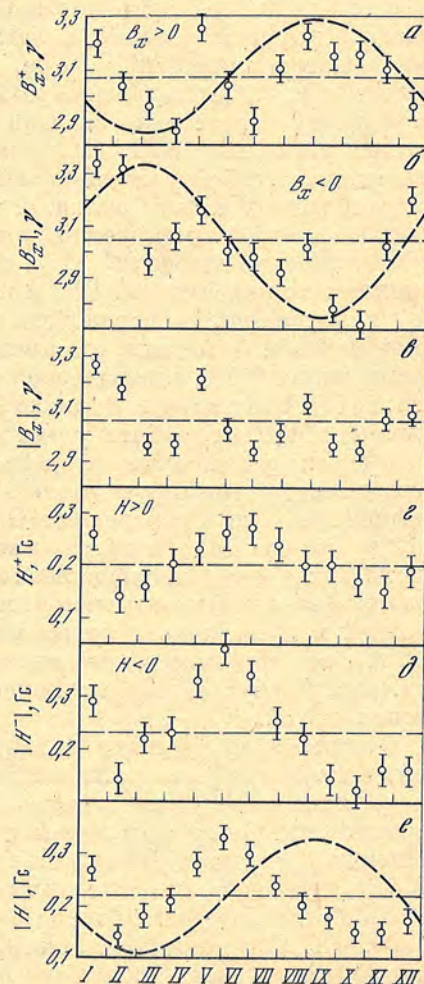


Рис. 5. Изменение в течение года средних за солнечный оборот (28 сут) значений ϕ :
а — напряженности [радиальной составляющей B_x ММП, когда поле направлено только от Солнца ($B_x > 0$);
б — то же, но для отрицательных значений B_x ;
в — ход напряженности B_x ;
г — ход напряженности H ОМП, когда поле направлено только от Солнца ($H > 0$);
д — то же для отрицательных значений ОМП ($H < 0$);
е — ход абсолютной напряженности $|H|$.
 Остальные обозначения те же, что на рис. 3

ном (из-за гелиошироты φ) влиянии некоторого пояса униполярных полей в умеренных широтах N- и S-полусфер; в любом случае должен был бы наблюдаться противоположный ход $|H|$ для положительных и отрицательных значений ОМП, что расходится с действительностью.

Далее, из рис. 5 следует, что максимальные значения $|H|$ регистрируются в периоды времени, когда $\varphi \approx 0$; отсюда можно было бы сделать вывод, что магнитные сектора (определяющие сигнал ОМП) укрупняются по экватору, что и должно приводить к увеличению $|H|$ для $\varphi \approx 0$. Однако в [23] найдено, что на деле наблюдается противоположное: размер магнитных структур, наоборот, увеличивается к полюсам, а не к экватору. То же самое характерно и для ММП: размер секторов возрастает, а количество их уменьшается с увеличением гелиошироты точки наблюдения.

4. Обсуждение результатов

Сопоставление вариаций ММП и ОМП показывает значительные различия в их поведении на временной шкале месяцы—годы. Среднегодовая напряженность ММП почти постоянна в течение цикла активности, тогда как напряженность ОМП ($|H|$) изменяется в 3—4 раза. Если не привлекать такой умозрительной гипотезы, как изменение в течение 11-летнего цикла тонкой структуры солнечных образований, приводящее к изменению сигнала магнитографа (при усреднении эффекта Зеемана по диску Солнца), то этот результат можно истолковать как существование реальных изменений ОМП от года к году, которые не вызывают изменений ММП на расстоянии 2 а.е. Это может быть, если наблюдаемые вариации ОМП связаны главным образом с *перестройкой структуры* крупномасштабных магнитных полей на Солнце, а не с колебаниями напряженности поля в фотосфере; тогда увеличение размера секторов поля будет приводить к естественному возрастанию сигнала магнитографа, т. е. к увеличению абсолютной величины ОМП. (Напомним, что величина ОМП, по существу, представляет собой разбаланс магнитных потоков N- и S-полярности по всему видимому диску Солнца, т. е. является скорее мерой магнитного потока, а не мерой напряженности поля в фотосфере.)

Удивительно слабое ($\lesssim 15\%$) изменение среднегодовых значений $|B|$ с циклом активности (см. [17] и п. 2) свидетельствует против доминирующей роли полярного магнитного поля Солнца в структуре ММП на расстоянии 1 а.е. (в модели, где предполагается слишком сильное сжатие силовых линий ММП к экваториальной плоскости). Ранее, исходя из этого факта [17], Свалгаард и Вилкокс [19] пришли к выводу, что основным источником ММП на орбите Земли являются средне- и низкоширотные магнитные секторы (заметим, что в пользу этого говорит и тесное соответствие между секторными структурами ММП и ОМП [2—4, 9], поскольку сигнал магнитографа при измерениях ОМП определяется в основном центральной зоной солнечного диска размером $\sim 0,6 D_{\odot}$). Наш результат (см. рис. 1) указывает на существенные изменения структуры (размеров) этих секторов при почти неизменной, по-видимому, в течение цикла активности средней напряженности фотосферного поля (равной ~ 2 Гс согласно [3, 7]). А само различие в поведении среднегодовых значений ММП и ОМП (см. рис. 1) обусловлено различием в пространственном усреднении физических полей.

От секторных структур (и напряженностей) ММП и ОМП, таким образом, нельзя требовать постоянного большого коэффициента корреляции; корреляция может быть высокой или низкой в зависимости от структуры крупномасштабных фотосферных полей и соответственно от инструментального (в случае ОМП) или количественного (в случае магнитограмм или H_{α} -карт) усреднения последних (см. дискуссию в [8]).

Наиболее интересен вопрос о природе обнаруженной годичной вариации ОМП. Ситуация здесь оказывается менее очевидной, чем в аналогичном эффекте (годовой волне) у ММП (так называемый эффект Р.—К. [10, 11], который легко объясняется изменением гелиошироты Земли). При-

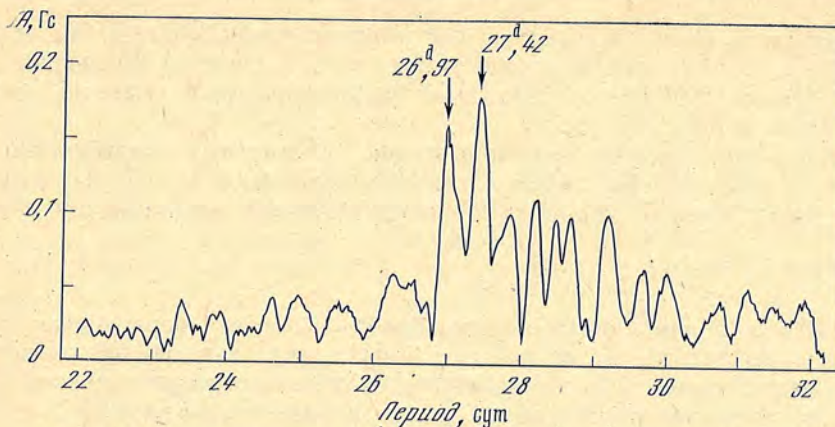


Рис. 6. Спектр мощности ОМП для интервала пробных периодов 22—32^д

мечательно, что и здесь наблюдается сильное расхождение в поведении ММП и ОМП: средняя (за 28 сут) напряженность ММП ($|B_x|$) практически не изменяется в течение года, тогда как средняя напряженность ОМП ($|H|$) изменяется почти в два раза.

Годичный эффект ОМП (см. рис. 3, е и 5, е) статистически весьма обособлен и не может быть приписан каким-либо инструментальным или сезонным причинам (см. п. 3 и [12]).

Присутствие в спектре мощности ОМП (см. рис. 4) периода ~ 1 г. нельзя объяснить и влиянием скважности наблюдений (т. е. тем обстоятельством, что летом количество измерений существенно больше, чем зимой), поскольку: 1) годичная волна имеет высокую статистическую значимость ($2A/\sigma = 6$), причем она уверенно определяется как по летним, так и по зимним наблюдениям, и 2) между ходом ОМП и распределением числа наблюдений в течение года отсутствует какое-либо сходство (см. рис. 3, е).

Вместе с тем заметим, что наличие этой волны должно привести к расщеплению (или: появлению гармоник) основного 27-суточного периода согласно обычной формуле ложных периодичностей (возникающих при соответствующей скважности наблюдений), в частности, периода

$$P_1 P_2 / (P_1 - P_2) = 29,42 \quad (1)$$

где $P_1 = 0,98$ г., $P_2 = 0,07392$ г. ($= 27^d$).

В связи с этим нами был построен спектр мощности (периодограмма) ОМП для периодов от 22 до 32^д с шагом $\Delta = 0,02$. Полученная зависимость амплитуды A (гармонической волны) от пробного периода показана на рис. 6. Максимальные пики мощности соответствуют двум периодам — около $26,97 \pm 0,06$ ($2A/\sigma = 9,7$) и $29,42 \pm 0,06$ ($2A/\sigma = 10,3$); практически те же самые основные рекуррентные периоды изменения ОМП были найдены ранее в [18] по крымским данным ОМП за 1969—1976 гг. В области $27,46$ — $29,45$ выделяются еще несколько значимых ($2A/\sigma \approx 6$) периодичностей, в том числе период $29,48$, который согласно сказанному выше как раз может являться побочным результатом двух (реальных) периодов $26,97$ и $0,98$ г.

Правомерна и другая точка зрения: пики мощности справа от 27^d на рис. 6 отвечают рекуррентным периодам медленно вращающихся высокоширотных структур (см. [7]), т. е. они вполне реальны, и тогда разумно предположить, что период $0,98$ г. просто является результатом наложения двух периодичностей, например, $P_3 = 26,97$ и $P_4 = 29,48$. Допуская, что последние имеют одинаковую амплитуду δ_0 , для их суммы имеем

$$\delta = \delta_0 [\sin(\omega_3 t) + \sin(\omega_4 t)] = 2\delta_0 \sin\left(\frac{\omega_3 + \omega_4}{2} t\right) \cos\left(\frac{\omega_3 - \omega_4}{2} t\right). \quad (2)$$

В результате должны наблюдаться периодичности (биения) около 28^d40 и $1,95$ г., однако эти периоды отсутствуют в спектре мощности ОМП (рис. 6), поскольку они соответствуют модуляции амплитуды и не дают новых линий в спектре.

Однако заметим, что, как видно из рис. 6, амплитуды колебаний на частотах $\omega_1 = 2\pi/26^d97$ и $\omega_2 = 2\pi/29^d48$ неодинаковы ($0,16$ и $0,10$ Гс соответственно); поэтому при их суперпозиции должны возникать биения

$$\sigma = A(t) \sin [\omega_1 t + \varphi(t)], \quad (3)$$

где $A(t)$ и $\varphi(t)$ изменяются с частотой $\omega_1 - \omega_2$, т. е. с периодом около года. Казалось бы, что такой процесс (биения двух гармонических колебаний, близких по частоте) может объяснить годовую периодичность ОМП; но более детальное рассмотрение доказывает противоположное:

а) в случае биений (3) не ОМП, а амплитуда 27-суточной волны ОМП изменялась бы с периодом около года; т. е. такими биениями в принципе можно было бы объяснить поведение модуля ОМП ($|H|$, рис. 5, е), но нельзя объяснить годичный ход самого ОМП (с учетом знака и величины, рис. 3, е);

б) биения фазы 27-суточной волны (параметр $\varphi(t)$ в (3)) могут привести лишь к незначительной, менее $0,01$ Гс, модуляции ОМП;

в) аналогичные биения должны были бы проявляться и на других периодах, в частности на наиболее значимом периоде 27^d42 , который вместе с 29^d48 должен был бы привести к биениям с периодом $1,24$ г.; последний отсутствует в спектре мощности ОМП (см. рис. 4).

Таким образом, появление периодичности ~ 1 г. не удается объяснить ни влиянием скважности наблюдений, ни суперпозицией двух рекуррентных периодов в области $\sim 27-29$ сут, и поэтому оно должно рассматриваться как реальное явление ОМП.

Значения ОМП усреднялись за время одного солнечного оборота (точнее, за 28 сут), что исключает зависимость от гелиографической долготы. Поскольку Солнце при таком анализе в принципе можно считать цилиндрически симметричным и невращающимся, то наблюдаемое систематическое изменение среднего (за 28 сут) ОМП должно быть вызвано или изменением положения Земли в гелиоцентрической системе координат (т. е. изменением ОМП с гелиоширотой φ), или временными флуктуациями самого ОМП.

Однако гелиоширотный эффект как источник годичной периодичности ОМП отвергается из-за невозможности объяснить с его помощью амплитуду ($\sim 0,1$ Гс) изменения ОМП (см. [12]); кроме того, между ходом ОМП и фазой значительное различие по фазе (примерно на 50° , см. п. 3 и [12]). Особенно сильное противоречие с наблюдениями возникает при попытке объяснить изменением φ ($\pm 7^\circ, 25$) годовую волну абсолютной напряженности ОМП (см. рис. 5, е).

Временное изменение самого ОМП с периодом около одного года представляется маловероятным (в этом случае потребовалось бы допустить, что магнитный поток в полярных районах Солнца также изменяется, но в противофазе с низкоширотным потоком, что должно следовать из условия постоянства суммарного магнитного потока; весьма проблематичными были бы причина и механизм такого изменения).

Авторы считают более приемлемой гипотезу, в которой годичный ход ОМП связывается с возможной асимметрией глобального магнитного поля Солнца в инерциальном (относительно звезд) пространстве. При такой асимметрии будет регистрироваться годичная периодичность ОМП вследствие изменения гелиоцентрической долготы Земли. Заметим, однако, что хотя такое предположение и имеет право на существование в рамках ведущегося сейчас обсуждения вопроса о связи активности с динамикой солнечной системы (см. обзор [24]), для окончательных выводов необходимы дополнительные данные о крупномасштабных магнитных полях и ОМП Солнца.

В заключение выражаем глубокую благодарность академику А. Б. Северному и Б. М. Владимирскому за полезное обсуждение результатов, а также благодарим М. А. Лившица, М. Ю. Скульского и А. А. Степаняна за ценные замечания и Р. Говарда и Ф. Шеррера за предоставление американских данных по общему магнитному полю Солнца. Ноябрь 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Severny A.* — *Nature*, 1969, vol. 224, p. 53.
2. *Severny A., Wilcox J. M., Scherrer P. H., Colburn D. S.* — *Solar Phys.*, 1970, bd. 15, blz. 3.
3. *Scherrer P. H.* — In: *Stanford Univ. IPR Rep.*, 1973, N 554.
4. *Scherrer P. H., Wilcox J. M., Kotov V. et al.* — *Solar Phys.*, 1977, bd. 52, blz. 3.
5. *Котов В. А., Степанян Н. Н., Щербакова З. А.* — *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, 1977, т. 56, с. 75.
6. *Коржов Н. П.* — *Письма в Астрон. журн.*, 1979, т. 5, с. 246.
7. *Котов В. А., Степанян Н. Н.* — *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, 1980, т. 62, с. 117.
8. *Levine R. H.* — *Solar Phys.*, 1979, bd. 62, blz. 277.
9. *Котов В. А., Северный А. Б., Цан Т. Т.* — В кн.: *Материалы Междунар. симпозиума «Проблемы магнитных полей в космосе»*, Крым, 1976. М., Астросовет АН СССР, 1976, ч. 2, с. 38.
10. *Rosenberg R. L., Coleman P. J., Jr.* — *J. Geophys. Res.*, 1969, vol. 74, p. 5611.
11. *Wilcox J. M., Scherrer P. H.* — *J. Geophys. Res.*, 1972, vol. 77, p. 5385.
12. *Котов В. А., Левицкий Л. С., Степанян Н. Н.* — *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, 1981, т. 63, с. 3.
13. *Scherrer P. H., Wilcox J. M., Svalgaard L. et al.* — *Solar Phys.*, 1977, bd. 54, blz. 353.
14. *Svalgaard L.* — In: *Stanford Univ. IPR Rep.*, 1976, N 648.
15. *Мансуров С. М., Мансурова Л. Г., Окулова Л. С.* — В кн.: *Антарктика: Докл. комис. М.: Наука*, 1978, вып. 17, с. 268.
16. *King J. H.* — In: *Interplanetary medium data book. Greenbelt; Maryland: Goddard space flight center*, 1977.
17. *King J. H.* — *J. Geophys. Res.*, 1979, vol. 84, p. 5938.
18. *Котов В. А., Демидов М. Л.* — *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, 1980, т. 61, с. 3.
19. *Svalgaard L., Wilcox J. M.* — *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 1978, vol. 16, p. 429.
20. *Котов В. А.* — *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, 1973, т. 48, с. 78.
21. *Stix M., Wiehr E.* — *Solar Phys.*, 1974, bd. 37, blz. 493.
22. *Котов В. А.* — *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, 1977, т. 56, с. 150.
23. *Степанян Н. Н.* — *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, 1981, т. 65.
24. *Козлов В. П.* — В кн.: *Физические основы прогнозирования магнитосферных возмущений*. Л.: Наука, 1977, с. 86.

УДК 523.942/.945+947+520.82/.87+520.3/6

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЦА С ИНФРАХРОМАТИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ ВЫСОКОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ. ЛИНИЯ He I $\lambda 10830 \text{ \AA}$

З. А. Щербакова, А. Г. Щербаков, Б. И. Шапиро, А. С. Хейнман

Представлены профили триплета He I $\lambda 10830 \text{ \AA}$, полученные по наблюдениям с новой инфрахроматической пленкой. Высокое разрешение деталей на диске Солнца при коротких экспозициях позволило уточнить профиль линии. Наши измерения дают для центра солнечного диска линию более глубокую ($R_0 \approx 12\%$) и узкую ($\Delta\lambda_{1/2} \approx 0,55 \text{ \AA}$) по сравнению с другими исследованиями. В спектрах некоторых факелов глубина линии достигает 50% от непрерывного спектра. Профили линии используются для оценки физических параметров хромосферы.

SPECTRAL OBSERVATIONS OF THE SUN WITH HIGH SPEED INFRARED FILM. He I $\lambda 10830 \text{ \AA}$ LINE, by Z. A. Scherbakova, A. G. Scherbakov, B. I. Shapiro, A. S. Heinman. — The improved profiles of He I line triplet were obtained using new high speed infrared film. At short exposures the observations provided high resolution of the solar disk. It is shown that in contrast to the previous observations, He I line is

deeper ($R_0 \approx 12\%$) and narrower ($\Delta\lambda_{1/2} \approx 0.55 \text{ \AA}$) in the vicinity of the disk center. In some faculae the central depth of 10830 component rises by 50% of continuum. Some chromospheric parameters with respect to the main features of He I profiles are discussed.

Линия He I $\lambda 10830 \text{ \AA}$ образуется при переходе $2^3S_1 - 2^3P_{2.1.0}^0$ и состоит из трех компонентов с длинами волн 10830,341; 10830,250 и 10829,081 $\text{\AA}$. Два главных компонента разделены только на 0,09 $\text{\AA}$ и поэтому сливаются в одну линию 10830,3 $\text{\AA}$, на расстоянии 1,2 $\text{\AA}$ от которой наблюдается спутник 10829 $\text{\AA}$. Эффективное отношение значений gf двух видимых компонентов составляет 8 : 1. Еще в 1934 г. эта линия была обнаружена в спектре Солнца Бэбкоками [1] как слабая диффузная линия поглощения. Впоследствии она не раз привлекала внимание исследователей. В последние годы в ряде работ [2—5] контур линии изучался фотоэлектрическими методами, однако все эти наблюдения были выполнены при невысоком разрешении деталей на диске Солнца и с большими экспозициями. Цель нашей работы заключается в исследовании профиля линии с высоким временным и пространственным разрешением.

Наблюдения

Спектры деталей солнечного диска с дисперсией 0,83 $\text{\AA}/\text{мм}$ получены в области линии He I $\lambda 10830$ на телескопе БСТ-2 Крымской астрофизической обсерватории (диаметр главного зеркала 45 см). Диаметр изображения Солнца на щели спектрографа был равен 196 мм. Ширина щели составляла 0,05 мм, что соответствовало угловому разрешению на диске 0",5. Очевидно, что с такой щелью реальное разрешение деталей определялось качеством изображения и, вероятно, было не лучше 2". Фотографирование спектров производилось на высокочувствительной инфрахроматической пленке И-1060В, разработанной в ГОСНИИхимфотопроекте. По данным фирмы, пленка имеет следующие показатели.

1. Максимум спектральной чувствительности — 10 600 $\text{\AA}$
2. Светочувствительность за светофильтром KC-14 (по критерию $D = 0,85 + D_0$) — 30 ед. ГОСТ
3. Коэффициент контрастности γ — 1,4
4. Плотность вуали D_0 — 0,22

Предварительные испытания образцов пленки, проведенные в Крымской обсерватории, подтвердили ее высокие сенситометрические показатели. По чувствительности и уровню вуали пленка превосходит лучшие образцы мировых стандартов для этого спектрального диапазона. Из опыта работы с инфрахроматическими эмульсиями фирмы Kodak (США) следует, что пленка И-1060В превосходит по чувствительности пластинки 1Z (для этого же спектрального диапазона) не менее чем в 100 раз и сравнима с пластинками 1N (чувствительными в области около 8000 $\text{\AA}$).

Таблица 1

Деталь	Дата, 1980 г.	$\cos \theta$	φ	λ	Экспозиция, с
Центр	6.08	1,00	0	0	5
Лимб	4.08	0,00	52N	90W	20
Факел 1	2.08	0,72	9S	41W	10
Факел 2	2.08	0,55	11S	55E	10
Факел 4	2.08	0,52	12,5S	59E	10
Факел 5	3.08	0,52	8S	57W	10
Протуберанец	6.08		30N	90E	60

Пленка И-1060В не нуждается в предварительной гиперсенсibilизации, проста в обращении и может иметь широкое применение в спектроскопии Солнца и звезд, особенно в высокодисперсионной спектроскопии Солнца.

Данные о наблюдениях приведены в табл. 1 и показаны на рис. 1.

На рис. 1 положение щели изображено черными полосками, длина которых достигает $0,15 R_{\odot}$ и характеризует высоту щели, выбранной при наблюдениях. При дальнейшей фотометрической обработке на каждом спектре проводилось несколько разрезов высотой 0,2 мм, что соответствовало угловому разрешению $2''$.

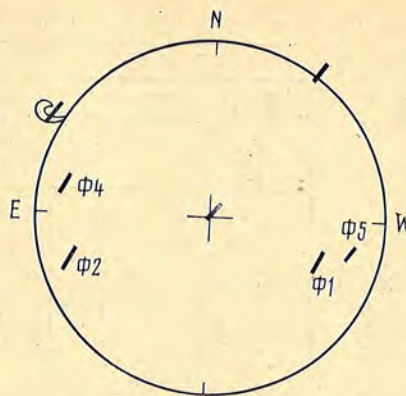


Рис. 1. Положение наблюдавшихся деталей на диске Солнца

Результаты наблюдений

Основные результаты наших наблюдений представлены на рис. 2—6 и в табл. 2. В столбцах таблицы для каждого разреза n_i приведены профили линии в спектрах всех наблюдавшихся деталей. На рис. 3—6 порядок расположения профилей сверху вниз соответствует номерам разрезов n_i из табл. 2. Профили были построены следующим образом. По шкале длин волн были определены расстояния измеренных точек от центра главного компонента $10830 \text{ \AA}$ (в ангстремах).

По шкале интенсивностей были измерены глубины линий R_{λ} и выражены в процентах от интенсивности локального континуума. Положение непрерывного спектра было определено в спектральном диапазоне, перекрывающем линии Si I $\lambda 10827$ и $\text{H}_2\text{O } \lambda 10832$. Полученные профили были исправлены за блендирование линии $10829 \text{ \AA}$ с длинноволновым крылом линии Si I следующим образом. Считая линию Si симметричной, мы провели зеркальное отображение ее коротковолнового неблендированного крыла в длинноволновую сторону. При этом было получено хорошее согласие между внутренними частями длинноволнового и отраженного крыльев. В каждой точке из глубины бленды Si + He вычли глубину отраженного крыла Si. Полученный профиль линии $10829 \text{ \AA}$ He I был затем разделен на интенсивность крыла линии Si I. Этот способ [2] достаточно точен и оправдан, так как линия He I возникает в хромосфере, тогда как крылья линии Si I формируются на уровне фотосферы.

Среднеквадратичная ошибка полученных отдельных значений глубины линии не превосходит 2% и определена нами по фотометрической обработке фотосферной линии Fe I, сравнимой по глубине с линией He I.

На рис. 2 показана фотография спектра факела 2 в области линий He I и R_{γ} , на которой хорошо видны оба компонента линии гелия. Ядро главного компонента показывает четкую структуру, проявляющуюся в виде узлов с сильным поглощением. Обращает на себя внимание тот факт, что подобная структура в ядре водородной линии R_{γ} прослеживается значительно слабее. На этом же рисунке показана фотография спектра солнечного лимба, в котором линия поглощения He I переходит в широкую эмиссию над лимбом.

Центр диска. Профили линии гелия, построенные по разрезам в непосредственной окрестности центра солнечного диска, приведены на рис. 3. По данным наблюдений ряда авторов (например, [2—4]) известно, что центральная глубина компонента $10830 \text{ \AA}$ в центре невозмущенного диска составляет около 6%. По нашим наблюдениям глубина главного компонента линии меняется в пределах от 6 до 18% (среднее 12%) и значительно превосходит среднеквадратичную ошибку наблюдений. Отноше-

Таблица 2

$\Delta\lambda, \text{\AA}$	Наблюдавшаяся деталь															
	центр						лимб			эмиссия		факел 1				
	n=1	2	3	4	5	6	1	2	3	1	2	1	2	3	4	5
-2,2										0						
-2,1										1,5						
-2,0										3	0	0				
-1,9								0		5,5	0,5	1,5				
-1,8								1		8	2	2,5				
-1,7		0						2,5		13	7	4	1,5	0,5	0	0
-1,6	0	1	0	0			0	3,5		19	12	5	2,5	1,5	0,5	0,5
-1,5	1	2	1	1	0	0	1	4,5	0	25,5	16	5,5	4	3,5	1	1,5
-1,4	2,0	3,5	1,5	2	0,5	0,5	2,5	5	0,5	30	19	6	6	5	2	3
-1,3	3,0	4,5	2,5	2,5	0,5	1	3,5	4,5	1	34,5	20	5,5	7,5	5,5	3	4
-1,2	4	5	2,5	3	0,5	2	4	3,5	2,5	37	20	4	7,5	6	3,5	5
-1,1	4	5	3	3	1	2,5	3,5	2,5	4	38,5	18	3	6	6	3,5	5,5
-1,0	3,5	4	3	2,5	1	2,5	2	1	5	39	14,5	1,5	4	5,5	3	4,5
-0,9	3	3,5	2,5	2,5	1,5	2,5	1,5	0,5	4,5	40,5	14,5	0,5	2,5	5	2,5	4
-0,8	2	3	2,5	2	1,5	2	2	0,5	4	42	16	1	2,5	4	2	3,5
-0,7	2	2,5	2,5	2	1,5	1	2,5	1	3,5	47	18	2,5	4,5	3	1,5	5
-0,6	2,5	3	2	2	1	0	3,5	2	4	53	22	4,5	7,5	3	1,5	5
-0,5	3,5	4	2	2,5	1	0,5	5	3	5,5	63	29	7,5	12,5	5,5	3,5	8
-0,4	5	4,5	3	3,5	1,5	2,5	6,5	4,5	7,5	78	39	11	18,5	9,5	6,5	11,5
-0,3	7	5,5	5,5	5,5	3	4,5	8,5	7	9,5	85	56	15,5	27,5	15	11,5	16,5
-0,2	10	7	8	8	4,5	7	11	10	11,5	93	78	21	35	21,5	19	20,5
-0,1	14,5	11,5	10	10	5,5	9	13,5	15,5	10	98	99	27	42	28	25	25,5
0	16,5	18	11	10	6	9,5	14,5	18,5	1,5	100	100	29	44	32	27	28
0,1	15	15,5	9	9	5	8,5	10	16	—3	98	98,5	26,5	39,5	28,5	25	25,5
0,2	11,5	11	7	7,5	3,5	6,5	7,5	11,5	2,5	94	81	20,5	29	22	21	20,5
0,3	8,5	8	4,5	5,5	2	4	6	9,5	4	91	49	13,5	20,5	16	16	16
0,4	5,5	5,5	2,5	4	1	2	5	8,5	3,5	86	33	8	11,5	10,5	11	12
0,5	3	3,5	1	3	0	0	4,5	7,5	3	78	21	4	6	7	7	8,5
0,6	1	1,5	0	1,5			3,5	6	2	62	11	1	3	4	3,5	5,5
0,7	0	0		1			1,5	4	1,5	53	5,5	0	1	1,5	1	1
0,8				0,5			0		0,5	40	0,5		0	0	0	0
0,9				0				0	0	36	0					0
1,0										26						
1,1										20,5						
1,2										16						
1,3										11						
1,4										6,5						
1,5										3,5						
1,6										0						

ние центральных глубин компонент $r = R_0^{\text{набл}} (10830) / R_0^{\text{набл}} (10829)$ меняется в пределах от 3,3 до 6,0 при среднем значении 4,1, что удовлетворительно согласуется с данными других авторов 3,3—4,6 [2—4]. Последнее обстоятельство значительно уменьшает вероятность систематической ошибки в определении глубины линии.

Полуширина главного компонента изменяется в пределах от 0,40 до 0,64 Å со средним значением 0,55 Å. Эти значения систематически ниже известных до сих пор значений полуширин 0,74—1,02 Å [2, 3, 6].

Таким образом, наши измерения дают линию более глубокую и узкую по сравнению с другими работами. Проанализируем возможные причины такого расхождения.

1. Фотогелиограммы за 6.08.1980 г. не показывают присутствия активной области вблизи центра солнечного диска, однако эта область могла оказаться возмущенной, например, присутствием факела.

2. Как отмечается в [2], профиль линии может иметь значительные флуктуации с фазой солнечной активности. Наши наблюдения относятся к периоду максимума активности ($\Delta\lambda_{1/2} (10830) = 0,55 \text{ \AA}$), наблюдения в [2] выполнены на нисходящей фазе ($\Delta\lambda_{1/2} = 0,74 \text{ \AA}$), а наблюдения в [6] соответствуют минимуму активности ($\Delta\lambda_{1/2} = 1,02 \text{ \AA}$).

Наблюдавшаяся деталь																	
факел 1			факел 2								факел 4			факел 5			
6	7	8	1	2	3	4	5	6	7	8	1	2	3	1	2	3	4
0	0						0										0
0,5	1				0		1	0	0	0	0		0	0	0,5	0	1
2	2	0	0	0	0,5	2	0,5	0,5	0,5	1	0	0,5	1,5	1	1	3	2
3,5	3	0,5	1,5	0,5	1,5	0	3,5	1,5	1,5	2	2	1,5	1	4	4	5,5	4
4,5	3,5	1	3	1,5	3	4	4,5	3	2,5	3,5	3,5	3	1,5	8	7	8	7
5,5	4	2	3,5	3	4	2,5	5,5	4	4	5	4,5	4	2,5	11,5	10	9	8
5,5	3,5	2,5	4	4	4,5	3	6	5	5	5,5	5	4,5	3	12,5	10,5	8,5	7,5
5	3	3	4	5	4	2,5	5,5	4,5	5	5	4,5	4	3	11	9,5	7,5	6
4,5	2,5	3	4	5	3,5	2,5	5	4	4,5	4,5	3,5	3,5	3,5	9	7,5	6	5
3,5	2	3	3,5	5	2,5	2,5	4,5	3	4,5	4	2,5	3,5	4	6,5	5,5	4,5	3,5
3	1,5	3	2,5	5	2	3	5	2,5	4,5	3,5	2,5	3	4,5	6,5	5,5	3,5	4
2,5	2	2,5	1,5	5	2,5	4	6,5	3,5	5	4	3	3,5	5	8	7	4	5,5
5,5	3	2,5	0,5	6	3	6	8,5	5	5,5	4,5	4,5	4,5	6,5	10,5	10,5	6,5	8,5
9	5	3,5	1,5	7	4	7,5	10,5	7	6,5	6	6	5,5	8	14,5	14,5	10	13
14,5	7	6	3	8,5	5,5	10	13	10	7,5	8	8,5	7,5	10	19,5	21,5	15,5	17,5
21	10	9,5	5	10	7,5	12,5	16	13	9	11	11,5	9,5	13	28	30	21,5	22,5
29	14,5	13,5	7	12	10	15	18	16	11	13,5	14	12,5	16	37	38,5	27,5	27,5
37,5	20	17,5	8	14	12	16	20,5	18,5	13,5	15	15,5	16	18,5	43,5	45	32,5	31,5
39	23	19,5	8,5	15	13	16,5	21	19	14	15	16	17	19,5	44	47	34	33,5
37	20	17	7,5	14	11,5	15,5	20	17,5	13,5	15	15	16	18	43,5	45	32	32
30,5	15	14	6,5	11,5	8,5	13,5	18	15	11	13	13	13,5	15,5	38,5	38	26	27
23,5	10	11	4,5	9	5,5	11	15	11,5	8,5	10,5	10	10	13	30	28,5	19,5	22
17	5,5	8	2	6,5	3,5	8,5	11,5	7,5	6	8	7,5	6,5	9,5	22,5	20	14	16,5
11,5	3	5	1	4,5	2	6	8,5	4	4,5	5,5	5	3,5	6,5	16,5	13	9	12
6,5	1	2,5	0	2,5	1	3,5	5,5	1,5	2,5	3	3	1,5	4	10	6,5	5	7,5
2,5	0			1	0	1,5	3,5	0	1,5	1,5	1	0,5	2,5	6	2	2	3,5
0		0		0		0	1,5		0	0	0	0	0	2,5	0	0	1,5
													0	0			0

3. Де Ягер и др. [2] отмечают, что интенсивность линии и ее полуширина могут иметь сильные пространственные флуктуации. Джованелли и Холл [4] показали, что глубина линии вдвое больше на границах супергранул, чем в центрах супергранул. По этим измерениям глубина линии на границах супергранул достигает 15%. В табл. 3 представлены продолжительность экспозиций и размеры щелей (приведенные к диску Солнца), применявшиеся разными авторами при спектральных исследованиях.

Таблица 3

Автор	Временное разрешение	Разрешение на диске, км²	Ссылка
Настоящая статья	5с	350×1400	—
Де Ягер и др.	40 мин	2000×348000	[2]
Джованелли и Холл	Не указано	1400×1400	[4]
Нгуен Нган	40 мин	2000×29000	[3]
Хохлова	Не указано	1400×69500	[3]
Намба	40 мин	1000×45000	[5]

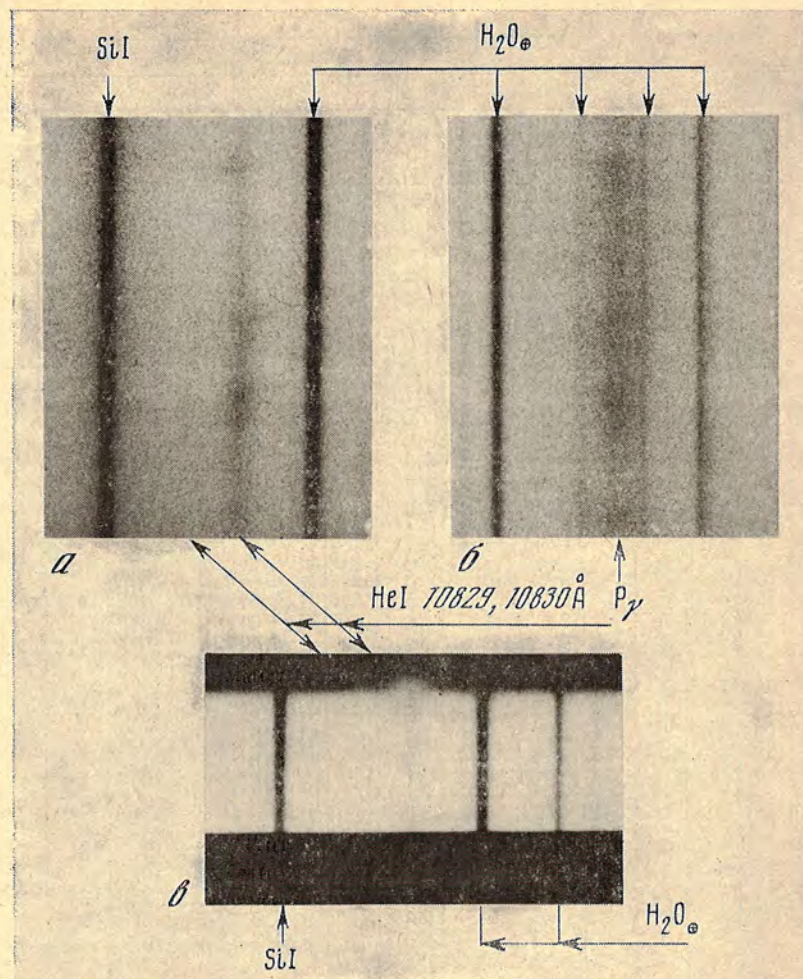


Рис. 2. Фотографии спектров Солнца в области 10 800 и 10 900 Å
а — линия He I в факеле 2, б — водородная линия P_{γ} в факеле 2, в — линия He I на лимбе

Из этой таблицы следует, что глубокая и узкая линия поглощения, полученная нами, может быть следствием высокого временного и пространственного разрешения.

Лимб. Наблюдения линии гелия на лимбе выполнены с высокой целью (см. рис. 1), которая позволила проанализировать профиль линии при разных значениях $\cos \theta$. На рис. 4 показаны три профиля линии, соответствующих $\cos \theta = 0,27$; 0,14 и 0,08. Линия глубокая и широкая. Полуширина линии растет по мере приближения к лимбу, а ядро линии поглощения постепенно заливается эмиссией, которая переходит в полностью эмиссионный широкий контур над лимбом, так же как это имеет место для других сильных линий, таких, как H_{α} , H и K и др.

Факелы. Профили линий He I в спектрах четырех факелов показаны на рис. 5. Для каждой факельной области фотометрические разрезы были проведены как для узлов с сильным поглощением, так и между ними. Центральная глубина компонента 10830 Å испытывает значительные колебания от разреза к разрезу. Средние значения $R_0^{\text{набл}}$ (10830) для факелов 1, 2, 4 не превышают 30%, что согласуется с результатами Намбы [5], полученными для нескольких факельных областей ($\leq 31\%$). Средняя глубина линии у факела 5 около 40% и в отдельных разрезах достигает 47%. Так как все факелы наблюдались при близких значениях $\cos \theta$, то, по-видимому, большая глубина линии в факеле 5 не связана с эффектами

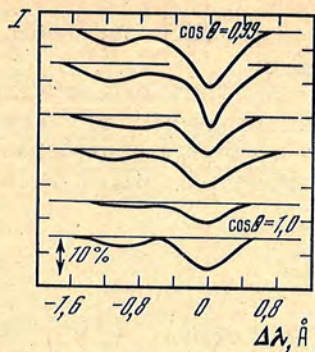


Рис. 3. Контуры линии He I в центре диска

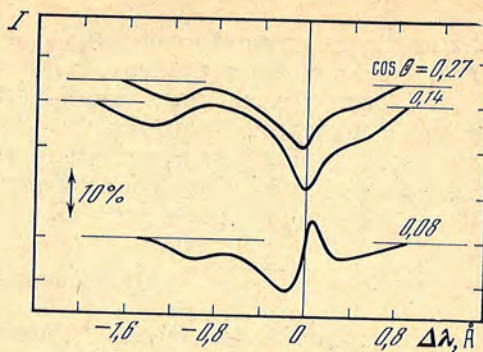


Рис. 4. Контуры линии He I на лимбе

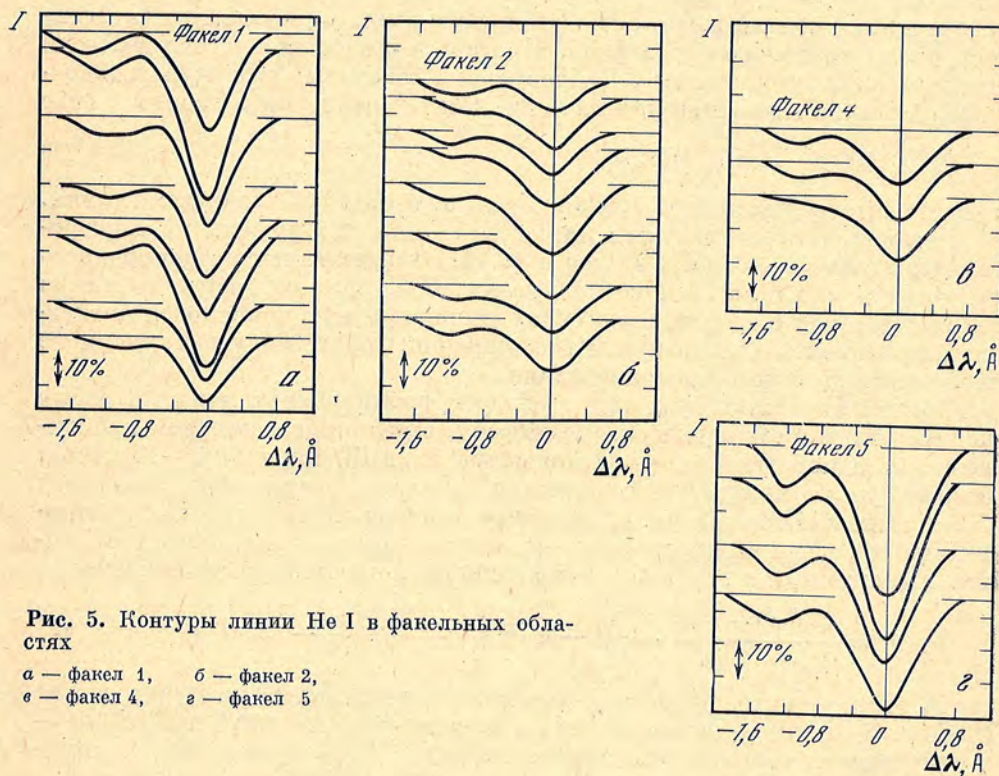


Рис. 5. Контуры линии He I в факельных областях

а — факел 1, б — факел 2,
в — факел 4, г — факел 5

ми потемнения к краю, а определяется физическими условиями, отличающимися от условий в остальных факелах.

Полуширина $\Delta\lambda_{1/2}$ (10830) также испытывает значительные вариации внутри каждой факельной области. Величина $\Delta\lambda_{1/2}$, усредненная по всем факелам, равна 0,72 Å. По наблюдениям Намбы [5] $\Delta\lambda_{1/2} = 0,7 \div 0,8$ Å.

Отношение центральных глубин двух компонентов r колеблется в широких пределах, однако среднее значение r по факелам 2, 4 и 5 равно 4,2 и не отличается от значения 4,1 для центра солнечного диска, а также от величины 4 ± 1 , полученной Намбой [5] для ряда факельных областей. Отличается лишь факел 1, у которого $r = 6$ соответствует большой прозрачности газа в частотах линии гелия.

Эмиссионные линии. На рис. 6 показаны профили эмиссионных линий. Кривая 1 соответствует контуру линии He I на высоте около 700 км над лимбом. Полуширина компонента 10830 Å равна 1,36 Å и в два с половиной раза превышает ее полуширину в центре солнечного диска. Определить достаточно точно отношение центральных интенсивностей компонентов трудно из-за перекрытия их широких крыльев. Поэтому мы вычисли-

ли нижний предел отношения $r \geq 3,7$. Джованелли и Холл [4] сообщают величину $r = 3,3$ для высоты 1700 км над лимбом.

Профили эмиссионных линий He I в спектрах протуберанцев изучались ранее Тандбергом-Хансенем [7]. Для сравнения характеристик эмиссии He I над лимбом мы приводим профиль линии в спектре протуберанца, полученный по разрезу, проходящему через самый яркий узел. Параметры профиля: $\Delta\lambda_{1/2} = 0,62 \text{ \AA}$, $r = 5$.

Обсуждение результатов

Наблюдаемое отношение глубин компонентов $r = R_0^{\text{набл}}(10830)/R_0^{\text{набл}}(10829)$ по всему диску близко к величине 4 ± 1 и отличается от значения $r = 8$, соответствующего оптически тонкому газу. С другой стороны, величина $R_0^{\text{набл}}(10830)$ на диске невелика (6—18%) и даже в факелах (за исключением 5) не превышает 30%. Это в свою очередь указывает на небольшое число поглощающих атомов. Противоречие можно устранить, если предположить, что линия He I образуется в некоторых структурных неоднородностях. Выражение для глубины линии можно представить в виде

$$R_0^{\text{набл}}(10830) = a R_0(10830), \quad (1)$$

где множитель a есть доля площади диска, в которой образуется линия.

Неоднородные структуры в линии He I были обнаружены на спектрогелиограммах [8—10, 15]. Де Ягер и др. [2] отождествляют неоднородность хромосферы в линии He I со спикулами. Они предполагают, что линия гелия возникает в тонких структурах (типа спикул) с одинаковой оптической толщиной и температурой возбуждения. Среда между спикулами не вносит вклада в формирование линии.

Оценим физические условия в области формирования линии. Прежде чем обсуждать неоднородную хромосферу, остановимся в первом приближении на однородной модели хромосферы типа Шварцшильда—Шустера. Воспользуемся методом теоретического анализа, предложенным Намбой [5], а также де Ягером и др. [2], поэтому запишем только основные соотношения. В модели Шварцшильда—Шустера профиль «хромосферной» линии, выраженный в глубинах от континуума, описывается уравнением

$$R_\lambda(\theta) = \frac{I_0(0, \theta) - I_\lambda(\theta)}{I_0(0, \theta)} = (1 - e^{-\tau_\lambda}) \left[1 - \frac{B_0(T_{\text{возб}})}{I_0(0, \theta)} \right], \quad (2)$$

где $I_0(0, \theta)$ — интенсивность фотосферного континуума на длине волны 10830 Å [9], $I_\lambda(\theta)$ — интенсивность линии на длине волны λ и $B_0(T_{\text{возб}})$ — интенсивность черного тела при температуре $T_{\text{возб}}$. Величина τ_λ — оптическая толщина хромосферы в линии на длине волны λ .

Если предположить, что линия уширяется тепловыми и турбулентными движениями, то

$$\tau_\lambda = \tau_0(10829) \left[\underbrace{5e^{-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2}}_{10830,3} + \underbrace{3e^{-(\Delta\lambda+0,091)^2/\Delta\lambda_D^2}}_{10829} + \underbrace{e^{-(\Delta\lambda+1,260)^2/\Delta\lambda_D^2}}_{10829} \right], \quad (3)$$

где $\Delta\lambda = \lambda - 10830,341$ является расстоянием в ангстремах от центра самого сильного компонента триплета, члены 0,091 и 1,260 — расстояния (в ангстремах) между компонентами триплета, $\Delta\lambda_D$ — доплеровская ширина в ангстремах и $\tau_0(10829)$ — оптическая толщина хромосферы в центре слабого компонента.

$$\tau_0(10829) = \frac{V \pi e^2}{mc^2} \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_D} \frac{1}{9} f (1 - e^{-h\nu/kT_{\text{возб}}}) N_{2^3S}. \quad (4)$$

Здесь сила осциллятора $f = 0,60$ принята согласно [11], фактор $1/9$ — отношение статистического веса подуровня $3P_0^0$ к весу всего уровня $3P^0$, член в скобках учитывает вынужденное излучение и N_{2^3S} — общее число

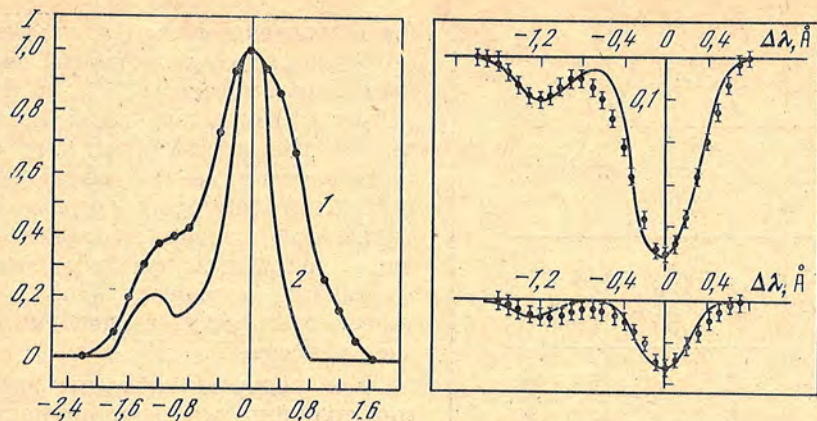


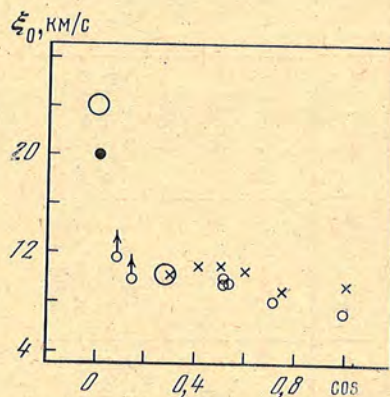
Рис. 6. Контуры эмиссионных линий He I
1 — эмиссия над лимбом, 2 — протуберанец

Рис. 7. Сравнение теоретических профилей линии He I, вычисленных по формулам (2)–(6) (сплошная линия) с наблюдениями (точки)

Вверху — факел 5, разрез 2; внизу — центр диска, разрез 1. Номера разрезов соответствуют табл. 2

Рис. 8. Зависимость гауссовского параметра скорости ξ_0 от $\cos \theta$

Светлые кружки — наши измерения. Крестики — данные де Ягера и др. [2]. Черный кружок — независимые измерения Тандберга-Хансена [7] и Джиованелли и Холла [4]



возбужденных атомов в состоянии 2^3S , содержащихся в столбце на луче зрения с сечением 1 см^2 .

С помощью уравнений (3) и (4) можно получить оптическую толщину в центре главного компонента

$$\tau_0(10830) = 8\tau_0(10829) = 3,1 \cdot 10^{-13} \frac{1}{\Delta\lambda_D} (1 - e^{-h\nu/kT_{\text{возб}}}) N_{2^3S}. \quad (5)$$

Отношение центральных глубин компонентов определится как

$$r = \frac{R_0^{\text{набл}}(10830)}{R_0^{\text{набл}}(10829)} = \frac{1 - e^{-8\tau_0(10829)}}{1 - e^{-\tau_0(10829)}}. \quad (6)$$

Таким образом, из наблюдаемых значений r мы можем легко определить оптические толщины в центре обоих компонентов. Уравнения (2) и (3) дают возможность определить доплеровскую ширину по измерениям полуширины главного компонента и полученным значениям $\tau_0(10830)$. Точность принятого приближения иллюстрируется на рис. 7, на котором сравниваются наблюдаемые и теоретические контуры линии гелия для двух участков солнечного диска. Хорошо видно, что предположение о доплеровском уширении линии не является достаточным, так как наблюдаемые контуры имеют более широкие крылья, чем теоретические. Это указывает на существование дополнительных механизмов уширения линии.

Параметр a , характеризующий степень неоднородности хромосферы, определится из уравнений (1) и (2):

$$a = \frac{R_0^{\text{набл}}(10830)}{(1 - e^{-\tau_0(10830)}) \left(1 - \frac{B_0(T_{\text{возб}})}{I_0(0, \theta)} \right)}. \quad (7)$$

В табл. 4 приведены средние значения наблюдаемых величин $R_0^{\text{набл}}(10829)$, $R_0^{\text{набл}}(10830)$, $r_{\text{ср}}$ и $\Delta\lambda_{1/2}(10830)$ в деталях солнечного диска

Таблица 4

Деталь	$\cos \theta$	$R_0^{\text{набл}} (10829)$	$R_0^{\text{набл}} (10830)$	$r_{\text{ср}}$	$\Delta\lambda_{1/2}$ Å	$\tau_0 (10829)$	$\tau_0 (10830)$	$\Delta\lambda_D$ Å	ξ_0 , км/с	$R_0 (10830)$	a	N_{2^3S} см ⁻²
Центр	1,00	0,03 ± 0,01	0,12 ± 0,04	4,1 ± 1,0	0,55 ± 0,08	0,24 ± 0,08	2,0 ± 0,7	0,26 ± 0,07	7,2 ± 1,4	0,51	0,2	1,8 · 10 ¹²
	0,27	0,04	0,15	3,6	0,68	0,29	2,3	0,37	10,2	0,39	0,4	2,9
	0,14	0,05	0,18	3,6	0,64	0,29	2,3	0,35	9,7	0,32	0,6	2,7
	0,08	0,05	0,16*	3,2*	0,76*	0,35	2,8	0,42	11,6	0,24	0,7	4,0
Факелы	0,00	—	—	3,7*	1,36	—	—	0,88	24,0	—	—	—
	0,72	0,05 ± 0,02	0,28 ± 0,08	6,0 ± 1,0	0,62 ± 0,05	0,07 ± 0,05	0,7 ± 0,4	0,33 ± 0,03	9,1 ± 1,3	0,27	1,0	0,8
	0,55	0,05 ± 0,01	0,15 ± 0,04	3,4 ± 1,0	0,77 ± 0,11	0,33 ± 0,12	2,6 ± 0,9	0,34 ± 0,07	9,4 ± 1,8	0,48	0,3	2,9
	0,52	0,04 ± 0,01	0,17 ± 0,02	4,6 ± 1,7	0,75 ± 0,08	0,20 ± 0,15	1,6 ± 1,2	0,36 ± 0,08	10,0 ± 1,9	0,53	0,3	2,0
	0,52	0,10 ± 0,02	0,40 ± 0,07	4,0 ± 0,4	0,75 ± 0,03	0,24 ± 0,05	2,0 ± 0,4	0,34 ± 0,02	9,4 ± 0,6	0,49	0,8	2,3

* Неуверенные значения.

(за исключением лимба, для которого данные соответствуют отдельным разрезам в табл. 2), а также результаты определения физических параметров хромосферы. Под средними значениями для центра диска и факелов приведены среднеквадратичные отклонения, характеризующие реальный разброс величин от разреза к разрезу (табл. 2) и в несколько раз превышающие ошибки наблюдений.

Как видно из таблицы, оптические толщины τ_0 у обоих компонентов линии испытывают небольшой рост от центра к краю диска. Оптическая толщина в возмущенных факельных областях мало отличается от ее значения в центре диска, за исключением факела 1. Малая оптическая толщина в последнем определяется высоким значением наблюдаемого отношения $r = 6$. Доплеровская ширина линии значительно увеличивается от центра к краю диска и систематически меньше, чем в факелах.

Значения $\Delta\lambda_D$ в табл. 4 позволяют найти скорости движения атомов гелия по формуле $\xi_0/c = \Delta\lambda_D/\lambda$. На рис. 8 значения величины ξ_0 нанесены в зависимости от положения деталей на диске Солнца. Проследивается рост ξ_0 по мере приближения к краю диска, указывающий либо на возрастание ξ_0 с высотой в хромосфере, либо на возможную анизотропию поля скоростей, связанную с преобладанием горизонтальных движений.

Если предположить, что величина ξ_0 в центре диска полностью обусловлена тепловыми движениями в хромосфере, то среднее значение $\xi_0 = 7,2 \pm 1,4$ км/с дает верхний предел электронной (кинетической) температуры $T_e \leq 12500 \pm 500$ К. По аналогичной оценке для центра диска, выполненной де Ягером и др. [2], значение $T_e \leq 24500$ К.

При дальнейших вычислениях для перехода $2^3S - 2^3P$ мы приняли значение $T_{\text{возб}} = 4400$ К согласно [2]. Такое значение температуры возбуждения достаточно обосновано рядом авторов. Коэффициенты перехода между уровнями были вычислены В. А. Кратом и В. М. Соболевым [12], а также Джонсоном [13]. Де Ягер

и др. [2] подсчитали, что при $N_e \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \leq 30\,000 \text{ К}$ температура $T_{\text{возб}} = 4400 \text{ К}$, предполагая, что радиативное возбуждение уровней вследствие рассеяния фотосферного излучения намного превышает ударное возбуждение. Намба [5] нашел верхний предел $T_{\text{возб}}$ для факельных областей 4900 К .

С этим значением $T_{\text{возб}}$ и $\tau_0(10830)$ из табл. 4 мы вычислили теоретическое значение глубины $R_0(10830)$. Параметр a , полученный из отношения наблюдаемой и теоретической глубин, оказался равным 0,2 для центра диска. Де Ягер и др. [2] приводят значение $a = 0,12$, однако в более ранних исследованиях де Ягер [14] приводит значения $a = 0,20 \div 0,25$. Возрастание параметра a к краю диска (табл. 4), по-видимому, связано с условиями проекции хромосферных структур на луч зрения.

Величина a , полученная для факельных областей, в среднем выше, чем ее значение в центре диска. Обращают на себя внимание факелы 1 и 5 с $a \approx 1$. Вероятно, линия гелия в этих областях формируется в однородном слое. Интересно отметить, что в отличие от факелов 2 и 4 эти факелы появились в развивающихся группах пятен.

В последнем столбце табл. 4 приведены значения общего числа атомов He I в состоянии 2^3S . Значение $N_{2^3S} = 1,8 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в центре диска согласуется с данными де Ягера и др. [2] — $1,9 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Заключение

Применение высокочувствительной инфрахроматической пленки И-1060В позволило реализовать высокое временное и пространственное разрешение деталей на диске Солнца. Высокое разрешение дало возможность уточнить контур линии гелия. Нами наблюдалась более глубокая и узкая линия поглощения гелия по сравнению с другими исследованиями.

Вследствие этого области, формирующие линию в неоднородной хромосфере, получились вдвое более холодными, а их пространственная плотность на диске вдвое больше по сравнению с данными ранних литературных источников. Первый факт, возможно, связан с реальным состоянием хромосферы, так как вычисление T_e непосредственно связано только с измерением полуширины линии. Параметр a , напротив, может оказаться завышенным из-за малых размеров площадки, на которой усреднялась при наших наблюдениях структура неоднородной хромосферы.

Широкое применение пленки И-1060В в дальнейших исследованиях уникальной линии солнечного спектра He I 10830 Å окажется полезным для детального изучения тонкой структуры хромосферы и уточнения ее физических параметров.

Авторы благодарны А. Б. Северному и Н. В. Степенко за внимание к работе и обсуждение результатов наблюдений, а также Н. Н. Петровой и В. Т. Жоголевой за помощь в оформлении рисунков к статье.
Декабрь 1980 г.

Литература

1. Babcock H. D., Babcock H. W. — Publ. Astron. Soc. Pacif., 1934, vol. 46, p. 132.
2. Jager C. de, Namba O., Neven L. — Bull. Astron. Inst. Netherl., 1966, bd. 18, blz. 128.
3. Нейен Нган. — Астрон. журн., 1970, т. 47, с. 351.
4. Giovanelli R. G., Hall D. — Solar Phys., 1977, bd. 52, blz. 211.
5. Namba O. — Bull. Astron. Inst. Netherl., 1963, bd. 17, blz. 93.
6. Mohler O. C., Goldberg L. — Astrophys. J., 1956, vol. 124, p. 13.
7. Tandberg-Hanssen E. — Annu. Astrophys., 1962, vol. 25, p. 357.
8. Azambuja L., Azambuja M. — Bull. Astron., 1938, vol. 11, p. 349.
9. Zirin H., Howard R. — Astrophys. J., 1966, vol. 146, p. 367.
10. Pierce A. K., Waddel J. H. — Mem. Roy. Astron. Soc., 1961, vol. 68, p. 89.
11. Treffitz E., Schlüter A., Dettmar K.-H., Jörgens K. — Ztschr. Astrophys., 1957, Bd. 44, S. 1.
12. Крам В. А., Соболев В. М. — Изв. ГАО, 1960, т. 22, с. 6.
13. Johnson H. R. — In: Thesis Univers. of Colorado, 1960.
14. de Jager C. Handbuch der Physik/Ed. S. Flügge. B.: Springer. Verl., 1959, Bd. 52, S. 80.
15. Harvey J., Hall D. Solar magnetic fields/Ed. R. Howard. Dordrecht — Holland: D. Reidel Publ. Co, 1971, p. 279.
- 5 Изв. Крымской обсерватории, т. LXVI

ДЕТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СВЕРХГИГАНТОВ КЛАССА F. II. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МИКРОТУРБУЛЕНТНОСТИ И СОДЕРЖАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ В АТМОСФЕРЕ ρ Cas

А. А. Боярчук, Л. С. Любимков

Методом моделей атмосфер на основании спектрограмм с дисперсией 4 и 6 Å/мм исследован сверхгигант ρ Cas (F8 Iap). Получены следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести: $T_{\text{эф}} = 6000$ К, $\lg g = 0,25$. Бальмеровские линии в спектре ρ Cas выглядят слабее, чем линии, вычисленные на основе модели. Возможно, что отказ от предположения о локальном термодинамическом равновесии улучшит согласие между теоретическими и наблюдаемыми профилями бальмеровских линий.

Показано, что скорость микротурбулентности ξ_t быстро растет с высотой в атмосфере (рис. 4). На оптической глубине $\tau_{5000} \sim 1$ она составляет около 0—1 км/с, но уже при $\tau_{5000} = 0,1$ величина ξ_t превышает скорость звука. Сверхзвуковые движения могут приводить к появлению ударных волн и к нагреву верхних слоев атмосферы, что должно способствовать возникновению хромосферы.

Найдено содержание 24 элементов (табл. 2). Химический состав атмосферы ρ Cas оказался близким к составу солнечной атмосферы (рис. 5, а). Как и у ранее исследованных сверхгигантов γ Cyg и α UMi [4], у ρ Cas обнаружены дефицит углерода и избыток натрия. Наши результаты, а также данные других авторов показывают, что избыток Na в атмосферах сверхгигантов классов F — K в среднем тем больше, чем меньше $\lg g$, т. е. чем выше светимость звезды (рис. 6). Для дефицита C такой зависимости от $\lg g$ не найдено (рис. 7). Дальнейшие уточнения модели атмосферы, распределения микротурбулентности и содержания элементов у ρ Cas требуют отказа от предположения о локальном термодинамическом равновесии и, возможно, учета влияния хромосферы.

A MODEL ATMOSPHERE ANALYSIS OF F-TYPE SUPERGIANTS. II. MICROTURBULENCE DISTRIBUTION AND ELEMENT ABUNDANCES IN THE ATMOSPHERE OF THE STAR ρ Cas, by A. A. Boyarchuk, L. S. Lyubimkov. — Using model atmospheres we have investigated high dispersion spectra of the supergiant ρ Cas (F8 Iap). The following values of effective temperature and surface gravity were obtained: $T_{\text{ef}} = 6000$ K and $\log g = 0.25$. The Balmer lines in the spectrum of ρ Cas look weaker than ones calculated on the base of the model atmosphere. It is possible that Non-LTE approach would improve correspondence between theoretical and observed profiles of the Balmer lines.

It is shown that the microturbulent velocity ξ_t increases rapidly with the height in the atmosphere (fig. 4). Parameter ξ_t equals to about 0—1 km/s at the optical depth $\tau_{5000} \sim 1$, but already at the depth $\tau_{5000} = 0.1$ the ξ_t value is greater than the sound velocity. Supersonic motions can lead to the formation of shock waves, heating of upper layers of the atmosphere and hence to the appearance of the chromosphere.

Abundances of 24 elements were determined (table 2). The chemical composition of the atmosphere of ρ Cas appeared to be similar to the composition of the solar atmosphere (fig. 5a). As for previously investigated supergiants γ Cyg and α UMi [4] carbon deficiency and sodium overabundance were found for ρ Cas. Our results and other published data show that the sodium overabundance in the atmospheres of supergiants of spectral types F — K is increasing in average with decrease of $\log g$, i. e. with increase of the luminosity of stars (fig. 6). For the carbon deficiency such dependence upon $\log g$ was not found (fig. 7). Further improvement of the model atmosphere, the microturbulence distribution and the element abundances for ρ Cas requires an account for the Non-LTE effects and probably the influence of the chromosphere.

1. Наблюдательный материал и модели атмосфер

В предыдущей статье [1] методом моделей атмосфер были исследованы спектры звезд γ Cyg и α UMi, двух сверхгигантов класса F8. Теперь нашу методику, изложенную в [1,2], мы применим к сверхгиганту большой

светимости ρ Cas (F8 Iap). Наблюдательный материал для этой звезды был получен на 2,6-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории; дисперсия спектрограмм составляла 4 и 6 Å/мм соответственно в синей и красной области спектра. Список линий, их эквивалентные ширины и силы осцилляторов приведены в [3]. Как и в [1], для анализа микротурбулентности и химического состава отбирались только неблендированные линии с достаточно хорошо известными силами осцилляторов.

Первая трудность, возникшая при исследовании ρ Cas, заключалась в отсутствии подходящих моделей атмосфер. Действительно, модели Парсонса [4], примененные в [1] при анализе γ Cyg и α UMi, соответствуют слишком большим ускорениям силы тяжести g . Для ρ Cas можно было ожидать, что $\lg g \sim 0$, в то время как в [4] приняты значения $\lg g = 1,2; 1,8$ и $2,4$. Модели Куруча [5] вычислены при меньших значениях $\lg g$, однако в них не учтено турбулентное давление, что в случае сверхгигантов может приводить к существенным ошибкам в газовом давлении (см. [1]). Таким образом, анализ ρ Cas пришлось начать с расчета подходящей сетки моделей.

Эта задача облегчалась тем обстоятельством, что распределение температуры T в атмосферах F- и G-звезд практически не зависит от $\lg g$. В качестве примера на рис. 1 приведено распределение T в трех моделях Парсонса [4], соответствующих одной и той же эффективной температуре $T_{\text{эф}} = 6000$ К, но разным значениям $\lg g$. Видно, что в области оптических глубин $0,001 \leq \tau \leq 5$, т. е. в области формирования слабых и умеренных линий, зависимость T от τ практически одинакова для разных ускорений g . Точно такой же вывод следует из рассмотрения моделей Куруча [5]. Поэтому распределение $T(\tau)$ можно было считать заданным, и расчеты моделей атмосфер сводились к вычислению газового давления $P_g(\tau)$ и электронного давления $P_e(\tau)$. Для этого мы использовали вычислительную программу, описанную в [1]. Таким путем был построен ряд моделей с эффективными температурами $T_{\text{эф}}$ в диапазоне от 5400 до 6300 К и с ускорениями g вплоть до значения $\lg g = 0$. Заметим, что турбулентное давление в этих моделях первоначально соответствовало распределению микротурбулентности $\xi_t(\tau)$, найденному в [1] для γ Cyg. Однако в дальнейшем, когда уточнялось распределение $\xi_t(\tau)$ для ρ Cas, эти модели пришлось неоднократно пересчитывать. Подчеркнем, что принятая модель атмосферы для сверхгиганта ρ Cas соответствует окончательному распределению $\xi_t(\tau)$.

2. Определение основных параметров

Эффективная температура $T_{\text{эф}}$ и ускорение силы тяжести в атмосфере g относятся к числу основных параметров звезды. Для их определения строилась диаграмма $T_{\text{эф}} - \lg g$ (рис. 2), при этом нами использовались три критерия. Во-первых, как и в [1], мы рассчитали ионизационное равновесие для Si, Ti и Cr. Во-вторых, на основе наших моделей было вычислено теоретическое отношение потоков в двух участках непрерывного спектра шириной $\Delta\lambda = 30$ Å с центральными длинами волн 3640 и 4630 Å, которое затем сравнивалось с наблюдаемым отношением. Наблюдаемые потоки, исправленные за межзвездное покраснение $A_V = 0,95$, взяты из [6]; теоретические потоки мы исправили за поглощение в линиях, применив оценки коэффициента блокировки, полученные по нашим спектрограммам. В-третьих, мы сравнили наблюдаемые и теоретические профили балмеровских линий. Из четырех линий $H_\alpha - H_\delta$ для такого сравнения оказались пригодными только H_β и H_γ , так как фотосферная линия поглощения H_α существенно искажена присутствием эмиссионного компонента, а контур H_δ сильно блендирован линиями металлов.

Как видно из рис. 2, на диаграмме $T_{\text{эф}} - \lg g$ ломаные линии, соответствующие непрерывному спектру и ионизационному равновесию для Cr и Ti, приблизительно параллельны. С ними пересекаются линии, соответствующие Si I/Si II и H_β , H_γ . Однако при этом профили H_β и H_γ дают ве-

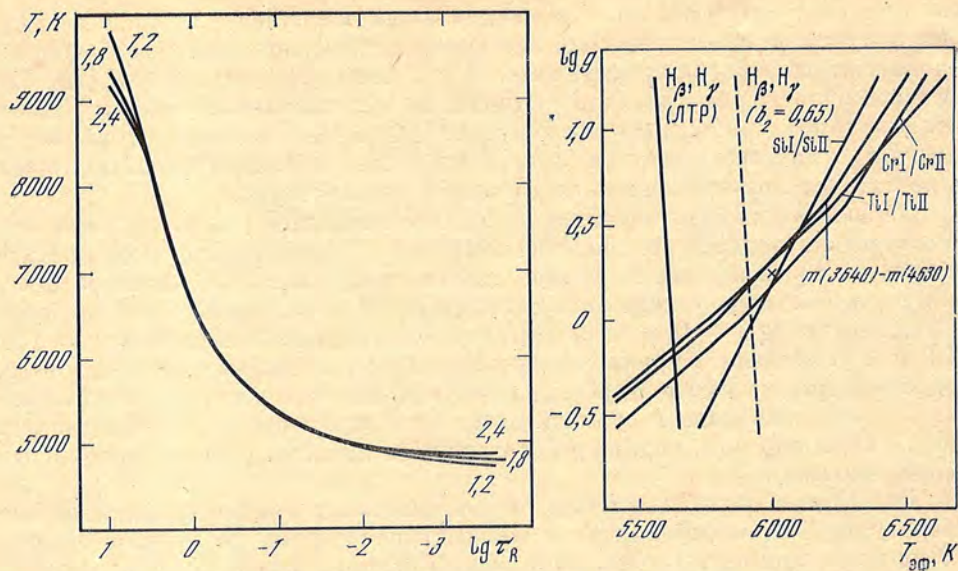


Рис. 1. Распределение температуры в трех моделях Парсонса [4]

Рядом с каждой кривой указано соответствующее значение $\lg g$. Оптическая глубина τ_R соответствует росселандовскому среднему коэффициенту поглощения

Рис. 2. Диаграмма $T_{\text{эф}}$ — $\lg g$ для определения параметров атмосферы ρ Cas

Крестик — принятая модель. Профили H_β и H_γ рассчитаны при двух населенностях второго уровня атомов водорода (объяснения в тексте)

личину $T_{\text{эф}}$ примерно на 400 К ниже, чем ионизационное равновесие для Si. Заметим, что в литературе уже отмечалась явная слабость бальмеровских линий в спектре ρ Cas по сравнению с нормальными сверхгигантами класса F8 (см., например, [7]). Маловероятно, что полученное расхождение в значениях $T_{\text{эф}}$ связано с неточным проведением уровня непрерывного спектра или с ошибками в эквивалентных ширинах W_λ линий Si I и Si II. Действительно, по нашим оценкам неопределенность в $T_{\text{эф}}$, возникающая из-за некоторой неуверенности в проведении непрерывного спектра при анализе наблюдаемых профилей H_β и H_γ , может составлять ± 100 К, но никак не ± 400 К. С другой стороны, если попытаться устранить указанное расхождение за счет линий кремния, придется допустить, что найденные значения W_λ содержат слишком большие систематические ошибки (порядка десятков процентов). Более вероятным кажется предположение, что возникшая неоднозначность в выборе параметров $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ связана с какими-то эффектами, не учтенными при вычислении контуров H_β и H_γ . Эти эффекты могли оказаться не столь существенными для менее ярких сверхгигантов α UMi и γ Cyg, поэтому для них мы не получили такого различия в оценке $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ между кремнием и бальмеровскими линиями, как для ρ Cas.

Важный эффект, который может сыграть решающую роль в объяснении профилей H_β и H_γ в спектре ρ Cas, связан с отклонениями от ЛТР (локальное термодинамическое равновесие). К сожалению, для сверхгигантов класса F до сих пор и модели атмосфер, и контуры H_α — H_δ вычислялись при условии ЛТР. Однако расчеты [8], выполненные для более горячего сверхгиганта класса A0 Ia, показывают, что отказ от этого условия приводит к понижению T (τ) и к заметному уменьшению населенности n_2 второго уровня водородных атомов, с которого возникают линии серии Бальмера. Следствием обоих этих эффектов должно быть ослабление бальмеровских линий. В частности, величина n_2 в [8] оказалась ниже равновесного значения на множитель $b_2 = 0,6 \div 0,7$, причем даже в тех слоях атмосферы, где формируются крылья линий H_α — H_δ . Если допустить аналогичное понижение n_2 для ρ Cas, то, как показали наши вычисления (штриховая

линия на рис. 2), значения $T_{\text{эф}}$, найденные по бальмеровским линиям, увеличиваются на 300 К; тем самым практически снимается вопрос о неоднозначном определении $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$.

В принципе на интенсивность бальмеровских линий могут влиять и другие эффекты. Например, как показали наши расчеты, большой дефицит гелия также мог бы улучшить согласие между теоретическими и наблюдаемыми контурами H_{β} и H_{γ} . Однако, хотя реальное содержание гелия в атмосфере ρ Cas неизвестно, было бы трудно объяснить такой дефицит с точки зрения звездной эволюции. Далее, если у ρ Cas имеется хромосфера (см. ниже), она тоже, вероятно, дает вклад в профили бальмеровских линий, однако ее влияние скажется скорее всего на центральных частях профилей, которые мы не рассматриваем. По нашему мнению, причину слабости линий H_{β} и H_{γ} в спектре ρ Cas следует искать прежде всего в отклонениях от ЛТР.

Из сказанного ясно, что бальмеровские линии в случае ρ Cas нельзя считать надежным критерием для выбора $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$, пока не будет решена сложная проблема учета отклонений от ЛТР. Поэтому при определении $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ мы исключили этот критерий из рассмотрения. По непрерывному спектру и ионизационному равновесию для ρ Cas было найдено, что $T_{\text{эф}} = 6000$ К и $\lg g = 0,25$.

Таблица 1
Параметры атмосфер трех сверхгигантов класса F8

Звезда	Спектр	Модели атмосфер		Кривые роста	
		$T_{\text{эф}}$	$\lg g$	T	$\lg P_e$
ρ Cas	F8 Iap	6000	0,25	5600	—0,91
γ Cyg	F8 Ib	5950	1,20	5790	—0,25
α UMi	F8 Ib—II	6050	1,95	5540	—0,43

В табл. 1 для сравнения приведены значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести для всех трех исследованных сверхгигантов (см. [1]). Видно, что различия в $T_{\text{эф}}$ не превышают 100 К т. е. лежат в пределах ошибок определения $T_{\text{эф}}$. С другой стороны, различия в значениях $\lg g$ столь велики, что их следует признать вполне реальными.

В табл. 1 приведены также значения температуры T и электронного давления P_e , найденные в [3] по кривым роста. Видно, что величины T и P_e не показывают четкой зависимости от $\lg g$, т. е. от светимости звезды, хотя, как и следовало ожидать, для очень яркого сверхгиганта ρ Cas значение $\lg P_e$ получилось заметно ниже, чем для γ Cyg и α UMi. Нужно отметить, что в методе кривых роста не удается разделить определение T и P_e , поэтому если будет завышена температура T , то одновременно мы завысим и P_e . По-видимому, именно это и произошло в случае γ Cyg.

Имея модели атмосфер сверхгигантов ρ Cas, γ Cyg и α UMi, мы можем указать, каким оптическим глубинам τ_{5000} в непрерывном спектре соответствуют значения T и $\lg P_e$, приведенные в табл. 1. Оказывается, что приблизительно $\tau_{5000} = 0,1 \div 0,2$ для ρ Cas и α UMi и $\tau_{5000} = 0,2 \div 0,3$ для γ Cyg. Эти области τ_{5000} характеризуют те слои атмосфер F-сверхгигантов, где образуются линии, использованные в методе кривых роста.

3. Распределение микротурбулентности

Наш метод исследования микротурбулентности, подробно изложенный в [1], основан на анализе групп линий Fe I с разными эквивалентными ширинами W_{λ} . Главное требование, которому должно удовлетворять искомое распределение ξ_t (τ), состоит в том, чтобы среднее содержание железа для

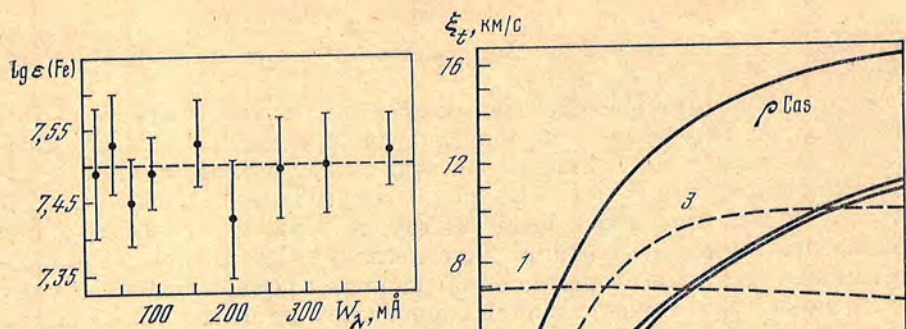


Рис. 3. Среднее содержание железа в атмосфере ρ Cas по группам линий Fe I с разными эквивалентными ширинами при найденном распределении ξ_t (τ_{5000})

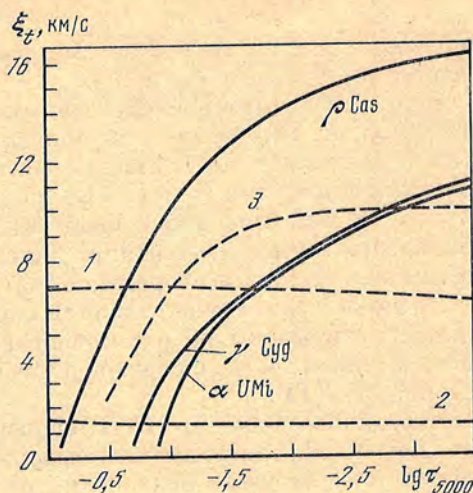
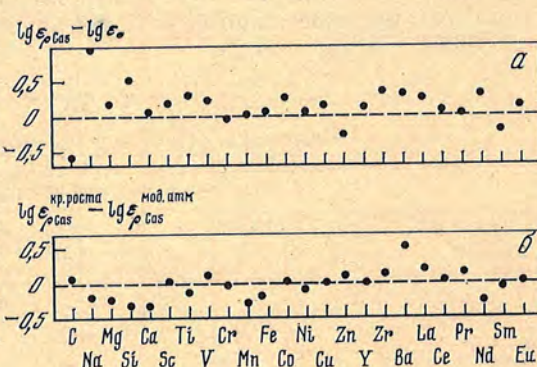


Рис. 4. Распределение микротурбулентности в атмосферах сверхгигантов (сплошные линии), а также распределение скорости звука (кривая 1), тепловой скорости атомов железа (кривая 2) и распределение ξ_t , принятое в моделях [4] (кривая 3)

Рис. 5. Сравнение содержания элементов в атмосфере ρ Cas с их содержанием в атмосфере Солнца (а) и сопоставление содержания элементов в атмосфере ρ Cas, найденного по кривым роста и по моделям атмосфер (б)



различных групп линий Fe I не показывало систематического хода с изменением W_λ . Не останавливаясь на деталях, мы приведем для ρ Cas лишь окончательные результаты. Из рис. 3 видно, что при найденном распределении ξ_t (τ) отличие содержания железа от среднего значения 7,50, определенного по слабым линиям ($W_\lambda = 10 \div 30$ мÅ), для всех групп линий не превышает средней ошибки σ ; кроме того, отсутствует систематический ход с увеличением W_λ . На рис. 4 представлена найденная зависимость параметра ξ_t от оптической глубины τ_{5000} , измеренной в длине волны 5000 Å; для сравнения приведено распределение ξ_t (τ_{5000}) не только для ρ Cas, но и для ранее исследованных сверхгигантов γ Cyg и α UMi. Видно, что скорость микротурбулентности в атмосфере ρ Cas оказалась существенно выше, чем в атмосферах γ Cyg и α UMi. В относительно глубоких слоях ($\tau_{5000} \sim 1$) она либо равна нулю, либо близка к тепловой скорости атомов железа, однако с уменьшением τ_{5000} скорость ξ_t у ρ Cas быстро возрастает, и уже при $\tau_{5000} \sim 0,1$ она превышает скорость звука. Столь интенсивный рост ξ_t с высотой требует какого-то объяснения.

Неоднократно высказывалось мнение, что тот эффект, который принято называть микротурбулентностью, в действительности порождается акустическими волнами, возникающими в конвективной зоне под фотосферой и проходящими через атмосферу звезды. В частности, расчеты Эдмундса [9] качественно объясняют с этой точки зрения и рост параметра ξ_t с высотой, и достижение сверхзвуковых скоростей в атмосферах F-сверхгигантов. Таким образом, распределение ξ_t (τ_{5000}), найденное нами эмпирически по наблюдаемым эквивалентным ширинам линий Fe I, имеет некоторое теоретическое обоснование.

Сверхзвуковые движения в атмосфере ρ Cas могут приводить к появлению ударных волн и к нагреву слоев, лежащих выше уровня $\tau_{5000} \sim 0,1$. Как и у Солнца, это должно способствовать возникновению хромосферы.

При этом вследствие диссипации энергии ударных волн скорость ξ_t будет понижаться. Аналогичный эффект может иметь место и для γ Cug и α UMi, только здесь он будет проявляться в более высоких слоях при $\tau_{5000} < 0,01$ (см. рис. 4). Важно, что у ρ Cas нагрев атмосферы ударными волнами возможен уже на тех глубинах, где формируются слабые и умеренные линии; это может повлиять на эквивалентные ширины линий, а отсюда и на определяемое содержание элементов.

В связи со сказанным следует вновь напомнить об отклонениях от ЛТР, которые, вероятно, будут понижать температуру $T(\tau)$. Наши расчеты показывают, что если в случае ρ Cas, как и в [8], отказ от предположения ЛТР приведет к понижению $T(\tau)$ на несколько процентов, тогда значения ξ_t заметно уменьшатся. Т. е. сверхзвуковые скорости будут достигаться уже не при $\tau_{5000} \sim 0,1$, а гораздо выше, и проблема хромосферы не будет стоять столь остро. Итак, чтобы более точно определить ход температуры в атмосфере ρ Cas, следует сначала учесть отклонения от ЛТР и уточнить распределение $\xi_t(\tau)$, а затем оценить нагрев верхних слоев ударными волнами.

4. Химический состав

На основе модели атмосферы, соответствующей найденным параметрам $T_{\text{эф}}$, $\lg g$ и распределению $\xi_t(\tau_{5000})$, было вычислено содержание 24 элементов (методика расчетов описана в [1, 2]). Полученные данные представлены в табл. 2, здесь же приведены результаты анализа методом кривых роста и химический состав атмосферы Солнца согласно [3]. Отметим, что обилие элементов ϵ дано в логарифмической шкале, причем для водорода, как обычно, принято $\lg \epsilon(\text{H}) = 12,0$.

Как видно из рис. 5, а, сопоставление содержания элементов в атмосферах ρ Cas и Солнца показывает, что в целом химический состав исследованного сверхгиганта близок к солнечному. Этот результат согласуется с выводом, полученным в [3] с помощью кривых роста. Если у ρ Cas и намечается небольшой избыток элементов (около 0,1 в логарифме), его реальность находится под сомнением, так как расхождение $\sim 0,1$ может получиться из-за недостаточно точного определения параметров $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ (см. [1]).

Таблица 2

Химический состав атмосфер сверхгиганта ρ Cas и Солнца

Элемент	Модели атмосфер		Кривые роста [3]	Солнце [3]	Элемент	Модели атмосфер		Кривые роста [3]	Солнце [3]
	число линий	$\lg \epsilon$				число линий	$\lg \epsilon$		
C I	6	8,03	8,06	8,61	Fe II	5	7,42	7,28	7,42
Na I	5	7,24	7,02	6,28	Co I	2	4,94	4,94	4,70
Mg I	5	7,53	7,28	7,36	Ni I	6	6,16	6,05	6,06
Si I	8	8,02	7,86	7,65	Ni II	2	6,17	6,03	6,21
Si II	4	8,16	7,60	7,55	Cu I	2	4,31	4,29	4,16
Ca I	14	6,40	6,04	6,36	Zn I	2	4,11	4,18	4,42
Sc II	10	3,17	3,17	3,00	Y II	5	2,29	2,27	2,18
Ti I	9	5,14	4,94	4,86	Zr II	5	3,29	3,39	2,96
Ti II	7	5,11	4,98	4,82	Ba II	1	2,40	2,91	2,11
V I	3	4,48	—	4,04	La II	7	1,51	1,68	1,30
V II	4	4,22	4,31	4,21	Ce II	8	1,64	1,64	1,59
Cr I	5	5,45	5,40	5,61	Pr II	5	0,82	0,95	0,83
Cr II	5	5,59	5,54	5,50	Nd II	8	1,51	1,23	1,26
Mn I	6	5,34	5,04	5,35	Sm II	2	0,83	0,76	1,06
Fe I	73	7,50	7,24	7,45	Eu II	3	0,81	0,81	0,70

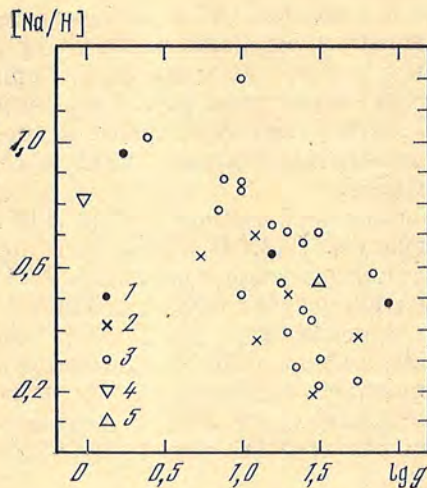
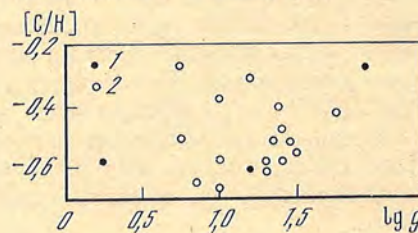


Рис. 6. Избыток натрия как функция ускорения силы тяжести в атмосферах сверхгигантов классов F — K

1 — наши данные, 2 — данные [10], 3 — [11—13], 4 — [14], 5 — [15]

Рис. 7. Дефицит углерода как функция ускорения силы тяжести в атмосферах сверхгигантов классов F — K

1 — наши данные, 2 — данные [16]



Как и в результате предварительного анализа методом кривых роста [3], у сверхгиганта ρ Cas обнаружены аномалии, общие с γ Cyg и α UMi, а именно: дефицит углерода и избыток натрия, при этом содержание Na в атмосфере ρ Cas на порядок превышает солнечное значение. В отличие от γ Cyg и α UMi кремний также оказался в заметном избытке (около 0,5 в логарифме).

На рис. 5, 6 сравниваются данные о химическом составе атмосферы ρ Cas, полученные методом кривых роста [3] и методом моделей атмосфер. Видно, что содержание элементов, найденное по кривой роста, несмотря на меньшую точность этого метода, неплохо согласуется с содержанием, вычисленным по модели атмосферы. Однако имеются и систематические различия. Напомним, что в основе метода кривых роста лежит предположение о постоянстве T , P_e и ξ_t в тех слоях атмосферы, где формируются спектральные линии. Но предположение $\xi_t(\tau) = \text{const}$ в случае F-сверхгигантов является слишком грубым (см. рис. 4). Ошибки в значениях T через коэффициент непрерывного поглощения также могут влиять на результаты. По-видимому, этими причинами и объясняется то обстоятельство, что метод кривых роста дал в среднем несколько меньшее содержание элементов, чем метод моделей атмосфер.

Найденный избыток Na составляет 0,96; 0,64 и 0,49 соответственно для ρ Cas, γ Cyg и α UMi. Таким образом, он как будто возрастает с уменьшением $\lg g$ (см. табл. 1), т. е. с увеличением светимости звезды. Чтобы проверить это предположение, мы использовали наряду с нашими данными также данные других авторов [10—15], полученные в последние годы для сверхгигантов классов F — K, и построили зависимость содержания Na от $\lg g$. Результаты представлены на рис. 6; по оси ординат здесь отложена разность значений $\lg \epsilon$ (Na) для звезды и для Солнца. Разброс точек на рис. 6 достаточно велик, особенно по данным Лука [11—13], которые получены всего лишь по 1—3 линиям натрия (из этих данных мы исключили четыре наиболее холодных звезды класса K5, дающих особенно заметный разброс). Тем не менее намечается вполне определенная тенденция: избыток натрия в атмосферах сверхгигантов классов F—K оказывается в среднем тем больше, чем меньше $\lg g$, т. е. чем выше светимость звезды. Как видно из рис. 7, дефицит углерода такой зависимости от $\lg g$ не показывает (при построении рис. 7 использованы данные [16]).

Отметим, что при анализе содержания Na мы использовали 5—6 субординатных линий Na I; сильные D-линии исключались из рассмотрения. Как известно, полная постоянная затухания γ зависит от плотности в атмосфере, поэтому ошибки в γ для разных значений $\lg g$ могут по-разному сказываться на определяемом содержании элемента ϵ . Однако использованные нами линии Na I слишком слабы, и отмеченное обстоятельство не может существенно повлиять на зависимость ϵ (Na) от $\lg g$. Отметим, что

при вычислении постоянной затухания Ван-дер-Ваальса для линий Na I мы воспользовались поправочными множителями из [17].

Возникает вопрос, насколько реальны и сам избыток Na, и его зависимость от $\lg g$. Мы уже отмечали, что в атмосферах сверхгигантов на распределение температуры $T(\tau)$ могут влиять два конкурирующих эффекта: отклонения от ЛТР, понижающие $T(\tau)$, и сверхзвуковые скорости $\xi_i(\tau)$, приводящие к возникновению ударных волн и к повышению $T(\tau)$. По-видимому, оба эти эффекта нарастают с уменьшением $\lg g$. Таким образом, нельзя говорить об окончательно установленной реальности избытка натрия у сверхгигантов классов F—K до тех пор, пока для таких звезд не будет оценена роль отклонений от ЛТР и пока для них не будет построена модель внешних слоев атмосферы с учетом сверхзвуковых турбулентных движений.

При исследовании химического состава сверхгигантов важное значение приобретает вопрос о протяженности их атмосфер. Если высота атмосферы сравнима с радиусом звезды, тогда предположение о плоскопараллельном строении атмосферных слоев неприменимо. В связи с этим вопросом отметим, что нами рассматривались преимущественно слабые и умеренные линии различных элементов. Профили таких линий формируются на оптических глубинах $\tau_{5000} > 0,001$. Если уровень $\tau_{5000} = 0,001$ считать верхней границей атмосферы (в качестве нижней границы можно принять, например, уровень $\tau_{5000} = 10$), тогда для сверхгигантов типа α UMi и γ Sgr высота атмосферы составит 1—3% радиуса звезды. Такие значения нетрудно получить, основываясь на известных оценках радиусов желтых сверхгигантов класса светимости Ib [18]. Согласно [7] радиус ρ Cas равен примерно $700 R_\odot$; используя модель атмосферы этого сверхгиганта, приходим к выводу, что протяженность его атмосферы составляет около 14% радиуса звезды. Таким образом, не только в случае сверхгигантов α UMi и γ Sgr, но даже в случае очень яркого сверхгиганта ρ Cas сферичностью атмосферных слоев можно пренебречь. Напомним, что этот вывод относится только к слабым и умеренным линиям поглощения. С другой стороны, у ρ Cas имеется оболочка, и ее присутствие существенно искажает профили сильных линий с низкими потенциалами возбуждения ($\chi < 1 \div 2$ эВ), однако такие линии нами не рассматривались.

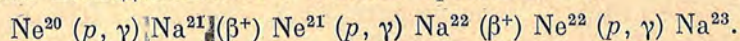
5. Эволюционные эффекты

Согласно современным представлениям о звездной эволюции в поверхностных слоях достаточно массивных звезд на стадии красных гигантов должны происходить изменения в содержании C, N и O, возникающие в результате полного перемешивания вещества звезды и выноса на ее поверхность продуктов CNO-цикла. Сверхгиганты классов F—G уже прошли стадию красных гигантов, поэтому в их атмосферах должен наблюдаться дефицит углерода, избыток азота, и возможно, небольшой дефицит кислорода.

К сожалению, в видимой части спектров F-сверхгигантов отсутствуют разрешенные линии N и O, поэтому из всей группы элементов C, N и O мы смогли найти только содержание углерода. Лук [16] для 16 сверхгигантов классов G и K оценил обилие C и O по запрещенным линиям [C I] и [O I] в красной и инфракрасной областях спектра, а обилие N — по линиям молекулы CN. Как видно из рис. 7, и результаты [16], и наши данные для ρ Cas, γ Sgr и α UMi показывают, что содержание углерода в атмосферах сверхгигантов классов F—K понижено в 2—4 раза по сравнению с Солнцем. Что касается N и O, то согласно [16] содержание азота у G- и K-сверхгигантов повышено в 2—5 раз, а содержание кислорода понижено в 1,5—2,5 раза по сравнению с Солнцем. Таким образом, в атмосферах сверхгигантов действительно наблюдаются аномалии в содержании C, N и O, предсказанные теорией. Однако размеры этих аномалий оказались больше, чем следует из теории. Лук [16] отмечает, что причиной такого расхождения может быть недостаточно высокая точность данных

в расчетах Ибена, выполненных еще в 60-х годах. Имеются в виду скорости некоторых реакций в CNO-цикле, исходное (солнечное) содержание С, N и О, а также непрозрачность звездного вещества. Следует отметить, что и данные самого Лука тоже могут быть недостаточно точны, так как они получены при предположении $\xi_t(\tau) = \text{const}$, в то время как на примере ρ Cas, γ Cyg и α UMi мы убедились, что в атмосферах желтых сверхгигантов скорость микротурбулентности сильно зависит от глубины.

Если окажется, что ни отказ от предположения ЛТР, ни учет хромосферы не объясняют наблюдаемого избытка натрия (рис. 6), тогда возникнет вопрос о его происхождении в результате эволюции. По нашему мнению, появление избыточного количества Na внутри звезды можно было бы связать с большим обилием предшествующих ему элементов. Например, для Солнца содержание С, N и О примерно на два порядка, а содержание Ne более чем на порядок превышают содержание Na. Таким образом, если существует подходящая ядерная реакция (или цепочка реакций), превращающая один из указанных элементов в натрий, потребовалось бы относительно небольшое количество исходного элемента, чтобы заметно увеличить обилие натрия. Например, ядра Na^{23} могут образовываться из Ne^{20} путем последовательного захвата протонов [19]:



Если при этом будет использовано только 20% атомов неона, содержание натрия увеличится в шесть раз (при условии полного использования промежуточных ядер Ne^{21} и Ne^{22}). В дальнейшем этот избыточный натрий должен быть вынесен на поверхность звезды, например в результате полного перемешивания. Чтобы проверить эффективность предложенного механизма образования натрия, необходимо выполнить соответствующие расчеты.

6. Основные результаты

1. Рассчитан ряд моделей атмосфер, соответствующих сверхгигантам классов F и G высокой светимости. На основе этих моделей для ρ Cas найдены следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести: $T_{\text{эф}} = 6000 \text{ K}$, $\lg g = 0,25$.

2. Бальмеровские линии в спектре ρ Cas выглядят слабее, чем линии, вычисленные на основе модели. Возможное объяснение состоит в том, что в расчетах не учитывались отклонения от ЛТР, которые могут приводить к понижению температуры $T(\tau)$ и к уменьшению населенности второго уровня водородных атомов.

3. Скорость микротурбулентности ξ_t в атмосфере ρ Cas быстро увеличивается с высотой. На оптической глубине $\tau_{5000} \sim 1$ она составляет около 0—1 км/с, но уже при $\tau_{5000} = 0,1$ величина ξ_t превышает скорость звука. Сверхзвуковые движения в атмосфере ρ Cas могут приводить к возникновению ударных волн и к нагреву даже тех слоев, где образуются слабые и умеренные линии. Однако отказ от ЛТР может заметно понизить скорость микротурбулентности, тогда сверхзвуковые значения ξ_t будут достигаться в более высоких слоях атмосферы.

4. Найдено содержание 24 элементов. В целом химический состав атмосферы ρ Cas оказался близким к составу солнечной атмосферы. Как и для ранее исследованных сверхгигантов γ Cyg и α UMi, обнаружен дефицит углерода и избыток натрия. Эти результаты согласуются с данными, полученными в [3] методом кривых роста. Кроме того, у ρ Cas оказалось несколько повышенным содержание кремния.

5. Сопоставление наших результатов для ρ Cas, γ Cyg и α UMi с данными других авторов показывает, что избыток натрия в атмосферах сверхгигантов классов F—K в среднем тем больше, чем меньше $\lg g$, т. е. чем выше светимость звезды. Для дефицита углерода такой зависимости от $\lg g$ не найдено. Прежде чем судить о реальности полученной зависимости $\varepsilon(\text{Na})$ от $\lg g$, необходимо учесть отклонения от ЛТР, так как их влияние также может нарастать с уменьшением $\lg g$.

6. Расхождение в теоретических и наблюдаемых профилях бальмеровских линий, а также обнаружение сверхзвуковых движений на глубинах $\tau_{5000} \sim 0,1$ и выше показывает, что при анализе спектров столь яркого сверхгиганта как ρ Cas от традиционной методики, по-видимому, придется отказаться. Во-первых, как в расчетах моделей атмосфер, так и при вычислении профилей линий необходимо отказаться от предположения о локальном термодинамическом равновесии. Во-вторых, если отказ от ЛТР не снимет проблему сверхзвуковой турбулентности, тогда в модели атмосферы придется менять строение верхних слоев с учетом их нагрева ударными волнами.

В заключение авторы выражают благодарность Г. Н. Шараповой за большую помощь в обработке спектрограмм.

Ноябрь 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. Боярчук А. А., Любимков Л. С. — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1981, т. 64, с. 3.
2. Любимков Л. С. — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1980, т. 62, с. 44.
3. Боярчук А. А., Боярчук М. Е. — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1981, т. 63, с. 66.
4. Parsons S. B. — *Astrophys. J. Suppl.*, 1969, vol. 18, p. 127.
5. Kurucz R. L. — *Astrophys. J. Suppl.*, 1979, vol. 40, p. 1.
6. Бурнашев В. И. — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1980, т. 62, с. 3.
7. Sargent W. L. W. — *Astrophys. J.*, 1961, vol. 134, p. 142.
8. Kudritzki R. P. — *Astron. and Astrophys.*, 1973, vol. 28, p. 103.
9. Edmunds M. G. — *Astron. and Astrophys.*, 1978, vol. 64, p. 103.
10. Paradijs J. van. — *Astron. and Astrophys.*, 1973, vol. 23, p. 369.
11. Luck R. E. — *Astrophys. J.*, 1977, vol. 212, p. 743.
12. Luck R. E. — *Astrophys. J.*, 1977, vol. 218, p. 752.
13. Luck R. E. — *Astrophys. J.*, 1979, vol. 232, p. 797.
14. Warren P. R. — *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1973, vol. 161, p. 427.
15. Foy R. — *Astron. and Astrophys.*, 1980, vol. 85, p. 287.
16. Luck R. E. — *Astrophys. J.*, 1978, vol. 219, p. 148.
17. Roueff E. — *Astron. and Astrophys.*, 1975, vol. 38, p. 41; 1976, vol. 46, p. 149.
18. Parsons S. B., Bouw G. D. — *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1971, vol. 152, p. 133.
19. Marion J. B., Fowler W. A. — *Astrophys. J.*, 1957, vol. 125, p. 221.

УДК 523.842

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ АТМОСФЕР ДВУХ «МЕТАЛЛИЧЕСКИХ» ЗВЕЗД

И.С. Саванов

На основе спектрограмм с дисперсией (4—12) Å/мм методом кривых роста определены физические условия и содержания элементов в атмосферах двух звезд: 68 Tau и ϵ Ser (табл. 4 и 5). Найдено, что обе звезды обладают характерным для «металлических» звезд дефицитом Ca и Sc, при этом содержание элементов у 68 Tau ближе к солнечному, чем у ϵ Ser (рис. 4 и 5). Для ряда элементов обсуждается реальность различий их содержаний по отношению к железу (рис. 6).

QUANTITATIVE ANALYSIS OF THE ATMOSPHERES OF TWO «METALLIC-LINE» STARS, by Savanov I. S. — Using coude spectrograms (4—12) Å/mm chemical composition and atmospheric parameters of two «metallic-line» stars were found by a curve-of-growth method. Both stars show deficiency of Ca and Sc, while abundances of the elements of 68 Tau are more similar to those of the Sun. For 68 Tau actual results have been compared with the previous ones.

Среди звезд спектральных классов A—F существуют группы звезд, имеющие различные аномалии химического состава. Одну из таких групп образуют «металлические» звезды (Am). Несмотря на то что химический состав большинства из Am-звезд уже изучался, существует ряд трудностей при сопоставлении результатов определений содержаний элементов и выделении характерных особенностей химического состава, присущих Am-

звездам. Они связаны с тем, что для различных звезд анализ химического состава основывается на наблюдательном материале, полученном с различной дисперсией, химический состав определяется по отношению к различным звездам сравнения (причем для них он принимается близким к солнечному), используются разные системы сил осцилляторов, большинство из которых еще отягощены ошибками [1]. В настоящее время, по-видимому, неопределенность, вносимая силами осцилляторов, превышает все остальные.

Располагая силами осцилляторов, с которыми было переопределено содержание элементов в атмосфере Солнца, автор провел изучение двух «металлических» звезд, 68 Tau и ϵ Ser, следующим образом: с абсолютными значениями осцилляторов было найдено содержание элементов, которое сравнивалось непосредственно с солнечным.

Химический состав 68 Tau изучался Конти, Валлерштейном и Вингом [2], Смитом [3] и Козловой [4] (по наблюдениям с дисперсией от 9 до 17 Å/мм) и Стромом и Стромом [5] (на основе наблюдений с дисперсией 4,5 Å/мм [6]). Данных об изучении ϵ Ser в литературе найдено не было.

В табл. 1 собраны основные данные об изучаемых звездах.

Таблица 1

Параметр	68 Tau HD 27962	ϵ Ser HD 141795	Источник
V	m 4,29	m 3,70	[7]
Sp (Ca)	A1	A2—A3	[8]
Sp (H)	A4	A5	
Sp (металлы)	—	F0	
$v \sin i$, км/с	18	42	[9]

Наблюдения и измерения. Весь наблюдательный материал был получен на 2,6-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории в спектрографе фокуса Куде. Спектрограммы прокалиброваны впечатыванием девятиступенчатого ослабителя на ту же пластинку, на которую снимался спектр звезды, одновременно с экспозицией. Фотоматериалы проявлялись в проявителе Д-19 в стандартном режиме. Данные о наблюдениях приводятся в табл. 2.

Таблица 2

Дата наблюдений	Фотоматериал	Экспозиция	Дисперсия, Å/мм	λ , Å
68 Tau				
12.09 1978	103 aO	13 ^m	8	3500—4400
09.01 1979	103 aO	2 ^h	4	4150—5000
09.01 1979	103 aO	2 ^h	4	4150—5000
09.01 1979	103 aD	45 ^m	6	4730—6150
09.01 1979	103 aD	1 ^h	6	4730—6150
13.10 1978	103 aF	50 ^m	12	5700—6800
13.10 1978	103 aF	1 ^h 30 ^m	12	5700—6800
ϵ Ser				
09.07 1979	103 aO	25 ^m	8	4000—4800
09.07 1979	103 aO	35 ^m	8	4000—4800
07.06 1979	103 aO	1 ^h 40 ^m	6	3800—5000
16.05 1979	103 aD	1 ^h 15 ^m	6	4730—6150
09.06 1979	103 aD	1 ^h 10 ^m	6	4730—6150
09.07 1979	103 aD	17 ^m	12	4730—6150
08.06 1979	103 aF	35 ^m	12	5700—6800
08.06 1979	103 aF	45 ^m	12	5700—6800

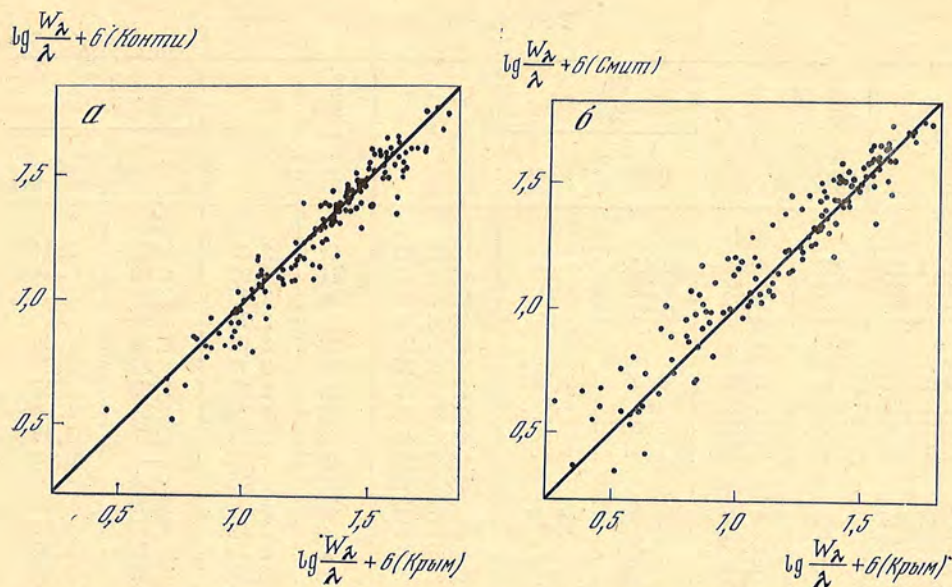


Рис. 1. Сравнение эквивалентных ширин линий 68 Тау с данными из [2] (а) и [3] (б)

Фотометрические измерения полученных спектрограмм проводились на микрофотометре непосредственно в интенсивностях (увеличение при записи 100 и 200 раз).

Отождествление линий проводилось по таблицам мультиплетов Мур [10]. Окончательное отождествление проверялось при построении кривой роста.

С целью определения эквивалентных ширин линий для каждой записи строились зависимости между эквивалентной шириной и центральной глубиной для линий, контуры которых не искажены блендированием. По полученным зависимостям определялись эквивалентные ширины линий, контуры которых искажены блендированием, а центральные интенсивности — нет. Результаты измерений эквивалентных ширин (величин $\lg (W_\lambda/\lambda) \cdot 10^6$), применяемых при анализе химического состава, приведены в табл. 3. Как видно из сравнения с данными, полученными в [2] и [3] (рис. 1), лучшее согласие имеется с данными [2].

Построение кривой роста. Анализ химического состава и физических условий в атмосферах изучаемых звезд был проведен методом кривых роста. Были выбраны теоретические кривые роста, рассчитанные Врубелем [11], в которых по оси абсцисс отложена величина

$$\lg \eta_i = \lg \frac{N_i}{u_i} + \lg X_i - \theta \epsilon_i - \lg \kappa_{\lambda_0} - \lg \nu_0 + \lg \frac{V \pi e^2}{mc}, \quad (1)$$

где

$$\lg X_i = \lg gf\lambda - \lg \frac{\kappa_\lambda}{\kappa_{\lambda_0}} + \Delta \lg \eta_0 \quad (2)$$

$$\text{и } \nu_0 = \sqrt{v_{\text{тепл}}^2 + v_{\text{турб}}^2}. \quad (3)$$

Коэффициент непрерывного поглощения был взят из таблиц Бодэ [12], среднего непрерывного поглощения — из [13]. Значения сумм по состояниям определены по таблицам из [14—16]. При построении кривых роста все данные приводились к теоретической кривой с значением параметра $B_0/B_1 = 1/3$ путем внесения поправок $\Delta \lg \eta_0$, рассчитанных Врубелем [11]. Использовались силы осцилляторов, сходные с теми, которые были приведены вместе со ссылками в [17], причем для ряда элементов были внесены изменения. Данные об этих изменениях будут опубликованы позднее.

Таблица 3

$\lambda, \text{\AA}$	Мультиплет	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		$\lambda, \text{\AA}$	Мультиплет	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	
			68 Tau	ε Ser				68 Tau	ε Ser
C I									
4932,00	13	1,91	0,54:	—	4312,86	41	2,35	1,35	1,44
5052,12	12	2,21	0,82	—	4320,97	41	1,62	1,00	—
5380,24	11	2,05	0,27	—	4367,66	104	2,83	1,11	—
Na I									
5682,63	6	3,08	0,57	0,92:	4386,86	104	2,72	0,98	—
5688,21	6	3,33	—	1,06:	4395,03	19	2,99	1,57	1,65
5889,96	1	3,89	1,65	1,88	4399,77	51	2,13	1,32	1,30
5895,92	1	3,59	1,61	1,70	4417,72	40	2,27	1,38	1,27
Mg I									
4167,27	15	2,43	1,05	1,28	4443,80	19	2,84	1,51	1,60
4702,98	11	3,09	1,20	1,34	4450,49	19	2,05	1,26	1,17
5167,32	2	2,85	1,64	1,80	4464,46	40	1,90	—	0,93
5172,68	2	3,33	1,58	1,80	4468,49	31	2,88	1,54	1,64
5183,60	2	3,55	1,62	1,82	4501,27	31	2,75	1,50	1,55
5528,39	9	3,26	1,15	1,09	4533,97	50	2,94	1,63	1,67
Al I									
3944,01	1	2,84	1,59	1,73	4563,76	50	2,75	1,46	1,53
3961,52	1	3,14	1,47:	1,62:	4571,97	82	3,01	1,57	1,68
Si I									
3905,53	3	2,88	1,74	1,84	4911,26	114	2,94	1,04	—
5948,58	16	2,84	0,62	0,94	5129,14	86	2,15	1,14	1,11
6254,25	28	3,19	—	0,88	5185,90	86	2,15	—	0,88
Si II									
3853,66	1	1,96	1,36	—	5188,70	70	2,56	1,29	1,41
3856,02	1	2,92	1,82	2,01	5262,10	70	1,38	0,66	—
3862,59	1	2,66	1,59	1,46	5268,62	103	2,12	0,66	—
4128,05	3	4,19	1,62	—	5336,81	69	1,98	1,03	—
4130,88	3	4,37	1,63	—	5381,02	69	1,67	0,81	—
5041,06	5	3,98	1,35	—	5418,80	69	1,54	0,61	—
5056,02	5	4,24	1,30:	—	V II				
5957,61	4	3,49	0,85	—	3951,97	10	2,59	1,28	—
5978,97	4	3,79	0,98	0,56	4002,94	9	1,79	0,75	—
6347,09	2	4,07	1,73	1,51	4005,72	32	2,84	1,35	1,14:
6371,36	2	3,78	1,44	1,25	4023,39	32	2,72	1,31	0,90
Ca I									
4226,73	2	3,87	1,48	1,72:	4035,62	32	2,72	1,36	1,10:
4434,96	4	3,62	0,70	0,81	4183,44	37	2,33	0,80	—
4454,78	4	3,90	0,98	—	4564,59	56	2,20	0,55	—
4585,87	23	3,04	—	0,40	Cr I				
5588,76	21	3,89	0,60	0,62	4254,35	1	3,51	1,37	1,53
5594,47	21	3,66	0,40	0,49	4274,81	1	3,40	1,27	1,35
5857,45	47	3,94	0,45	0,82:	4289,72	1	3,25	1,15	—
6439,07	18	3,80	0,68	0,61	5204,52	7	3,55	0,94	1,10
Sc II									
4314,08	15	3,49	1,15	1,39	5206,04	7	3,75	1,28	—
4320,74	15	3,42	1,00	1,21	5208,44	7	3,88	1,31	1,51
Ti II									
4028,33	87	2,49	—	1,35	5345,81	18	2,82	0,55	—
4163,64	105	3,22	1,41	1,34	5348,32	18	2,44	0,58	—
4184,33	21	0,94	0,68	—	5409,79	18	3,07	0,64	1,00:
4287,89	20	1,67	1,15	1,22	Cr II				
4290,22	41	2,53	1,55	—	4145,77	162	2,15	0,99	—
4294,10	20	2,58	1,56	1,54	4179,43	26	1,86	1,16	—
4300,05	41	2,82	1,56	1,62	4242,38	31	2,09	1,38	—
4301,93	41	2,22	1,36	1,38	4252,62	31	1,44	1,01	—
Cr I									
4261,92	31	1,90	1,31	1,09	4261,92	31	1,90	1,31	1,09
4275,57	31	1,71	1,24	—	4269,28	31	1,29	0,90	0,74
4284,21	31	1,58	1,07	—	4275,57	31	1,71	1,24	—
4539,62	39	1,39	0,72	—	4284,21	31	1,58	1,07	—
4555,02	44	2,21	1,27	—	4539,62	39	1,39	0,72	—
4558,66	44	3,17	1,56	1,63	4555,02	44	2,21	1,27	—
4588,22	44	3,00	1,49	1,37	4558,66	44	3,17	1,56	1,63
4592,09	44	2,31	1,27	1,26:	4588,22	44	3,00	1,49	1,37
4616,64	44	2,31	1,22	1,23	4592,09	44	2,31	1,27	1,26:
4618,83	44	2,70	1,42	1,48	4616,64	44	2,31	1,22	1,23
4634,11	44	2,60	1,35	1,31	4618,83	44	2,70	1,42	1,48
5237,34	43	2,64	1,27	1,29	4634,11	44	2,60	1,35	1,31
5246,75	23	1,21	0,53	—	5237,34	43	2,64	1,27	1,29
					5246,75	23	1,21	0,53	—

Таблица 3 (продолжение)

$\lambda, \text{\AA}$	Мультиплет	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^4$		$\lambda, \text{\AA}$	Мультиплет	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^4$	
			68 Tau	ε Ser				68 Tau	ε Ser
Cr II									
5274,99	43	2,32	1,21	—	4415,12	41	3,09	1,37	1,62
5305,85	24	1,68	0,89	0,97	4433,22	830	2,98	0,45:	—
5308,44	43	1,98	0,87	—	4433,79	825	2,47	—	0,94
5310,70	43	1,56	0,72	—	4442,34	68	2,31	—	1,18
5313,59	43	2,34	1,03	0,93:	4447,72	68	2,42	0,87	1,07
5334,88	43	2,14	0,95	1,00	4459,12	68	2,44	—	1,35
5478,35	50	1,86	0,82	—	4469,38	830	3,43	0,84	—
Mn I									
4030,76	2	3,00	1,30	1,72	4476,02	350	3,11	—	1,29
4033,07	2	2,85	1,42	1,57	4482,26	68	2,40	0,72	1,18
4034,49	2	2,67	1,05	1,11	4494,57	68	2,60	0,97	—
4235,14	23	3,32	0,65:	—	4528,62	68	2,92	1,33	1,38
4235,29	23	3,60	0,67	—	4903,32	318	2,75	—	1,18
4414,87	22	2,98	0,31	—	4920,51	318	3,79	—	1,68
4451,59	22	3,72	0,92	—	4966,10	687	2,91	0,68	1,23
4458,26	28	3,30	0,44:	—	5001,87	965	3,75	1,29	—
4502,22	22	2,87	0,34:	—	5012,07	16	1,63	—	1,38
Fe I									
3927,92	—	2,10	—	1,80	5014,95	965	3,49	0,80	1,27
4009,71	72	2,50	—	1,16	5022,24	965	3,21	0,72	—
4021,87	872	2,98	—	1,29	5049,83	114	2,38	0,72	1,37
4045,82	43	3,85	1,77	1,90	5083,34	16	1,28	—	0,95
4063,60	43	3,71	1,73	1,81	5090,79	1090	3,35	0,74	—
4071,74	43	3,63	1,64	1,68	5127,36	16	0,90	—	0,84
4132,06	43	3,23	1,40	1,74	5133,69	1092	3,87	1,09	1,34
4143,87	43	3,20	1,43	—	5137,39	1090	3,35	0,74	1,06
4153,91	695	3,38	1,15	—	5162,29	1089	3,82	1,01	1,34
4156,80	354	3,03	—	1,35	5171,60	36	1,95	0,79	1,16
4157,79	695	2,89	0,90	—	5191,46	383	3,12	—	1,42
4176,57	695	3,03	0,70	—	5198,70	66	1,64	—	0,54
4181,76	354	3,70	—	1,51	5202,34	66	2,19	—	0,93
4187,04	152	3,12	1,30	—	5232,95	383	3,61	—	1,59
4187,80	152	3,12	1,44	1,52	5263,31	553	2,85	0,59	—
4191,44	152	3,04	1,21	1,45	5266,56	383	3,27	—	1,47
4195,34	693	3,10	—	1,32	5269,54	15	2,36	1,34	1,64
4199,10	522	4,00	1,46	1,69	5302,31	553	2,94	—	1,15
4202,03	42	3,40	1,46	1,71	5324,19	553	3,54	1,06	1,35
4210,35	152	2,85	1,00	1,27	5328,04	15	2,38	1,21	—
4217,55	693	3,15	0,90	—	5339,94	553	3,09	—	1,19
4222,22	152	2,72	0,87	1,35	5341,03	37	1,79	0,58	—
4224,18	689	3,25	—	1,31	5367,47	1146	4,12	0,96	1,15
4225,46	693	3,16	0,85	1,36	5369,97	1146	4,12	1,08	1,34
4227,43	693	3,88	1,37	—	5371,49	15	2,05	1,14	—
4233,61	152	3,09	1,14	—	5383,37	1146	4,29	1,15	1,40
4235,94	152	3,40	1,35	1,62	5393,17	553	2,92	0,65	1,13
4238,82	693	3,38	1,08	1,27	5397,13	15	1,75	0,85	1,25
4247,43	693	3,43	1,09	1,27	5404,12	1165	4,30	1,07	1,49
4250,13	152	3,28	1,28	1,50	5405,78	15	1,93	0,95	1,36
4250,79	42	3,24	1,37	1,62	5410,91	1165	4,03	0,96	1,26
4260,48	152	3,80	1,42	1,67	5415,20	1165	4,29	1,15	1,45
4271,16	152	3,39	1,23	—	5424,07	1146	4,20	—	1,38
4271,76	42	4,03	1,55	1,75	5429,70	15	1,95	1,05	1,42
4282,41	71	2,92	1,19	1,37	5434,53	15	1,67	0,80	1,09
4285,45	597	2,53	0,42	—	5446,92	15	1,35	1,03	1,36
4299,24	152	3,23	1,23	—	5506,78	15	1,09	—	0,90
4309,04	849	2,59	0,28	—	5554,90	1183	3,51	—	0,87
4325,76	42	3,66	1,56	1,74	5569,62	686	3,25	0,71	0,85
4352,74	71	2,47	0,91	—	5572,85	686	3,48	0,98	1,22
4383,55	41	3,92	1,52	1,80	5576,10	686	2,85	0,40	0,98
4388,42	830	3,09	0,64	—	5586,78	686	3,59	1,02	1,35
4404,75	41	3,49	1,52	1,70	5602,96	686	2,83	—	0,80
					5615,65	686	3,74	1,07	1,34
					5624,60	686	2,94	—	0,90
					5658,83	686	2,90	0,62	0,90
					5709,39	686	2,67	—	0,93

Таблица 3 (окончание)

$\lambda, \text{\AA}$	Мультиплет	$\lg g/\lambda$	$\lg \frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^3$		$\lambda, \text{\AA}$	Мультиплет	$\lg g/\lambda$	$\lg \frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^3$	
			68 Tau	ϵ Ser				68 Tau	ϵ Ser
Fe II					5084,08	162	3,82	0,94	1,31
4128,73	27	-0,07	1,06	—	5099,32	141	3,49	0,65	—
4173,45	27	0,78	1,62	1,64	5476,91	59	3,24	1,19	—
4178,86	28	0,68	1,52	1,69	Ni II				
4233,17	27	1,40	1,70	1,84	4015,50	12	1,14	1,20	1,27
4258,16	28	0,04	1,24	1,25	4067,05	11	1,75	1,58	1,65
4273,32	27	0,10	1,20	—	4244,80	9	0,46	0,75	—
4296,57	28	0,28	1,40	1,54	4362,10	9	0,93	0,95:	0,69:
4303,17	27	0,83	1,43	1,51	Zn I				
4351,76	27	1,13	1,58	1,64	4722,16	2	3,29	0,81	—
4369,40	28	-0,33	0,94	—	Sr II				
4385,38	28	0,80	1,44	1,53	4077,71	1	3,82	1,80	1,90
4416,82	27	0,83	1,46	1,45	4215,52	1	3,66	1,73	1,84
4455,89	37	1,08	1,48	—	Y II				
4472,92	37	-0,04	1,10	—	4309,62	5	3,31	0,97	1,46
4489,18	37	0,50	1,34	1,34	4358,73	5	2,70	0,53	0,94
4491,40	37	0,70	1,41	1,39:	4374,95	13	4,12	1,41	1,57
4508,28	38	1,03	1,50	1,59	4398,02	5	3,06	0,80	1,11
4515,34	37	0,92	1,45	1,51	4422,59	5	3,22	0,90	—
4520,23	37	0,87	1,41	1,55	4682,32	12	2,32	—	0,80
4522,63	38	1,26	1,55	1,69	5200,42	20	3,31	0,72	1,10
4541,52	38	0,61	1,26	1,28	Zr II				
4555,89	37	1,08	—	1,72	4029,68	41	2,95	0,91	1,06
4576,33	38	0,51	1,32	1,30:	4208,99	41	3,08	0,87	1,06
4582,84	37	0,34	1,17	1,32	4211,88	15	2,41	0,86:	0,59:
4583,83	38	1,56	1,61	1,75	4457,42	79	3,04	—	0,57
4620,51	38	0,20	1,08	—	4496,96	40	2,59	0,70	0,72
4629,34	37	1,07	1,48	1,58	Ba II				
4666,75	37	0,10	—	1,36	4130,65	4	4,17	1,42	1,57
4923,92	42	2,10	1,64	1,77	4554,03	1	3,85	1,56	1,71
5018,43	42	2,37	1,69	1,87	4934,09	1	3,59	1,42	1,86
5169,03	42	2,37	1,67	—	5853,68	2	2,61	0,69	1,10:
5197,57	49	1,07	1,40	1,63:	6141,72	2	3,63	1,37	1,56
5234,62	49	1,16	1,42	1,63:	6496,90	2	3,35	1,19	1,46
5254,92	49	0,34	1,19	1,20	La II				
5264,80	48	0,57	1,20	1,27	4031,68	40	3,52	0,38	1,09
5272,41	185	1,42	—	0,85	4042,91	66	4,03	0,30:	—
5275,99	49	1,37	1,47	1,64	4123,23	41	3,72	0,57	1,37:
5284,09	41	0,40	1,19	—	Ce II				
5316,61	49	1,58	1,60	1,86	3942,75	57	4,33	0,39:	1,04
5325,56	49	0,06	—	1,10	3999,24	57	3,70	0,57	—
5362,86	48	0,78	1,38	1,50	4137,65	2	3,87	—	1,09
5414,09	48	0,06	0,82	—	4142,40	10	3,64	—	0,79
5534,86	55	0,65	1,23	1,31	4486,91	57	3,37	—	0,36
Co I					4560,96	2	3,23	—	0,35
3995,31	31	3,51	0,68	1,07	Nd II				
4121,32	28	3,37	1,01	—	4061,09	10	4,05	0,63:	0,73
Ni I					Eu II				
3858,30	32	2,80	1,44	—	3907,10	5	4,06	0,72	—
4401,55	86	3,69	1,01	—	4205,05	1	4,09	0,92:	1,22
4462,46	86	3,12	0,42	—	Gd II				
4470,48	86	3,35	0,65	—	4251,73	15	3,70	0,37:	—
4605,00	98	3,47	0,84	1,47					
4648,66	98	3,62	0,74	1,12					
4714,42	98	3,90	1,10	1,28					
4715,78	98	3,27	0,57	0,99					
4980,16	112	3,58	0,85	0,96					
5017,59	111	3,64	0,98	—					
5080,52	143	4,20	1,10	1,35					
5081,11	194	4,11	0,92	1,33					

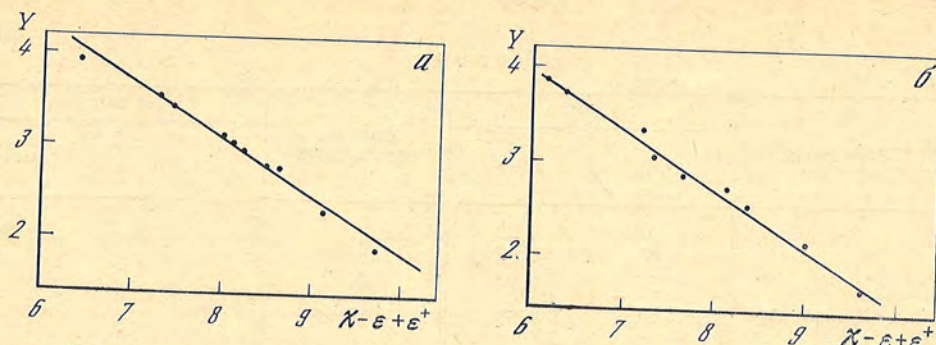


Рис. 2. Графики для определения параметров Θ и $\lg P_e$ для атмосфер 68 Тау (а) и ϵ Сер (б)

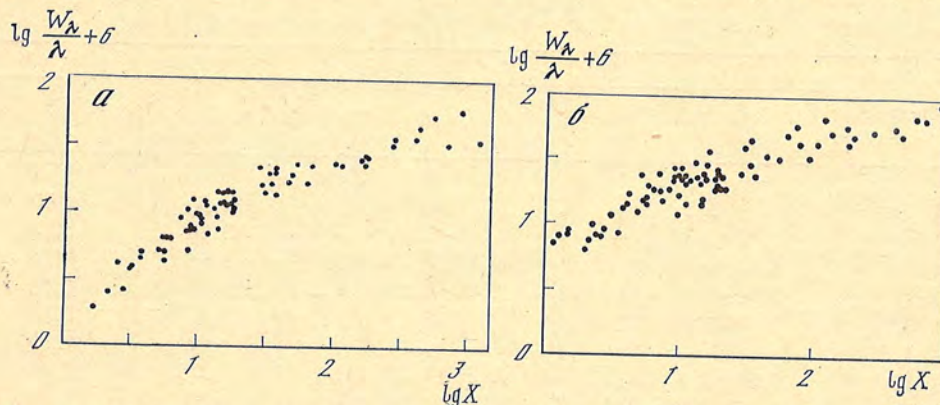


Рис. 3. Кривые роста, построенные по линиям Fe I для 68 Тау (а) и для ϵ Сер (б)

На основании спектрального класса были заданы предварительные значения $\Theta = 0,60$ и $\lg P_e = 2,0$ для обеих звезд и построены кривые роста для групп линий со сходными потенциалами возбуждения тех элементов, которые наблюдались в двух стадиях ионизации. (Каждую группу образовывали линии с потенциалами возбуждения, отличающимися друг от друга не более чем на $\pm 0,3$ эВ). Путем совмещения их с теоретической кривой роста определялась величина

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

Из комбинации формул Саха и Больцмана следует, что

$$\lg \frac{N_k^+}{u_k^+} - \lg \frac{N_i}{u_i} = 2,5 \lg T - \lg P_e - \Theta (\chi + \epsilon_k^+ - \epsilon_i) - 0,18. \quad (5)$$

Для групп линий элементов, линии которых наблюдаются в двух стадиях ионизации, можно вычислить

$$\begin{aligned} Y = \Delta_k^+ - \Delta_i &= [\lg \eta_k - \lg X_k]^+ - [\lg \eta_i - \lg X_i] = \\ &= 2,5 \lg T - \lg P_e - \Theta (\chi + \epsilon_k^+ - \epsilon_i) - 0,18. \end{aligned} \quad (6)$$

Зависимость величины Y от $\chi + \epsilon_k^+ - \epsilon_i$ линейна, причем наклон этой прямой определяет значение температуры, а ее пересечение с осью абсцисс — значение электронного давления (рис. 2). Величины Θ и $\lg P_e$ были найдены методом наименьших квадратов.

Параметр V_0 определялся по кривым роста для Fe I и Fe II (см. рис. 3). Окончательно принятые параметры атмосфер двух звезд приведены в табл. 4, в которой, кроме того, содержатся результаты определений других авторов.

Определение химического состава. С полученными значениями Θ , $\lg P_e$ и V_0 были построены кривые роста для всех элементов, линии кото-

Таблица 4

Параметр	Крым		Ошибка определения	68 Tau	
	68 Tau	ε Ser		[3]	[4]
Θ	0,65	0,62	±0,02	5,0	3,2
lg P _e	1,28	1,94	±0,10		
V _{турб} , км/с	2,3	4,0	±0,5		
lg ζ	-23,80	-23,31			

Таблица 5

Элемент	lg N _(элемент)			
	68 Tau	ε Ser	Солнце	[3]
H	12,00	12,00	12,00	12,00
C I	7,67±0,15 (3)	—	8,70	8,25
Na I	6,35±0,10 (3)	6,85±0,10 (4)	6,28	6,54
Mg I	7,22±0,10 (6)	7,81±0,20 (6)	7,60	7,13
Al I	6,36: (2)	6,23 (2)	6,40	5,88
Si I	7,66 (2)	—	7,65	7,50
Si II	7,51±0,15 (11)	7,19±0,20 (4)	—	7,68
Ca I	5,56±0,20 (7)	5,84±0,15 (7)	6,36	6,26
Sc I	2,13±0,20 (2)	2,81±0,15 (2)	3,05	2,58
Ti II	4,65±0,10 (28)	5,07±0,10 (21)	4,85	4,70
V II	4,10±0,15 (7)	4,16±0,10 (3)	4,00	3,80
Cr I	5,66±0,20 (9)	5,82±0,20 (5)	5,60	6,00
Cr II	5,52±0,15 (25)	5,76±0,10 (12)	—	5,99
Mn I	5,78±0,15 (9)	6,25: (3)	5,55	5,68
Fe I	7,29±0,10 (76)	7,99±0,15 (81)	7,50	6,97
Fe II	7,39±0,15 (39)	7,91±0,15 (34)	—	6,77
Co I	5,08±0,30 (2)	5,43 (1)	4,60	5,81
Ni I	6,52±0,10 (15)	7,02±0,10 (8)	6,08	6,18
Ni II	6,45±0,10 (4)	6,95 (3)	—	5,76
Zn I	5,09: (1)	—	4,42	4,06
Sr II	3,07: (2)	3,16: (2)	2,90	4,03
Y II	1,79±0,25 (6)	2,93±0,20 (6)	2,18	3,14
Zr II	2,73±0,15 (4)	3,28±0,10 (5)	2,98	3,50
Ba II	2,23±0,15 (6)	3,26±0,15 (6)	2,09	2,94
La II	1,04±0,20 (3)	2,53±0,30 (2)	1,13	2,54
Ce II	1,90±0,30 (2)	2,88±0,10 (5)	1,55	2,77
Nd II	1,64 (1)	2,31: (1)	1,23	2,44
Eu II	0,61±0,15 (2)	1,62 (1)	0,70	2,79
Gd II	1,37 (1)	—	1,10	2,82

рых представлены в спектрах звезд. В табл. 5 даны полные содержания элементов для исследуемых звезд (второй и третий столбцы). В скобках указано число линий, которые использовались при анализе. В четвертом столбце приведен химический состав атмосферы Солнца, полученный с теми же силами осцилляторов (подробнее в [17]), а в пятом — для сравнения, содержание элементов в атмосфере 68 Tau, полученное в [3].

Результаты. На рис. 4 и 5 представлены величины

$$[X] = \lg N_{(\text{элемент})\star} - \lg N_{(\text{элемент})\odot} \quad (7)$$

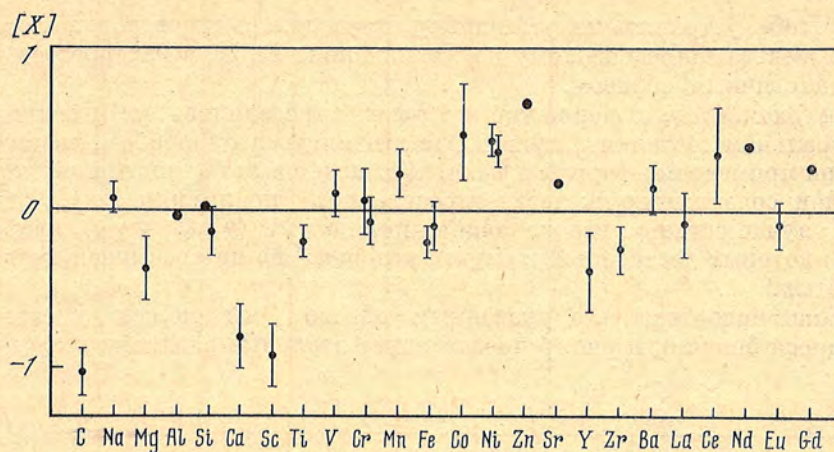


Рис. 4. Сравнение химического состава атмосфер 68 Тау и Солнца

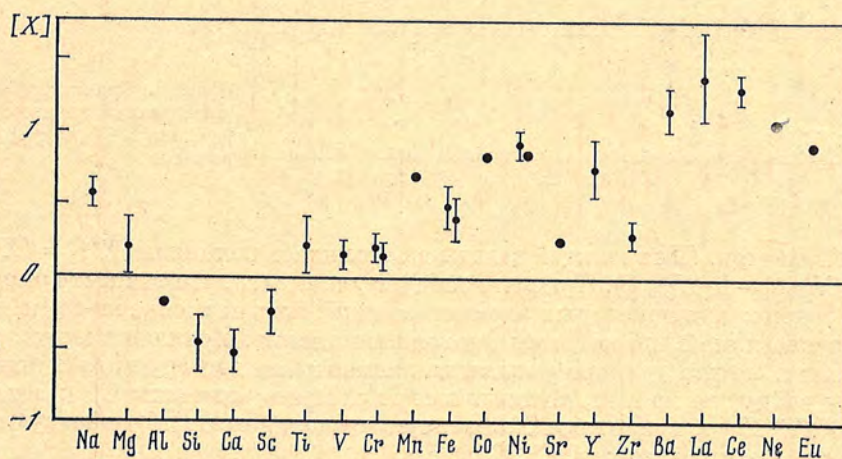


Рис. 5. Сравнение химического состава атмосфер ε Сер и Солнца

Из общего рассмотрения следует, что обе звезды обладают свойством присущим Am-звездам, — дефицитом Ca и Sc.

Поскольку значение $V \sin i$ для ε Ser составляет 43 км/с, то анализ элементов, представленных только слабыми линиями, был затруднен. В связи с этим для ε Ser отсутствуют данные о содержании C, Zn и Gd. Данные о содержании этих элементов для 68 Тау имеют невысокую степень надежности.

При более детальном сопоставлении большой интерес представляет сравнение содержаний элементов в атмосферах изучаемых звезд — насколько реальны различия в содержании того или иного элемента. В случае метода кривых роста точность определений содержаний элементов зависит от того, с какой точностью известны параметры Θ , $\lg P_e$ и V_t . Рассмотрим, какие неопределенности могут вносить ошибки их определений $\delta\Theta$, $\delta \lg P_e$ и δV_t . Попутно заметим, что возможные ошибки в значениях сил осцилляторов будут сведены к минимальным, поскольку анализ основан на почти одинаковом наборе спектральных линий.

В атмосферах исследуемых звезд элементы находятся преимущественно в ионизованном состоянии. Тогда в содержании элементов, которое определялось по линиям в ионизованном состоянии, входит ошибка, пропорциональная величине δ (ошибка совмещения теоретической и наблюдаемой кривых роста) $+ \delta \lg V_t + \delta \lg \kappa_{\lambda_0}$. (Последняя ошибка в этой сумме в свою очередь зависит от $\delta\Theta$ и $\delta \lg P_e$ и может достигать величины 0,10—

0,15). Чтобы устранить такую ошибку, проводилась нормировка к содержанию железа, определенному по линиям иона Fe II, в которое она входит аналогичным образом.

Для элементов, содержание которых определялось по линиям их в нейтральном состоянии, нужно еще избавляться от ошибок, возникающих при применении формулы Саха. Достигается это аналогичной нормировкой к содержанию железа, определенному по линиям Fe I. Однако в этом случае остается все же ошибка порядка $\delta\Theta$ ($\chi_{\text{элемент}} - \chi_{\text{Fe}}$), наибольшая из которых достигается в случае углерода, но не превышает нескольких сотых.

Можно надеяться, что указанным образом мы можем уменьшить имеющиеся ошибки, и рис. 6 представляет реальные различия в содержа-

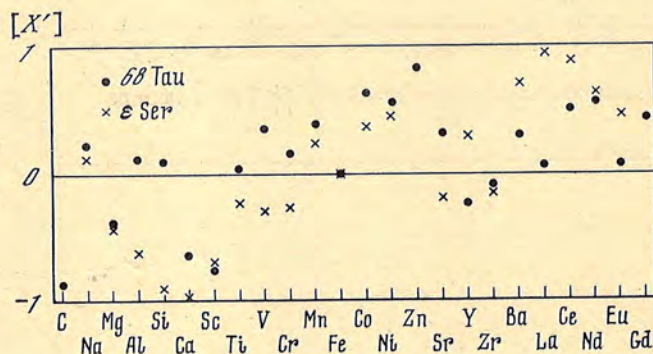


Рис. 6. Сравнение относительного химического состава $[X']$ для 68 Tau и ϵ Ser

ниях элементов. (Для каждой звезды вычислялась величина $[X'] = [X] - (\lg N_{(\text{Fe})*} - \lg N_{(\text{Fe})\odot})$. При этом следует учитывать, что точность определения содержания некоторых элементов может быть невысока из-за небольшого числа линий, по которым проводился анализ. Исключив их из рассмотрения, можно условно разделить элементы на две группы. В первую группу войдут те из них, которые имеют сходные величины $[X']$: Mg, Ca, Sc, Mn, Ni, Zr и, возможно, Nd; вторую с различными $[X']$ образуют Si, V, Y, Ba, La и, возможно, Cr, Ce и Eu.

Полученный химический состав атмосферы 68 Tau заметно отличается от приведенного в [3] (см. табл. 5). Причина большинства расхождений лежит в использовании различных сил осцилляторов: так, например, содержание железа $\lg N(\text{Fe})$ в [3] еще меньше 7,0 (в шкале $\lg N(\text{H}) = 12,0$). В случае редких земель расхождение, по-видимому, вызвано применением $\lg gf$ по данным Корлисса и Бозмана [18].

Обобщая, можно сделать следующие выводы.

1. При сравнении содержания элементов с солнечным обе звезды обладают характерным для металлических звезд дефицитом Ca и Sc; в остальном содержание элементов в атмосфере 68 Tau ближе к солнечному, чем у ϵ Ser. Для ϵ Ser содержание элементов группы железа и более тяжелых увеличено.

2. После учета возможных неопределенностей в параметрах Θ , $\lg P_e$ и V_t следует признать, что содержания ряда элементов по отношению к содержанию железа у исследуемых звезд различаются.

3. Предполагается, что отличие содержаний элементов в атмосфере 68 Tau от результатов предыдущих определений вызвано применением различных сил осцилляторов.

В заключение автор приносит глубокую благодарность А. А. Боярчуку за обсуждение работы.

Декабрь 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. Боярчук А. А. — Докл. на Совещ. по многостороннему сотрудничеству соц. стран. Бурге, ГДР, 1979.
2. Conti P. S., Wallerstein G., Wing R. F. — *Astrophys. J.*, 1965, vol. 142, p. 999.

3. *Smith M. A.* — *Astron. and Astrophys. Suppl.*, 1972, vol. 5, p. 81.
4. *Козлова К. И.* — *Астрофиз. исслед.* (Изв. САО), 1972, т. 4, с. 69.
5. *Strom S. E., Strom K. M.* — *Astronom. J.*, 1966, vol. 71, p. 181.
6. *Wright K. O., Lee E. K., Jakobson T. V., Greenstein J. L.* — *Publs. Domin. Astrophys. Observ. Victoria*, 1964, vol. 12, p. 173.
7. *Cowley A., Cowley C., Jaschek M., Jaschek C.* — *Astronom. J.*, 1969, vol. 74, p. 375.
8. *Curchod A., Hauck B.* — *Astron. and Astrophys. Suppl.*, 1979, vol. 38, p. 449.
9. *Боярчук А. А., Копылов И. М.* — *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, 1964, т. 31, с. 44.
10. *Moore Ch. E.* Revised multiplet table. — In: *Contribs Princeton Univ. Observ.*, 1945, N 20.
11. *Wrubel M.* — *Astrophys. J.*, 1949, vol. 109, p. 66.
12. *Bode G.* Die kontinuierliche Absorption von Stern-atmosphären in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Elementhäufigkeiten. — *Kiel: Inst. Theoret. Phys. und Sternwarte Univ.*, 1965.
13. *Vitense E.* — *Ztschr. Astrophys.*, 1951, Bd. 28, S. 81.
14. *Aller M. G., Carrol H. M. E.* — *Astrophys. J.*, 1972, vol. 172, p. 447.
15. *Bolton C. T.* — *Astrophys. J.*, 1970, vol. 161, p. 1187.
16. *Аллен К. У.* *Астрофизические величины*. М.: Мир, 1977.
17. *Боярчук А. А., Боярчук М. Е.* — *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, 1981, т. 63, с. 66.
18. *Корлисс Ч., Бозман У.* Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов. М.: Мир, 1968.

УДК 523.942.841

К ВОПРОСУ О ПЕРИОДИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЯХ В СПЕКТРЕ ЗВЕЗДЫ X ПЕРСЕЯ, ОТОЖДЕСТВЛЯЕМОЙ С РЕНТГЕНОВСКИМ ИСТОЧНИКОМ 3U 0352+30. II

Т.С. Галкина

Пересмотрена оценка периода орбитального движения главного компонента пекулярной В0е звезды X Персея, найденного ранее Хатчингсом [3]. По однородному материалу спектральных наблюдений, выполненных в КАО с ноября 1974 г. по январь 1980 г., найден новый период изменения лучевых скоростей из измерений широкой абсорбционной линии водорода и компонентов эмиссионной линии H_{α} , равный 308,33 дня.

Показано, что интенсивности V- и R-эмиссионных компонентов линии H_{α} в интервале найденного периода изменяются в противофазе, а также обнаруживают неправильные колебания, происходящие в более короткие интервалы времени.

Подтверждена 22,4-часовая периодичность в изменении лучевых скоростей эмиссионных компонентов линии H_{α} , выявленная нами ранее [2].

ON PERIODIC VARIATIONS IN THE SPECTRUM OF X PERSEI ASSOCIATED WITH THE X-RAY SOURCE 3U 0352 + 30, II, by *Galkina T. S.* — The orbital period of the primary component of X Persei found by J. B. Hutchings [3] has been reexamined. According to data of homogeneous spectral observations carried out at the Crimean Astrophysical Observatory from XI. 1974 to I. 1980, a new period of radial velocities variations has been found equal to 308.33 days.

It has been shown that the intensities of V and R components of the emission line H_{α} are changed in antiphase revealing irregular short time scale pulsations.

22.4-hr periodicity in the variations of radial velocities of H_{α} -line components, found by us before [2], is confirmed.

В двух предыдущих анализах [1,2] спектров пекулярной В0е звезды X Персея, отождествляемой с рентгеновским источником 3U 0352 + 30, была подтверждена периодичность в изменении лучевых скоростей, найденная ранее Хатчингсом [3, 4] из измерений широких абсорбционных линий водорода, а также впервые была выявлена 22,4-часовая периодичность в изменениях лучевых скоростей V- и R-компонентов линии H_{α} и их относительной интенсивности.

Но, как отмечено в [1, 2], найденные нами по спектрограммам, полученным с ноября 1974 г. по март 1978 г., лучевые скорости v_r по широкой водородной абсорбции и по компонентам эмиссионной линии H_{α} не очень

хорошо укладывались на кривой зависимости от фазы 581-дневного периода, найденного Хатчингсом. Наблюдался большой разброс значений v_r в фазах от $0^{\circ}48$ до $0^{\circ}70$, различались и амплитуды изменения v_r . По широкой водородной абсорбции и по компонентам линии H_{α} полученные нами амплитуды оказались равными соответственно: 50—55 и 35 км/с. Величина K по данным Хатчингса [3] первоначально была оценена близкой к 66 км/с.

При анализе относительных интенсивностей эмиссионных V- и R-компонентов нами [2] была замечена цикличность в их изменении. Было установлено, что период между двумя последовательными моментами, когда интенсивности V- и R-компонентов выравнивались, оказывается близким к 300 сут.

Наблюдения X Персея были продолжены с целью проверки (подтверждения) 22,4-часовой периодичности в изменении лучевых скоростей и для дальнейшего уточнения модели этой системы.

В период с 10.12 1979 г. по 30.01 1980 г. получено 14 спектрограмм в областях $\lambda\lambda 4900-3700 \text{ \AA}$ и H_{α} и 6 спектрограмм в области H_{α} с 10 по 30.10 1980 г.

Эти наблюдения заставили пересмотреть значение периода, найденное ранее Хатчингсом, равное 581 сут, поскольку полученные нами оценки лучевой скорости не укладывались на кривой в фазе этого периода. Исходя из замеченной ранее [2] периодичности в изменениях относительных интенсивностей V- и R-компонентов, мы провели поиск периода изменения лучевой скорости в окрестности 300 сут, имея ряд наблюдений продолжительностью около двух тысяч суток с ноября 1974 г. по октябрь 1980 г. Методом проб и приближений был найден период, равный 308,33 сут. Данные наблюдений за период с ноября 1974 г. по март 1978 г. приведены в [1, 2], а с 10.12 1979 г. по 30.10 1980 г. ниже, в табл. 1. Здесь указаны дата, юлианский день, фазы периодов 308,33 сут и 22,4-часового периода, лучевые скорости v_r по компонентам линии H_{α} , по широкой абсорбционной линии $H \text{ I } \lambda 3835,39 \text{ \AA}$, интенсивности I_V и I_R V- и R-компонентов линии H_{α} и их отношение. При вычислении фаз за нулевую фазу был выбран момент минимального отношения интенсивности фиолетового компонента к красному, $T_0 = \text{J.D. } 2444246,375$.

На рис. 1 показано изменение лучевой скорости с фазой периода 308,33 сут по линиям водорода. Оценки лучевой скорости по широкой водородной абсорбции, как показывает рисунок, неплохо укладываются на кривую с полуамплитудой, равной 50—55 км/с, со средней скоростью γ , близкой к 0.

Таблица 1

Дата	Юлиан- ский день	Фаза периода 308 ^d ,33	Фаза периода 0 ^d ,933	v _r , км/с				I _V	I _R	I _V /I _R
				по компонен- там H _α			H I λ3835			
				V _{эм}	абс.	R _{эм}				
10.12 1979 г.	2444...	0,91	0,06	-100	-16	+71	—	2,48	2,76	0,90
14.12 1979 г.	218,444	0,92	0,25	-103	-17	+67	+37	3,20	3,75	0,85
18.12 1979 г.	222,351	0,93	0,55	-102	-16	+69	—	2,90	3,23	0,90
7.01 1980 г.	226,361	0,00	0,00	-118	-33	+58	+62	2,34	2,90	0,81
20.01 1980 г.	246,375	0,04	0,92	-81	+15	+87	—	2,7	3,1	0,88:
22.01 1980 г.	259,358	0,05	0,06	-83	+15	+91	—	2,61	3,15	0,83
30.01 1980 г.	261,323	0,07	0,59	-111	-16	+80	—	2,69	2,78	0,97
10.10 1980 г.	269,349	0,89	0,44	-100	—	+26	—	—	—	—
13.10 1980 г.	522,545	0,90	0,62	-84	—	+18	—	?	3,31	—
15.10 1980 г.	525,507	0,91	0,80	-86	—	+34	—	—	—	—
17.10 1980 г.	528,456	0,91	0,00	-71	—	+45	—	—	—	—
20.10 1980 г.	529,500	0,92	0,13	-92	—	+36	—	4,0	4,65	0,86
30.10 1980 г.	532,517	0,95	0,82	-80	—	+40	—	—	—	—
	542,500									

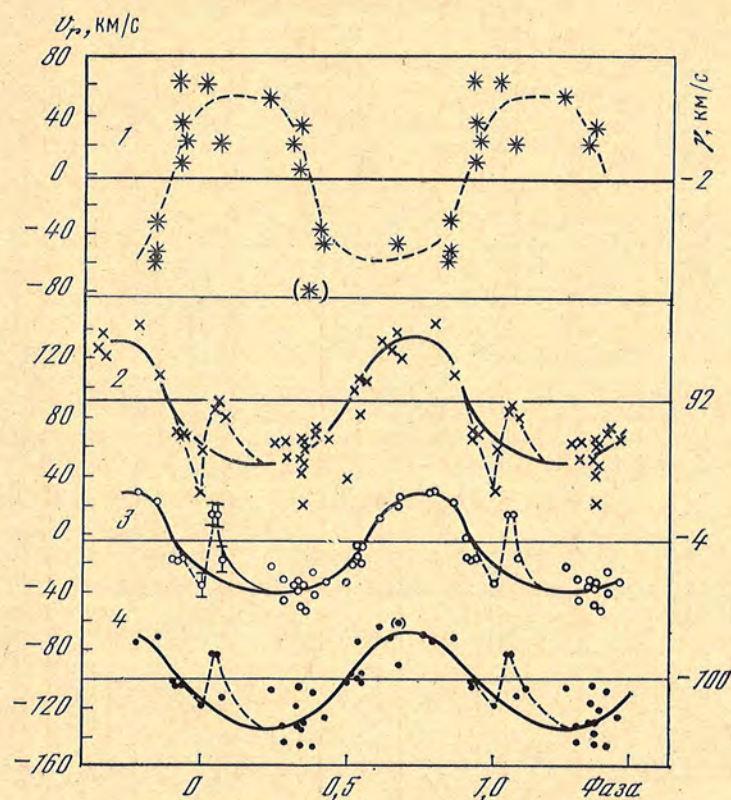


Рис. 1. Изменение лучевой скорости X Персея с фазой периода 308,33 сут

1 — по широкой абсорбционной линии $\lambda 3835$ H I; 2—4 — по компонентам эмиссионной линии H_{α} соответственно: $R_{\text{эм}}$, резкой абсорбции, $V_{\text{эм}}$. $T_0 = \text{J. D. } 2444\ 246, 375$

Лучевые скорости, найденные по компонентам эмиссионной линии H_{α} , как будто показывают искажение кривой скорости у фазы нуль. Если это реальный факт, то он может быть обусловлен наличием направленного движения, типа потока, в системе. Полуамплитуда по эмиссионным компонентам и узкой абсорбции линии H_{α} найдена, как и ранее [2], равной 35 км/с. Обращает на себя внимание тот факт, что кривые лучевой скорости по компонентам линии H_{α} оказываются почти в противофазе с кривой скорости по широкой абсорбционной линии водорода. Этот факт наводит на предположение, что больший вклад в широкую бальмеровскую абсорбцию вносит вторичный компонент, что широкие абсорбционные линии и водородная эмиссия принадлежат разным компонентам. Главный компонент — звезда Ве с эмиссионным спектром, вторичный — звезда с абсорбционным спектром. Пока трудно сказать что-либо конкретное о спектральных линиях, наблюдающихся в видимой области этого сложного спектра. Однако из отношения полуамплитуд кривых лучевой скорости отношение масс компонентов m_2/m_1 оказывается близким к 0,7. Если массу главного компонента принять равной $20m_{\odot}$, то масса вторичного будет равна $14m_{\odot}$, что соответствует звезде В более позднего спектрального подкласса, чем главный компонент.

Анализ профилей эмиссионных линий водорода

В спектре X Персея в период с 10.12 1979 г. по 30.01 1980 г. эмиссию в линиях водорода можно было проследить до H_9 . Самая сильная эмиссия в линии H_{α} имеет двухкомпонентную структуру с отношением интенсивности I_V/I_R меньше 1. Выше уровня непрерывного спектра эмиссия наблю-

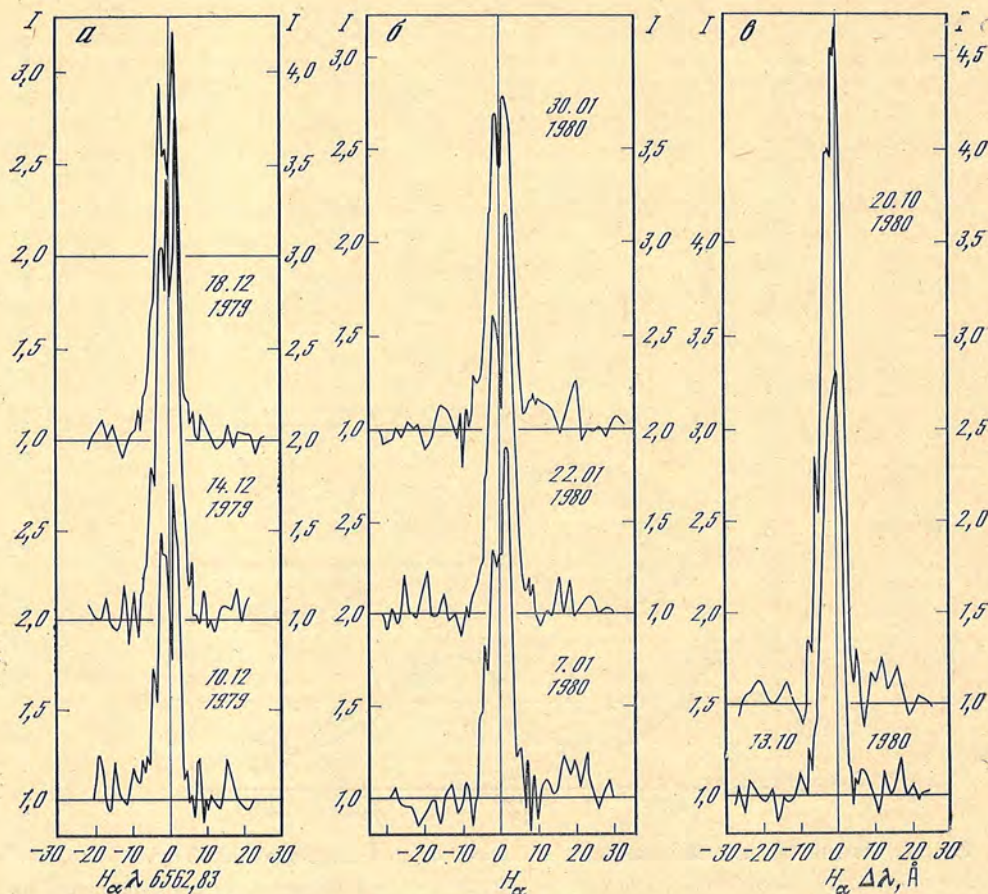


Рис. 2. Профили линии H_{α} в разные моменты наблюдений
Шкала слева относится к нижнему и верхнему профилям, шкала справа — к среднему

далась и в линии H_{β} , а в остальных линиях водорода она присутствовала в неявном виде, искажая профиль широкой линии поглощения. На рис. 2 и 3 показаны профили линий H_{α} и H_{β} . По этим профилям были оценены: эквивалентная ширина W_{λ} , полуширина, ширина в крыльях b и скорость вращения поглощающей части оболочки $v \sin i_{(\text{пог.об})}$. Эти данные приведены в табл. 2. Скорость вращения на поверхности звезды $v \sin i$ была оценена по линиям поглощения He I $\lambda 4471$, $\lambda 4388$ Å, наблюдаемым в спектре звезды. Среднее значение для скорости вращения на поверхности звезды $v \sin i$ найдено равным 270 ± 12 км/с (по наблюдениям в три ночи).

Полагая, что узкие абсорбционные ядра в эмиссионных линиях водорода образуются в результате поглощения излучения атомами внешних слоев оболочки, определили из измерений ширин абсорбционных ядер проекции скорости вращения поглощающей части оболочки $v \sin i_{(\text{пог.об})}$. Из измерений ширины резкой абсорбции, накладывающейся на эмиссионный профиль линии H_{α} , $v \sin i_{(\text{пог.об})}$ оказалась равной 83 ± 3 км/с (число измерений — 7). По измерениям ширины абсорбционного компонента линии H_{β} соответствующая величина равна 120 км/с.

Полагая, что скорость вращения оболочки подчиняется закону сохранения углового момента: $vr = \text{const}$, где v — линейная скорость вращения на расстоянии r от звезды, можно найти радиус поглощающей части оболочки из соотношения $R_* v_* = v_{\text{об}} r_{\text{об}}$, где R_* — радиус звезды, v_* — скорость вращения на поверхности звезды, индексы «об» относятся к оболочке. Последний оказывается равным $3,25 R_*$.

Как видно из табл. 2, эквивалентная ширина эмиссионной линии H_{α} и интенсивности V- и R-компонентов показывают большие изменения от

ночи к ночи. Нами была сделана попытка разобраться в причинах этих изменений. Были рассмотрены отдельно интенсивности фиолетового и красного компонентов линии H_{α} , их поведение с фазой нового периода 308,33 дня. На рис. 4 нанесены величины интенсивности V- и R-компонентов в фазе этого периода за время наблюдений с ноября 1976 г. по январь 1980 г. Здесь можно видеть следующее.

1. Интенсивности фиолетового и красного компонентов изменяются в противофазе. Этот факт требует дальнейшего изучения.

2. Амплитуды изменения интенсивностей в первой и второй квадратурах заметно различаются. Такое различие, вероятно, вызвано асимметрией оболочки, связанной с наличием газового потока.

3. На изменения, обусловленные орбитальным движением, накладываются неправильные (в шкале времени несколько дней) колебания интенсивностей эмиссионных компонентов, которые являются результатом неравномерной плотности оболочки и нестационарных выбросов вещества с поверхности звезды.

22,4-часовая периодичность в изменении лучевых скоростей X Персея

Наблюдения двух последних сезонов (декабрь 1979 г. — октябрь 1980 г.) были проанализированы с целью проверки найденной ранее [2] 22,4-часовой периодичности в изменении лучевых скоростей, измеренных по эмиссионным компонентам линии H_{α} .

Трудность выделения короткопериодической составляющей в изменении лучевых скоростей X Персея обусловлена и быстрым вращением ее, и орбитальным движением с большим периодом и большой амплитудой изменения лучевой скорости. Влияние орбитального движения можно уменьшить, если провести наблюдения в короткий интервал времени для близких фаз. Так, с 9 по 20.10 1980 г. была получена серия наблюдений X Персея, которая довольно равномерно распределилась по фазам 22,4-часового периода. Результаты измерения v_r этого последнего цикла в фазе 22,4-часового периода показаны на рис. 5. Следует отметить, что в этом цикле наблюдений наиболее сильным и четким был R-компонент линии

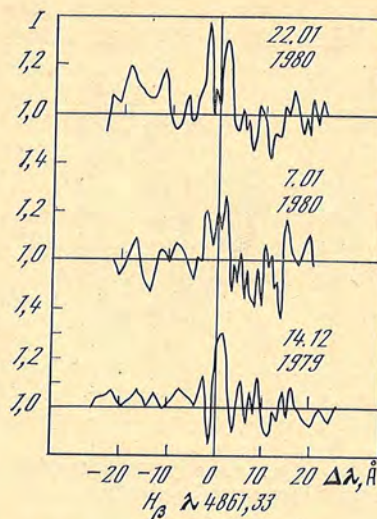


Рис. 3. Профили линии H_{β} в спектре X Персея для некоторых дат

Таблица 2

Дата	H_{α}				H_{β}	
	$W_{\lambda}, \text{\AA}$	$\Delta\lambda(I/2), \text{ км/с}$	$b, \text{ км/с}$	$v \sin i_{\text{пор. об.}}, \text{ км/с}$	$W_{\lambda}, \text{\AA}$	$v \sin i_{\text{пор. об.}}, \text{ км/с}$
10.12 1979	10,2	275	730	80		
14.12 1979	16,7	283	730	86		
18.12 1979	13,2	280	870	80	0,8	124
7.01 1980	11,8	262	600	86		
20.01 1980	13,2	310	600	92	0,8	124
22.01 1980	13,7	320	800	86	1,2	108
30.01 1980	10,7	320	760	69		
13.10 1980	13,8	252	550			
20.10 1980	23,0	274	660			

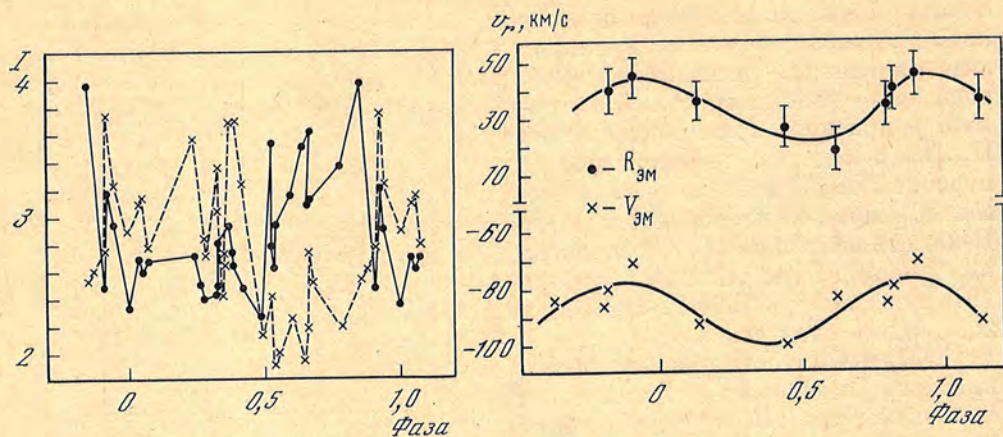


Рис. 4. Изменение интенсивности V-(точки) и R-(крестики) компонентов линии H_α с фазой периода 308,33 дня

Рис. 5. Оценки лучевой скорости по R- и V-эмиссионным компонентам линии H_α в фазе 22,4-часового периода, по наблюдениям с 9 по 20.10 1980 г., $T_0 = J. D. 2444529,593$

H_α , и поэтому его измерения проводились с большой уверенностью, ошибка измерения v_r здесь составляет 7—9 км/с. На рисунке можно видеть, что точки на верхней кривой показывают достаточно уверенно плавный ход изменения v_r с фазой 22,4-часового периода. Оценки v_2 по V-компоненту имеют несколько больший разброс ввиду того, что измерения его отягчены большей ошибкой из-за его расплывчатости на спектрограммах.

Таким образом, получено подтверждение наличия 22,4-часовой периодичности в изменениях лучевых скоростей эмиссионных V- и R-компонентов линии H_α .

Полагаем, что приведенные данные помогут в выборе окончательной модели системы X Персея — 3U 0352 + 30.

В заключение выражаю искреннюю благодарность А. А. Боярчуку за детальный просмотр статьи и ценные замечания.

Декабрь 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. Галкина Т. С. — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1977, т. 57, с. 45.
2. Галкина Т. С. — Изв. Крым. астрофиз. общ. 1980, т. 61 с. 77.
3. Hutchings J. B., Crampton D. — Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1975, vol. 170, p. 313.
4. Hutchings J. B. — Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1977, vol. 181, p. 619.

УДК 523.841

О ПЕРЕМЕННОСТИ ПОТОКОВ В ЛИНИЯХ К Ca II и H_γ у Ар-ЗВЕЗД 53 Cam, 41 Tau, β CrV и α^2 CVn

В. М. Кувшинов, С. И. Плачинда

Приводятся результаты исследования быстрой переменности относительных потоков в ядрах линий К Ca II и H_γ в полосе $\Delta\lambda_l = 2,8 \text{ \AA}$ для четырех типичных Ар-звезд 53 Cam, 41 Tau, β CrV и α^2 CVn. Наблюдения выполнены на сканере-магнитографе 2,6-м рефлектора КАО с декабря 1979 г. по июнь 1980 г. Показано, что наряду с изменениями потоков с фазой периода осевого вращения звезд, которые имеют плавный (53 Cam и β CrV) или иррегулярный (41 Tau) характер, происходят колебания относительных потоков с характерным временем от нескольких минут до нескольких часов. Верхний предел вероятности появления такой переменности, имеющей в основном иррегулярный характер, согласно наблюдениям 1978—1979 гг. [1, 2] и настоящим состав-

ляет от 35% в случае 53 Cam (K-линия) до 56% в случае α^2 CVn (H_γ). Вероятность появления быстрой переменности не имеет определенной (плавной) зависимости от фазы периода осевого вращения звезд. Анализ всего наблюдательного материала с использованием методов периодограмм и перебора периодов показал, что в одну из ночей переменность относительного потока в K-линии для β CrB имеет синусоидальный характер с периодом $P \approx 84^m$ и амплитудой около 3%.

ON THE VARIATION OF FLUXES IN K Ca II AND H_γ -LINES IN Ap-STARS 53 Cam, 41 Tau, β CrB and α^2 CVn, by V. M. Kuvshinov and S. I. Plachinda. — The paper presents the results of research of rapid variation of relative fluxes in the nuclei of K Ca II and H-lines at $\Delta\lambda = 2.8 \text{ \AA}$ for four typical Ap-stars 53 Cam, 41 Tau, β CrB and α^2 CVn. The observations were carried out using the scanner-magnetograph located on 2.6-m reflector at the Crimean Astrophysical Observatory from December, 1979 till June 1980. It has been shown that alongside the variations of fluxes with the phase of axial rotation period of stars having regular (for 53 Cam and β CrB) or irregular (for 41 Tau) character, there are also fluctuations of relative fluxes on time-scale with the period from some minutes to several hours. According to recent and 1978—1979 [1, 2] observations, the upper limit for the probability of occurrence of such fluctuation, usually irregular, equals to 35% for 53 Cam (K Ca II) or to 56% for α^2 CVn (H_γ). The observations made in the same or adjacent phases show, that rapid variation does not depend on the phase of the period of axial rotation.

The analysis of the whole observational material using the methods of periodogrammes and adjustment of periods showed, that during one night the variation of relative flux in K-line for β CrB has a sinusoidal character with the period $P \approx 84^m$ and amplitude 3%.

Ранее нами [1, 2] были изложены методика и первые результаты исследования переменности Ap-звезд 53 Cam, 41 Tau и β CrB в линиях K Ca II и H_δ . При этом основное внимание было уделено поиску быстрой спектральной переменности, не связанной с вращением звезд, а происходящей на временной шкале от нескольких десятков секунд до нескольких часов. Здесь нижний предел ограничивается временным разрешением при регистрации потоков в линии, а верхний — продолжительностью непрерывной записи потоков от звезд в течение ночи.

На основании анализа дисперсий измеренных в течение ночи относительных потоков в линиях было показано наличие дополнительного по сравнению с атмосферно-аппаратурными эффектами и эффектами статистики фотонов источника дисперсии, который может быть отнесен за счет реальной переменности потоков.

Не было найдено какой-либо зависимости быстрой переменности потоков от фазы периода вращения для 41 Tau и β CrB. В случае 53 Cam из-за отсутствия наблюдений в одни и те же или близкие фазы подобный вывод был пока преждевременным.

Далее, исследование характера быстрой переменности по всему наблюдательному материалу с использованием метода периодограмм и метода перебора периодов показало, что лишь для звезды 53 Cam в одну из ночей флуктуации относительного потока в линии K Ca II носят синусоидальный характер с периодом $P = 28,7 \pm 1^m4$ и амплитудой 5%.

1. Наблюдения и обработка результатов

Наблюдения звезд 53 Cam, 41 Tau и β CrB проводились с декабря 1979 г. по июнь 1980 г. на сканере-магнитографе 2,6-м рефлектора КАО [3]. Кроме них, в программу наблюдений была включена также типичная Ap-звезда α^2 CVn.

Для 53 Cam и 41 Tau регистрировались потоки только в линии K Ca II, для β CrB — в линиях K Ca II и H_γ , а для α^2 CVn в основном в линии H_γ (одну ночь также и в K-линии).

Как и ранее, при анализе переменности изучались относительные потоки I_λ/I_c , где I_λ — поток от ядра линии в полосе $\Delta\lambda_e = 2,8 \text{ \AA}$ в ка-

нале спектра, а I_c — поток в канале сравнения, собираемый со спектрального участка $\Delta\lambda_c = 42 \text{ \AA}$ вблизи исследуемой линии. Во всех случаях спектральное разрешение, определяемое входной щелью спектрографа, составляло $0,74 \text{ \AA}$. Временное же разрешение, выбираемое из соображений накопления достаточной статистической точности одного измерения, равнялось 69с для 53 Cam ; 20с для 41 Tau и $\beta \text{ CrB}$ и 12с для $\alpha^2 \text{ CVn}$ (в одном случае также 20с).

В течение ночи наблюдений для каждой из исследовавшихся звезд делалась максимально возможная непрерывная запись потока. Наибольшее время непрерывных наблюдений достигает $6\text{—}8\text{h}$, а соответствующее количество отдельных измерений порядка нескольких сотен.

Таблица 1

Звезда	J.D.2444000+	φ	N	T, мин	$I_\lambda/I_c \cdot 10^3$	$\sigma_m \cdot 10^3$	$r(I_\lambda^0, I_c^0)$	$\frac{\sigma_m}{\sigma_s}$	F_m	$F_{cr} (\alpha=0,01)$
53 Cam	215,536 ¹	0,400	66	75,5	198,74	$\pm 2,32$	0,99	1,03	—	—
	237,583	0,147	220	254,4	118,87	0,95	0,97	2,04	2,05	1,37
	245,514	0,134	190	219,6	125,14	0,71	0,95	1,33	—	—
	332,345	0,951	190	219,6	162,19	0,75	0,93	2,29	2,58	1,40
	333,269	0,066	32	36,0	141,30	1,44	0,95	1,10	—	—
	333,303	0,070	40	45,3	139,13	1,24	0,88	1,21	—	—
	334,382	0,205	419	485,6	120,42	0,35	0,99	1,81	1,61	1,32
	352,283	0,435	66	75,5	200,23	0,92	0,90	1,33	—	—
	352,380	0,447	138	160,3	186,36	0,84	0,97	1,47	—	—
	354,344	0,691	192	221,9	175,29	0,62	0,99	1,23	—	—
	355,299	0,810	134	154,5	169,47	1,27	0,99	1,68	—	—
	356,344	0,940	123	141,7	167,97	0,83	0,98	1,16	—	—
	357,324	0,062	234	270,7	125,83	0,67	0,94	1,29	—	—
	358,318	0,186	196	226,5	117,90	0,47	0,97	1,21	—	—
	359,367	0,317	177	204,5	145,67	0,61	0,99	1,25	—	—
	360,338	0,338	241	278,8	179,45	0,58	0,98	1,37	—	—
41 Tau	215,383 ²	0,408	431	146,9	60,58	0,12	0,93	1,63	—	—
	218,312	0,813	76	25,6	537,34	$\pm 1,52$	1,00	1,82	—	—
	218,438	0,831	424	144,5	528,82	0,71	0,99	2,68	1,53	1,25
	237,327	0,444	467	158,9	534,68	0,29	0,99	1,64	—	—
	245,354	0,555	527	179,8	584,03	0,95	0,96	3,07	2,01	1,24
$\beta \text{ CrB}$	332,478	0,181	212	72,1	107,70	0,10	1,00	1,35	—	—
	332,545	0,185	153	51,9	106,94	0,11	0,95	1,40	—	—
	332,581	0,187	107	36,2	106,02	0,12	0,92	1,26	—	—
	334,587	0,296	157	53,3	106,53	0,10	1,00	1,27	—	—
	354,464	0,371	206	70,0	109,18	0,16	1,00	1,65	—	—
	355,489	0,426	730	249,1	106,31	0,12	0,98	2,38	1,72	1,24
	356,491	0,480	643	219,4	104,72	0,10	1,00	1,55	—	—
	357,508	0,536	579	197,5	107,73	0,13	0,92	2,58	2,04	1,24
	358,444	0,586	39	13,0	108,07	0,42	1,00	1,66	—	—
	358,486	0,588	304	103,5	106,34	0,18	0,99	2,30	1,61	1,31
	358,549	0,592	197	67,0	104,30	0,15	0,98	1,61	—	—
	359,482	0,642	214	72,8	105,80	0,14	1,00	1,57	—	—
	360,524	0,699	458	156,1	107,08	0,12	0,96	2,24	1,53	1,25
	387,422	0,154	1103	376,5	108,06	0,07	1,00	2,54	1,96	1,19
	390,490 ³	0,320	441	150,3	48,96	0,03	1,00	1,73	—	—
$\alpha^2 \text{ CVn}$	393,419 ³	0,478	141	47,8	48,38	0,07	1,00	1,73	—	—
	397,478 ³	0,698	502	171,2	48,29	0,03	1,00	1,64	—	—
	333,352 ⁴	0,826	84	28,5	261,27	0,33	1,00	1,45	—	—
	333,429 ⁴	0,841	73	24,7	258,21	$\pm 0,38$	1,00	1,52	—	—
	333,470 ⁴	0,848	79	27,1	259,34	0,40	1,00	1,74	—	—
	390,366	0,251	801	164,1	135,97	0,04	1,00	2,58	1,59	1,19
	393,366	0,799	278	57,0	132,25	0,09	1,00	3,22	2,47	1,32
	397,375	0,532	398	81,5	51,95	0,03	1,00	1,63	—	—
	398,394	0,713	326	89,2	49,02	0,05	1,00	2,18	—	—

Примечания. ¹ Измерения в красном крыле линии K(Ca II). ² Измерения в крыле линии K(Ca II). ³ Измерения в ядре линии H γ . ⁴ Измерения в ядре линии K(Ca II).

При записи потока от К-линии или H_γ входные щели фотометра канала сравнения выставлялись одинаковым образом относительно входной щели фотометра канала спектра. Это позволяет сравнивать между собой относительные потоки, полученные в разные ночи, а также с теми, что приведены в [2].

В табл. 1 представлены основные данные наблюдений. В ней указаны название объекта, юлианская дата наблюдения, фаза ϕ периода вращения согласно эфемеридам, использованным в [2], далее идут — число N отдельных измерений в течение ночи, соответствующее время наблюдения T , среднее значение относительного потока $\overline{I_\lambda/I_c}$ в течение ночи, среднеквадратичная ошибка $\bar{\sigma}_m$ потока $\overline{I_\lambda/I_c}$, найденная по внутренней сходимости ряда, коэффициент корреляции r между нормированными потоками в канале спектра и канале сравнения $I_\lambda^3 = (I_\lambda)_i / (I_\lambda)_1$ и $I_c^0 = (I_c)_i / (I_c)_1$, отношение среднеквадратичной ошибки одиночного измерения $(I_\lambda/I_c)_i$ к среднестатистической ошибке той же величины $\bar{\sigma}_m/\bar{\sigma}_s$ и, наконец, измеренные и критические значения величин F согласно критерию Фишера (подробно об их определении см. ниже в разд. 2).

Как и в [2], значения потока $\overline{I_\lambda/I_c}$ и его ошибки $\bar{\sigma}_m$, приведенные в табл. 1, являются средневзвешенными величинами с весом $1/\sigma_s^2$, где σ_s — ошибка одного i -го измерения, вычисленная на основе статистики фотонов. Это обусловлено переменностью светового потока через входную щель спектрографа из-за влияния атмосферы.

При вычислении среднеквадратичной ошибки одного измерения $\bar{\sigma}_m$, которая используется при вычислении отношений $\bar{\sigma}_m/\bar{\sigma}_s$, из наблюдаемых рядов I_λ/I_c был удален тренд параболического вида, обусловленный атмосферной экстинкцией и селективным пропусканием волоконных световодов канала сравнения [2].

2. Анализ результатов наблюдений

Перейдем теперь к анализу полученных результатов наблюдений. Как уже отмечалось выше в разд. 1, идентичная взаимная установка фотометров канала спектра и канала сравнения по длине волны позволяет сравнивать между собой все наблюдения, выполненные в период с декабря 1978 г. по июнь 1980 г. В первую очередь представляет интерес сравнить, как изменяются с фазой ϕ периода вращения средние значения относительных потоков $\overline{I_\lambda/I_c}$, измеренные в течение ночи. На рис. 1, б — 3, б показана зависимость от фазы ϕ значений $\overline{I_\lambda/I_c}$ для 53 Cam, 41 Tau и β CrV. (Здесь светлые кружки соответствуют измерениям 1978—1979 гг., а темные — измерениям 1979—1980 гг.)

Из рис. 1, б видно, что в случае 53 Cam для новых, как и для старых, измерений имеет место плавная зависимость относительных потоков от фазы ϕ . Она также хорошо согласуется с зависимостью полной эквивалентной ширины W_λ линии К Са II, полученной Фараггианой [4] (рис. 1, а). Правда, новые измерения потоков $\overline{I_\lambda/I_c}$ как будто бы имеют некоторый систематический сдвиг по фазе относительно старых, но из-за небольшого количества последних это заключение является предварительным.

Наблюдения звезды 41 Tau в течение трех из четырех ночей представлены на рис. 2, б (темные кружки). Измерения относительного потока $\overline{I_\lambda/I_c}$ для фазы $\phi = 0,408$ (см. табл. 1) выполнены в крыле линии К Са II, поэтому они исключены из рассмотрения. Как следует из рисунка, новые значения $\overline{I_\lambda/I_c}$ хорошо согласуются по величине со старыми и совместно с ними подтверждают прежний вывод об отсутствии плавной переменности потоков в ядре К-линии с фазой периода вращения. То же самое показывает и зависимость от фазы ϕ напряженности эффективного магнитного поля H_e [5] (рис. 2, а).

Измерения относительных потоков $\overline{I_\lambda/I_c}$ в К-линии в течение десяти ночей для β CrV попали, к сожалению, в интервал фаз $0,15 < \phi < 0,70$

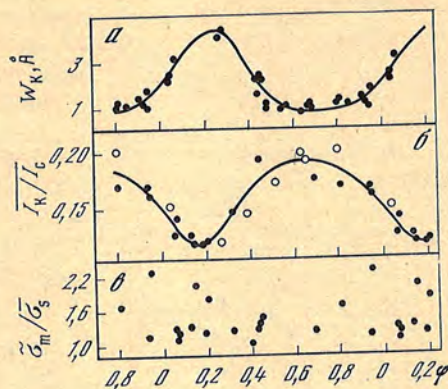


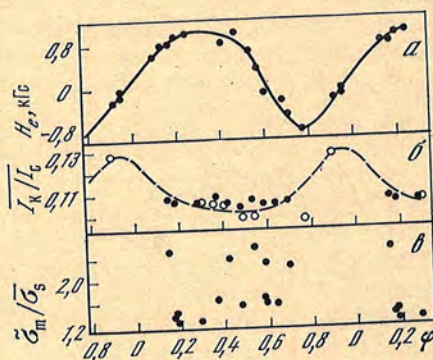
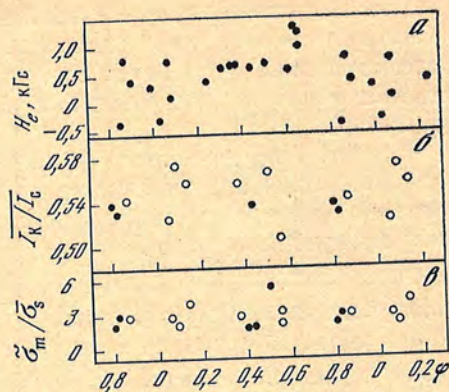
Рис. 1. Зависимость от фазы периода осевого вращения 53 Cam

а — эквивалентной ширины линии К (Ca II) [4], б — относительного потока в ядре К-линии и в — отношения среднеквадратичной ошибки, вычисленной по внутренней сходимости измеренного ряда, к среднеарифметической ошибке

Рис. 2. Зависимость от фазы периода осевого вращения для 41 Tau

а — эффективного магнитного поля H_e [5], б — относительных потоков в линии К (Ca II) и в — отношения ошибок $\tilde{\sigma}_m$ и $\bar{\sigma}_s$ (см. подп. к рис. 1)

Рис. 3. То же, что на рис. 2, для β CrV



(рис. 3, б, темные кружки), так что на интервал фаз ϕ от 0,77 до 0,15 приходится лишь одно измерение, выполненное в прошлом цикле (рис. 3, б, светлые кружки). Поскольку новые наблюдения не противоречат старым, можно оставить в силе прежнее предположение о плавном характере переменности потока в линии К Ca II с фазой периода вращения. Причем максимум потока (минимум эквивалентной ширины) приходится на фазу положительного кроссовер-эффекта [6] (рис. 3, а).

В отличие от измерений в К-линии средние за ночь относительные потоки в ядре линии H_γ , регистрировавшиеся в течение трех ночей, являются практически постоянными (см. табл. 1).

Однако измерения I_K/I_c в линии H_γ , выполненные в те же самые ночи для звезды α^2 CVn (см. табл. 1), показывают изменения приблизительно в 2,5 раза. Таким образом, эта звезда обнаруживает зависимость относительных потоков от фазы периода осевого вращения, но из-за недостаточного числа измерений (4 ночи) пока нельзя сделать определенного вывода о характере этой переменности.

Обратимся теперь к анализу измеренных потоков I_K/I_c в линиях К Ca II и H_γ с целью поиска их переменности в течение ночи наблюдений. При этом будут рассмотрены три следующих вопроса: а) наличие быстрой переменности потоков в целом, б) зависимость этой быстрой переменности от фазы периода осевого вращения и в) характер быстрой переменности.

В [1, 2] отмечалось, что ответ на первый вопрос можно получить, анализируя соотношения между дисперсией по внутренней сходимости наблюдаемых рядов и дисперсией на основе статистики фотонов. Действительно, если бы при измерениях отсутствовали источники дополнительной дисперсии атмосферно-аппаратурного характера, а также реальная физическая переменность потоков, то отношение среднеквадратичной ошибки одного измерения $\tilde{\sigma}_m$, найденной по внутренней сходимости ряда, к средней

ошибке $\bar{\sigma}_s = \sum_{i=1}^N (\sigma_s)_i / N$, где N — число измерений в течение ночи, и вычис-

ленной на основе статистики фотонов, при достаточном числе N было бы равно единице. Однако из-за присутствия дополнительных источников дисперсии, упомянутых выше, это отношение, как правило, больше единицы.

В табл. 1 приведены значения $\tilde{\sigma}_m/\bar{\sigma}_s$, полученные в наших измерениях. При этом $\tilde{\sigma}_m$ вычислены для наблюдаемых рядов, освобожденных от трендов (см. разд. 1).

Предположим, что значения $\tilde{\sigma}_m/\bar{\sigma}_s$, полученные для каждой звезды, являются случайными величинами с некоторым средним значением $\langle \tilde{\sigma}_m/\bar{\sigma}_s \rangle$. Если теперь вычисленные значения $\tilde{\sigma}_s$ для каждой звезды увеличить в соответствующее число $k = \langle \tilde{\sigma}_m/\bar{\sigma}_s \rangle$ раз, то дисперсии $D_m = \tilde{\sigma}_m^2$, найденные по внутренней сходимости, и полученные выше дисперсии $D_s = [\bar{\sigma}_s \cdot \langle \tilde{\sigma}_m/\bar{\sigma}_s \rangle]^2$ можно сравнивать, воспользовавшись критерием Фишера:

$$F_m = D_m/D_s, \quad (1)$$

где F_m — измеренное значение числа Фишера. В табл. 1 приведены значения F_m и соответствующие критические значения F_{cr} для тех наблюдений, где $F_m > F_{cr}$. Последние взяты на уровне значимости $\alpha = 0,01$ при числе степеней свободы $f_1 = N - 1$ и $f_2 = N - 2$, где N — длина ряда.

Как следует из таблицы, в случае 53 Cam для 3 из 16 непрерывных рядов наблюдений $F_m > F_{cr}$. Для звезды 41 Tau переменность потоков I_λ/I_c , возможно, имеет место в двух случаях из пяти.

Звезда β CrV показывает переменность для пяти непрерывных измерений I_λ/I_c в К-линии из 17. Здесь интересно отметить, что измерения в линии H_γ помимо постоянства средних за ночь значений потока показывают также их постоянство в течение ночи. Это хорошо согласуется с результатами Алексева и Кувшинова [7], исследовавших спектр β CrV в области линии H_γ с диссекторным спектрофотометром в течение шести ночей и не нашедших переменности в ядре линии. Но в две из шести ночей была зафиксирована переменность в крыльях линии в участках $\Delta\lambda \approx 5 \div 7 \text{ \AA}$ вблизи ядра.

В противоположность β CrV звезда α^2 CVn переменна в линии H_γ в двух случаях из семи. Вместе с тем недостаточная длительность наблюдений звезды α^2 CVn в К-линии позволяет только отметить факт отсутствия быстрой переменности в данную ночь (см. табл. 1).

Процедура поиска быстрой переменности потоков в линиях, описанная в этом разделе, была применена и для анализа наблюдений 1978—1979 гг. В табл. 2 представлены результаты этих исследований для всех наблюдений 1978—1980 гг. Здесь первая колонка — название звезды, вторая — спектральная область, в которой проводились измерения потоков, третья — полное время наблюдений $T_{набл}$ и четвертая — доля p суммарного времени $T_{эф}$, когда, возможно, есть эффект переменности потоков в течение ночи ($F_m > F_{cr}$), от полного времени наблюдения данной звезды, т. е. $p = T_{эф}/T_{набл}$.

Из значений p , приведенных в табл. 2, следует, что быстрая спектральная переменность в среднем имеет место от трети до половины случаев. Однако необходимо заметить, что это есть верхний предел вероятности, поскольку реальная переменность может занимать не все время наблюдения в течение ночи, а только долю его.

Теперь обратимся к рассмотрению вопроса о наличии зависимости быстрой спектральной переменности от фазы периода осевого вращения звезды. На рис. 1, $\epsilon - 3$, ϵ показан ход величин $\tilde{\sigma}_m/\bar{\sigma}_s$ с фазой ϕ по наблюдениям 1979—1980 гг. для 53 Cam, 41 Tau и β CrV. К сожалению, в отли-

Таблица 2

Звезда	Область спектра	$T_{набл}$, ч	p
53 Cam	К Ca II	69,9	0,35
	К Ca II	19,6	0,45
41 Tau	H_δ	6,8	0,41
	К Ca II	56,2	0,47
β CrV	H_γ	6,2	—
	К Ca II	1,3	—
α^2 CVn	H_γ	6,5	0,56

чие от средних значений потока $\overline{I_\lambda/I_c}$ на рис. 1, б — 3, б здесь нельзя представить те же самые значения $\tilde{\sigma}_m/\tilde{\sigma}_s$ для наблюдений 1978—1979 гг. в случае 53 Cam и β CgV, так как некоторая переделка после января 1980 г. регистрирующей части канала сравнения привела к увеличению в два раза числа регистрируемых фотоимпульсов¹. Это в свою очередь вызвало изменение статистических и измеренных ошибок σ_s и σ_m и соответственно $\tilde{\sigma}_m/\tilde{\sigma}_s$.

Результаты, приведенные на рис. 1, в — 3, в, подтверждают вывод [1, 2] об отсутствии какой-либо зависимости быстрой переменности от фазы периода вращения для звезд 41 Tau и β CgV. Такой же вывод можно теперь сделать и в отношении 53 Cam, так как наблюдения в очень близкие фазы ϕ 0,13 и 0,15, 0,19, и 0,20, 0,94 и 0,95 дают совершенно разный эффект (см. табл. 1 и рис. 1, в). Кроме того, практически непрерывные наблюдения в интервале J. D. 2444352,283—2444360,338, охватывающие весь период вращения звезды, показывают вообще отсутствие какого-либо эффекта быстрой переменности потока в К-линии.

Ввиду недостаточного количества наблюдений для α^2 CVn вопрос о зависимости быстрой переменности от фазы периода вращения остается для нее пока открытым.

Наконец, рассмотрим вопрос о характере быстрой спектральной переменности. С этой целью весь наблюдательный материал был подвергнут анализу с применением метода периодограмм и метода перебора периодов (см. [1, 2]). Напомним, что в данном случае наблюдаемые значения I_λ/I_c анализируются отдельно для каждой ночи.

Для всех звезд, за исключением β CgV, не было найдено каких-либо значимых периодов, кроме ложного периода $P \approx 2^m$ при временном разрезении наблюдаемого ряда $I_\lambda/I_c \Delta T = 20^s.5$ (см. [1, 2]).

В случае β CgV в одну из ночей (J. D. 2444355,489), когда длительность наблюдения составляла $249^m.1$, а общее число отдельных измерений 730, найдены период $P \approx 83^m.0$ по периодограммному анализу (рис. 4) и реальные периоды методом перебора периодов $P_1 = 84^m.7 \pm 7^m.2$ (число разбиений периода на интервалы $L = 7$) и $P_2 = 83^m.6 \pm 7^m.2$ ($L = 17$). Таким образом, в пределах точности определения это есть один и тот же период P около 84^m .

На рис. 5 показан ход с фазой найденного периода $P \approx 84^m$ относительных потоков I_λ/I_c при $L = 7$ (рис. 5, а) и $L = 17$ (рис. 5, б).

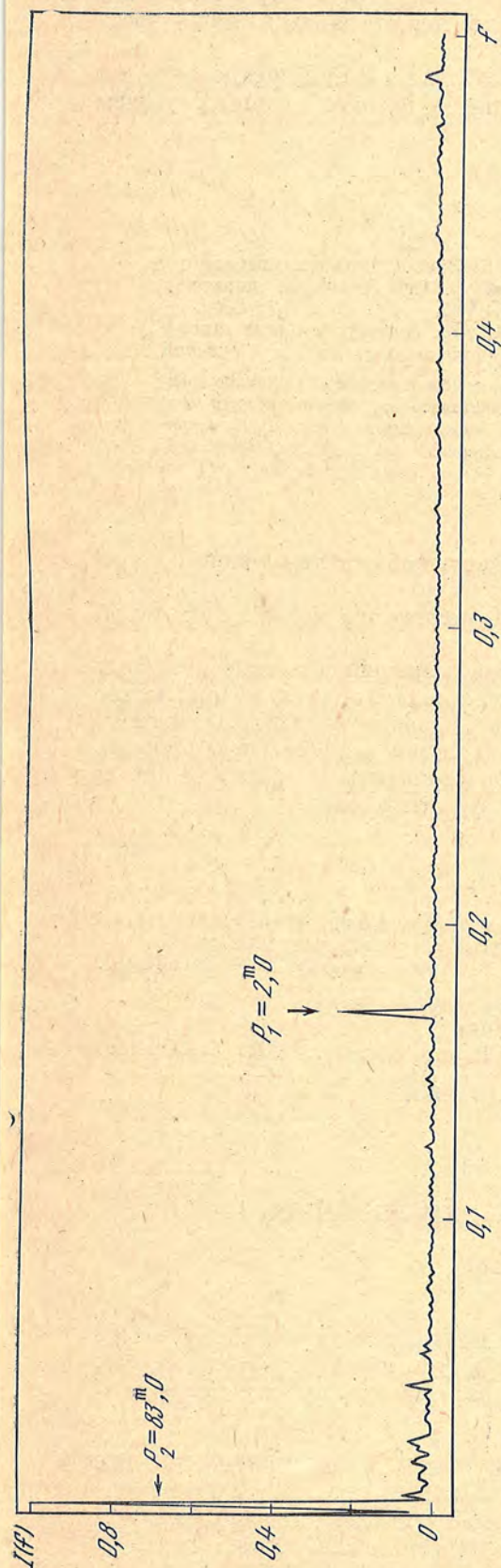
Обе кривые являются достаточно гладкими с удвоенной амплитудой $2A_1/\sigma_1 = 12,0$ ($L = 7$) и $2A_2/\sigma_2 = 12,2$ ($L = 17$), где

$$\sigma = \pm \sqrt{\sigma_{\max}^2 + \sigma_{\min}^2}, \quad (2)$$

а $\sigma_{\max}$ и $\sigma_{\min}$ — среднеквадратичный разброс для максимального и минимального средних потоков I_λ/I_c в соответствующем интервале фаз. От среднего по периоду значения $\overline{I_\lambda/I_c}$ удвоенная амплитуда кривых относительных потоков составляет 4,2 и 6% соответственно для $L = 7$ и $L = 17$.

Однако, несмотря на реальность найденного периода, однозначно нельзя сказать, обусловлен ли он переменностью потока именно в К-линии, поскольку коэффициенты корреляции между относительным потоком I_λ/I_c и нормированными потоками в канале спектра $r(I_\lambda/I_c, I_\lambda^0)$ и канале сравнения $r(I_\lambda/I_c, I_c^0)$ равны соответственно —0,054 и —0,268 и различие между ними является статистически значимым. Но, с другой стороны, и коэффициент корреляции $r(I_\lambda/I_c, I_c^0) = -0,268$ является отражением более сильного по сравнению с каналом спектра плавного тренда потока I_c^0 в канале сравнения из-за атмосферной экстинкции и селективного поглощения волоконных световодов. Следовательно, подобные плавные изме-

¹ В счетчике канала сравнения был исключен пересчет на два, введенный ранее для расширения динамического диапазона при наблюдениях ярких звезд.



нения потока в канале сравнения могут превалировать над изменениями потока в канале спектра даже при наличии в них реальной физической переменности. Тогда коэффициенты корреляции будут иметь такое соотношение, как выше, что совсем не исключает присутствия реальной физической переменности в относительных потоках I_λ/I_c и возможности их выделения после удаления тренда из I_λ/I_c .

3. Основные выводы

Итак, подводя итоги исследования относительных потоков в центральных частях линий К Са II, H_γ и H_δ для четырех типичных Ар-звезд 53 Сат, 41 Тау, β СгВ и α^2 CVn в период с декабря 1978 г. по июнь 1980 г., можно сформулировать следующие основные выводы.

1. Для звезды 53 Сат и, возможно, β СгВ средние за ночь потоки $\overline{I_\lambda/I_c}$ показывают плавный ход с фазой периода вращения. В случае 53 Сат кривая хорошо согласуется по форме с кривой изменения эквивалентных ширин W_λ К-линии, полученной ранее Фараггианой [4]. Различие кривых по амплитуде объясняется различием измеряемых величин: поток в полосе $\Delta\lambda_e = 2,8 \text{ \AA}$ и полная эквивалентная ширина линии.

Ход с фазой периода вращения средних потоков $\overline{I_\lambda/I_c}$ в линиях К Са II и H_δ для 41 Тау носит иррегулярный характер подобно тому, как это имеет место для эффективного магнитного поля H_e .

Заключение о типе переменности с фазой относительных потоков в линиях К Са II и H_γ в случае звезды α^2 CVn сделать пока нельзя ввиду недостаточного количества измерений. Однако факт переменности величин $\overline{I_\lambda/I_c}$ в линии H_γ является совершенно достоверным.

2. Все четыре звезды показали переменность потоков в течение ночи, причем вероятность p (см. выше) этой переменности колеблется от 35% для 53 Сат до 56% для α^2 CVn. Од-

Рис. 4. Периодограмма для наблюдений β СгВ в J. D. 2444355,489; ($\varphi = 0,426$)
По оси абсцисс — относительная частота f , по оси ординат — интенсивность $I(f)$

нако необходимо заметить, что эти значения p есть верхний предел вероятности, так как сама переменность может длиться лишь часть времени наблюдения в течение ночи.

3. Для трех из четырех звезд 53 Cam, 41 Tau и β CrV определенно нет какой-либо зависимости быстрой переменности потоков в линиях от фазы

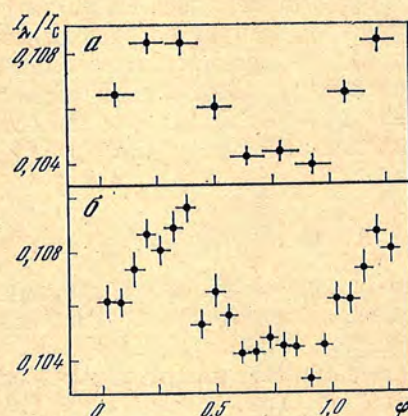


Рис. 5. Зависимость относительного потока β CrV от фазы периодов $P_1 = 84^m7 \pm 7^m2$ (a) и $P_2 = 83^m6 \pm 7^m2$ (б), соответствующих числу разбиений периода на 7 и 17 частей

Вертикальные черточки — удвоенное среднеквадратичное отклонение среднего значения относительного потока I_λ/I_c в данном интервале фаз, горизонтальные черточки — интервалы усреднения I_λ/I_c по фазам

периода осевого вращения. Это подтверждают наблюдения в одни и те же или близкие фазы.

В случае α^2 CVn из-за недостаточного количества наблюдений такой вывод сделать пока нельзя.

4. Быстрая, не более нескольких часов, переменность относительных потоков I_λ/I_c в основном носит иррегулярный характер. Применение метода периодограмм и метода перебора периодов показало, что лишь в одном случае для звезды 53 Cam и в одном случае для β CrV переменность потоков имела периодический характер с периодами $P = 28^m7 \pm 1^m4$ и $P = 83^m6 \pm 7^m2$ и амплитудами 5 и 3% соответственно.

Декабрь 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. Кушинов В. М., Плачинда С. И. — Письма в Астрон. журн., 1980, т. 6, с. 368.
2. Кушинов В. М., Плачинда С. И. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1982, т. 65.
3. Букач А. Б., Границкий Л. В., Комиссаров В. Н., Кушинов В. М. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1977, т. 57, с. 209.
4. Faraggiana R. — Astron. and Astrophys., 1973, vol. 22, p. 265.
5. Wolff S. C. — Astrophys. J., 1973, vol. 186, p. 951.
6. Preston G. W., Sturch C. — In: Magnetic and Related Stars/Ed. by R. C. Cameron. Baltimore: Mono Book Corp., 1967, p. 111.
7. Алексеев Г. Н., Кушинов В. М. — Сообщ. САО, 1981.

УДК 524.38

АБСОЛЮТНАЯ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

В. И. Бурнашев

Спектрофотометрическое исследование 12 двойных звезд проведено с помощью средних кривых распределения энергии в звездах различных спектральных классов. Определены спектральные классы компонентов, их светимости, приближенно оценены массы.

SPECTROPHOTOMETRIC ANALYSIS OF SOME UNRESOLVED DOUBLE STARS, by Burnashev V. I. — Spectrophotometric study of 12 unresolved double stars was carried out using mean curves of energy distribution in the spectra of different type stars. Spectral types of components, their luminosities were determined, while their masses were estimated approximately.

Двойные звезды с составными спектрами с давних пор привлекают внимание наблюдателей. Однако, несмотря на значительное число спектральных и фотометрических наблюдений, имеется мало сведений о детальном распределении энергии в их спектрах. Такого рода данные могут дать, в частности, для вторичного компонента независимую от других методов оценку спектрального класса, который в большинстве случаев известен весьма неточно. С другой стороны, поскольку вторичный компонент — это чаще всего звезда главной последовательности, характеристики которой мало изменились в процессе эволюции, то, зная ее спектральный класс, из соотношения светимостей можно определить светимость главного компонента. Тогда, используя эволюционные треки, с помощью известных спектральных классов и светимостей можно получить оценку масс компонентов двойной системы.

1. Наблюдения

В Крымской обсерватории проведены спектрофотометрические наблюдения двенадцати двойных звезд и уточнены их спектральные классы. Проведение этого исследования потребовало определенной подготовительной работы, в частности подбора однородного спектрофотометрического материала для составления среднего распределения энергии в звездах различных спектральных классов [1]. На рис. 1 для некоторых спектральных подклассов дано значение дисперсии σ для отдельного распределения энергии, использованного в осреднении. Можно принять, что для полученных значений среднего распределения энергии $\lg(E_\lambda/E_\lambda)$ дисперсия в ультрафиолетовой области составляет 0,08, в красной области спектра — 0,04. Полное описание этой работы выйдет в виде рукописи, депонированной в ВИНТИ.

Эти данные были использованы для анализа распределения энергии в спектрах 13 двойных звезд, перечисленных в табл. 1. Сведения, касающиеся элементов орбит этих систем, приводятся в каталоге Баттена [2], для β Сар — в статье Эванса и Фекеля [3]. Для β Суг такого рода сведений найти не удалось. Данные первых шести колонок таблицы взяты из каталога ярких звезд [4], в них приведены: номер по каталогу, название звезды, ее координаты α и δ для равноденствия 2000 г., визуальная звездная величина m_V и спектральный класс. В седьмой колонке указаны спектральные классы компонентов, определенные Бангом [5] по многоцветной фотометрии. Значения тригонометрических параллаксов π_T и ссылка на источник, откуда он был взят, приведены в 8-й колонке таблицы. В 9-й колонке для каждой звезды дано принятое значение межзвездного поглощения в визуальной области A_V . Более подробно о том, как оно было получено, будет сказано ниже.

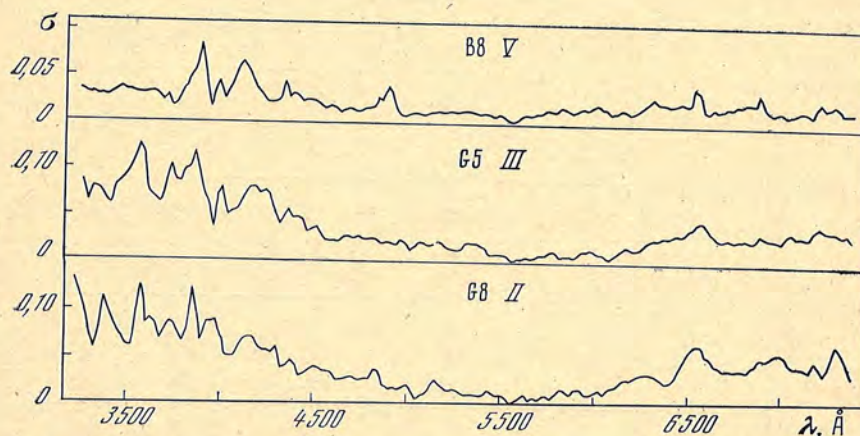


Рис. 1. Дисперсия среднего распределения энергии в спектрах звезд некоторых подклассов

Таблица 1

BS	Звезда	α_{1900}	δ_{2000}	m_V	Сп (BS)	Сп (Бандр [5])	π_T	AV	Сп (КАО)	x	y	π_S	M_1	M_2
854	τ Per	$2^h 54^m 16^s$	$+52^\circ 46'$	$4,06^m$	G5 III + A5	G4 III + A4 V	0,012 [4]	0,12 ^m [4]	G5 III + A5 V	0,82	0,172	0,018	3	1,7
915	γ Per	3 04 48	$+53^\circ 30'$	2,90	G8 III? + A3?	G8 III + A3 V	0,011 [4]	0,24 [4]	G8 III + A2 V	0,79	0,208	0,025	4	2,2
1605	ε Aur	5 01 58	$+43^\circ 50'$	2,99	A8 Ia	—	0,00172 [6]	1,30	—	—	—	—	—	—
1612	ζ Aur	5 02 29	$+41^\circ 05'$	3,8	K5 II + B	K4 II + B8 V	0,002 [4]	0,35 [4]	K4 II—Ib + B5 V	0,89	0,104	0,0037	7,0	5,1
1708	α Aur	5 16 41	$+46^\circ 00'$	0,09	G8 III? + F	G4 III + G0 III	0,073 [4]	0,0 [4]	G7 III + G2 III	0,55	0,44	0,076	3,7	3,0
2902	—	7 33 48	$-14^\circ 31'$	4,98	M2 I abep + B	—	0,002 [4]	0,0 [4]	M2 Iab + B3 V	0,96	0,06	0,0011	10	6,7
3852	σ Leo	9 41 09	$+09^\circ 54'$	3,51	A2 + F6 II	F8 III + A5 V	0,028 [4]	0,0 [4]	G2 III + A5 V	0,70	0,27	0,020	3	2
7417	β Cyg	19 30 43	$+27^\circ 58'$	3,24	K5 II? + B?	K0 II + B9 V	0,004 [4]	0,10 [4]	K3 Ib + B8 V	0,91	0,106	0,0046	7,5	5
7536	δ Sge	19 47 23	$+18^\circ 32'$	3,65	M2 II? + B?	M2 II + A0 V	-0,003 [4]	0,20 [4]	M2,5 II—III + B9 V	0,95	0,068	0,005	3,8	3,0
7735	31 Cyg	20 13 38	$+46^\circ 44'$	3,73	cK Ip	—	-0,007 [4]	0,12 [4]	K3 Ib + B3 V	0,91	0,068	0,0021	10	6,6
7751	32 Cyg	20 15 28	$+47^\circ 42'$	3,90	K0 + A3	—	0,008 [4]	0,35 [4]	K5 II—I + B5 V	0,95	0,037	0,002	10,5	5
7776	β Cap	20 21 01	$-14^\circ 47'$	3,07	F8 V + A0	—	0,0104 [3]	0,05 [3]	K0 II—III + B8 V	0,84	0,164	0,0088	5	3,4
8650	η Peg	22 43 00	$+30^\circ 13'$	2,96	G8 II? + F?	—	0,010 [7]	0,12 [7]	G8 II + F2 III	0,90	0,096	0,016	3,7	2,2

Спектрофотометрические наблюдения почти всех звезд, указанных в табл. 1, проведены в Крымской обсерватории в течение 1977—1978 гг., кроме α Leo, наблюдавшейся в 1974 г. [8]. Для β Car использованы данные каталога [9], полученные Чилийской научной экспедицией АН СССР. Распределение энергии в спектрах γ Per, α Aur, α Leo, δ Sge, β Cyg, приведенные в каталоге [10], имеющие более низкое спектральное разрешение, использовались лишь для контроля. Наблюдения выполнены с помощью сканирующего спектрофотометра СФ-68, установленного на 20-см кассегреновском телескопе. Спектральный интервал 3200—7550 Å, разрешение — около 30 Å. Учет атмосферной экстинкции, абсолютная калибровка проводились по методу фундаментальной спектрофотометрии, разработанному В. Б. Никоновым [11] и традиционно применяемому в Крымской обсерватории. Полученные спектрофотометрические данные позволили вычислить с помощью опубликованных Ажусенисом и Страйжисом [12] кривых реакции величины V , показатели цвета ($U - B$), ($B - V$). Эти величины, редуцированные к системе UBV каталога Джонсона и др. [13], приведены в 3—5-й колонках табл. 2, в которой для каждой звезды указаны моменты наблюдений и соответствующие им V , ($U - B$), ($B - V$).

Таблица 2

BS	Дата	V	U - B	B - V	BS	Дата	V	U - B	B - V
854	8.08 1978	3,93	0,44	0,74	7536	5.08 1978	3,81	0,99	1,42
915	8.08 1978	2,93	0,45	0,70		8.08 1978	3,79	0,98	1,38
1605	13—15.01 1977	3,09	0,41	0,54		30.08 1978	3,77	1,05	1,39
	21—23.10 1977	2,97	0,36	0,55	7735	24.06 1978	3,74	0,34	1,24
1612	20.01 1977	3,75	0,38	1,24		25.06 1978	3,76	0,38	1,25
	21.10 1977	3,74	0,36	1,24		26.06 1978	3,75	0,35	1,26
	22.10 1977	3,77	0,36	1,24		5.08 1978	3,75	0,38	1,24
1708	13—15.01 1977	0,09	0,42	0,81	7751	27.06 1978	3,98	1,04	1,48
2902	22.10 1977	4,97	—	1,49		5.08 1978	3,98	1,07	1,50
7417	5.08 1978	3,09	0,60	1,11		8.08 1978	3,98	1,05	1,51
	9.08 1978	3,09	0,59	1,11	8650	5.08 1978	2,94	0,56	0,86
	31.08 1978	3,10	0,54	1,11		8.08 1978	2,89	0,49	0,84
						9.08 1978	2,96	0,56	0,86

Распределения энергии в спектрах исследовавшихся звезд, полученные в Крымской обсерватории в 1977—1978 гг., даны в табл. 3. С шагом 25 Å приводятся средние значения $\lg E_\lambda$, где монохроматическая освещенность E_λ выражена в $\text{эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$, отнесенных к интервалу длин волн 1 см. В конце таблицы для каждой звезды указана ошибка среднего, выраженная в единицах третьего знака после запятой и относящаяся к интервалам: 3200—3400 Å (σ_1), 3400—3650 Å (σ_2); 3650—4000 Å (σ_3); 4000—6800 Å (σ_4); 6800—7550 Å (σ_5). Для ϵ Aur приведены средние данные лишь за январь 1977 г.

2. Спектральная классификация двойных звезд

Банг одним из первых применил метод многоцветной фотометрии для определения спектральных классов компонентов двойных звезд [5]. Изложенные им некоторые общие соображения в применении к анализу спектрофотометрических данных можно сформулировать следующим образом:

1. Доминирующим параметром, определяющим вид наблюдаемого спектра, является температура компонентов. Эффект светимости и химического состава сказываются меньше и затрагивают в основном только ультрафиолетовую область спектра.

2. Необходима предварительная информация о спектре главного компонента. В случае, когда компоненты сильно различаются по спектраль-

Таблица 3

$\lambda, \text{\AA}$	τ_{Per}	γ_{Per}	ε_{Aur}	ζ_{Aur}	α_{Aur}	BS 2902	β_{Cyg}	δ_{Sge}	31 Cyg	32 Cyg	η_{Peg}
3200	-2,571	-2,169	-2,398	-2,581	-1,137	-2,786	-2,335	-2,874	-2,520	-3,006	-2,281
3225	-2,567	-2,177	-2,371	-2,553	-1,122	-2,900	-2,375	-2,949	-2,534	-3,003	-2,284
3250	-2,535	-2,135	-2,389	-2,545	-1,111	-3,066	-2,345	-2,928	-2,520	-2,981	-2,226
3275	-2,520	-2,104	-2,345	-2,557	-1,039	-2,979	-2,345	-2,913	-2,526	-2,984	-2,179
3300	-2,508	-2,098	-2,285	-2,544	-0,990	-2,987	-2,351	-2,889	-2,540	-3,007	-2,178
3325	-2,526	-2,120	-2,262	-2,540	-0,987	-3,035	-2,333	-2,897	-2,529	-3,009	-2,223
3350	-2,544	-2,131	-2,304	-2,544	-1,002	-3,053	-2,343	-2,885	-2,534	-3,003	-2,238
3375	-2,540	-2,122	-2,288	-2,549	-1,028	-2,973	-2,338	-2,920	-2,551	-2,996	-2,219
3400	-2,503	-2,098	-2,251	-2,560	-1,000	-3,050	-2,327	-2,906	-2,530	-3,010	-2,168
3425	-2,493	-2,090	-2,211	-2,551	-0,965	-2,981	-2,327	-2,913	-2,531	-2,992	-2,164
3450	-2,482	-2,084	-2,200	-2,551	-0,981	-3,076	-2,339	-2,920	-2,542	-2,981	-2,165
3475	-2,484	-2,082	-2,200	-2,559	-0,987	-3,094	-2,323	-2,903	-2,551	-2,985	-2,171
3500	-2,473	-2,077	-2,221	-2,552	-0,991	-3,027	-2,317	-2,887	-2,548	-2,977	-2,153
3525	-2,463	-2,067	-2,176	-2,576	-0,954	-3,022	-2,322	-2,861	-2,526	-2,984	-2,141
3550	-2,496	-2,096	-2,141	-2,556	-0,930	-3,015	-2,331	-2,857	-2,543	-2,998	-2,154
3575	-2,530	-2,136	-2,160	-2,585	-0,973	-3,048	-2,370	-2,904	-2,583	-3,023	-2,231
3600	-2,456	-2,061	-2,169	-2,580	-0,964	-3,123	-2,333	-2,882	-2,578	-2,997	-2,128
3625	-2,403	-2,022	-2,134	-2,563	-0,921	-3,003	-2,291	-2,868	-2,538	-2,973	-2,088
3650	-2,376	-1,985	-2,112	-2,544	-0,876	-3,043	-2,251	-2,835	-2,517	-2,940	-2,041
3675	-2,378	-2,006	-1,919	-2,544	-0,832	-3,118	-2,287	-2,851	-2,548	-2,929	-2,042
3700	-2,403	-2,005	-1,846	-2,567	-0,827	-3,095	-2,297	-2,860	-2,568	-2,943	-2,088
3725	-2,422	-2,036	-1,832	-2,560	-0,839	-3,046	-2,326	-2,839	-2,562	-2,993	-2,092
3750	-2,413	-2,004	-1,804	-2,494	-0,880	-3,052	-2,326	-2,750	-2,526	-2,906	-2,031
3775	-2,353	-1,954	-1,727	-2,486	-0,840	-3,040	-2,249	-2,711	-2,523	-2,906	-2,067
3800	-2,379	-1,991	-1,727	-2,496	-0,840	-3,069	-2,259	-2,725	-2,546	-2,964	-2,153
3825	-2,466	-1,907	-1,747	-2,472	-0,877	-3,103	-2,230	-2,725	-2,495	-2,901	-2,130
3850	-2,418	-1,910	-1,700	-2,461	-0,925	-3,041	-2,240	-2,675	-2,510	-2,892	-2,095
3875	-2,400	-1,910	-1,722	-2,468	-0,888	-3,060	-2,252	-2,675	-2,484	-2,873	-1,972
3900	-2,298	-1,833	-1,722	-2,428	-0,836	-3,086	-2,199	-2,665	-2,479	-2,874	-2,033
3925	-2,326	-1,818	-1,722	-2,432	-0,883	-3,035	-2,202	-2,611	-2,499	-2,890	-2,021
3950	-2,317	-1,867	-1,736	-2,468	-0,840	-3,048	-2,181	-2,656	-2,491	-2,825	-1,983
3975	-2,287	-1,851	-1,735	-2,432	-0,883	-3,062	-2,181	-2,656	-2,491	-2,892	-1,805
4000	-2,424	-1,680	-1,662	-2,359	-0,680	-3,014	-2,029	-2,509	-2,382	-2,692	-1,781
4025	-2,103	-1,659	-1,643	-2,346	-0,624	-3,004	-2,012	-2,471	-2,367	-2,677	-1,785
4050	-2,122	-1,682	-1,638	-2,330	-0,628	-2,957	-2,033	-2,485	-2,372	-2,665	-1,785
4075	-2,126	-1,706	-1,637	-2,333	-0,634	-2,937	-2,032	-2,468	-2,361	-2,655	-1,796

Таблица 3 (продолжение)

$\lambda, \text{\AA}$	τ_{Per}	γ_{Per}	ε_{Aur}	ζ_{Aur}	α_{Aur}	BS 2902	β_{Cyg}	δ_{Sge}	31 Cyg	32 Cyg	η_{Per}
4100	-2,156	-1,760	-1,653	-2,373	-0,618	-2,964	-2,049	-2,511	-2,383	-2,656	-1,806
4125	-2,138	-1,703	-1,646	-2,358	-0,615	-2,967	-2,038	-2,467	-2,377	-2,652	-1,797
4150	-2,124	-1,690	-1,632	-2,338	-0,615	-2,957	-2,033	-2,431	-2,367	-2,634	-1,792
4175	-2,116	-1,693	-1,632	-2,331	-0,624	-2,906	-2,025	-2,417	-2,360	-2,623	-1,797
4200	-2,108	-1,682	-1,641	-2,330	-0,612	-2,959	-2,009	-2,418	-2,346	-2,620	-1,779
4225	-2,084	-1,665	-1,635	-2,328	-0,598	-2,940	-1,992	-2,448	-2,329	-2,601	-1,755
4250	-2,089	-1,663	-1,652	-2,299	-0,589	-2,912	-1,965	-2,394	-2,298	-2,556	-1,743
4275	-2,107	-1,678	-1,651	-2,291	-0,597	-2,893	-1,982	-2,397	-2,310	-2,557	-1,761
4300	-2,151	-1,717	-1,690	-2,292	-0,648	-2,895	-1,987	-2,370	-2,308	-2,530	-1,804
4325	-2,108	-1,711	-1,678	-2,271	-0,595	-2,849	-1,923	-2,341	-2,245	-2,453	-1,738
4350	-2,076	-1,670	-1,654	-2,238	-0,565	-2,774	-1,893	-2,306	-2,209	-2,398	-1,714
4375	-2,067	-1,657	-1,676	-2,220	-0,545	-2,835	-1,911	-2,286	-2,228	-2,424	-1,710
4400	-2,049	-1,631	-1,655	-2,231	-0,551	-2,824	-1,898	-2,283	-2,227	-2,419	-1,697
4425	-2,033	-1,625	-1,660	-2,206	-0,533	-2,822	-1,862	-2,258	-2,190	-2,381	-1,674
4450	-2,043	-1,619	-1,655	-2,191	-0,520	-2,808	-1,849	-2,253	-2,198	-2,369	-1,675
4475	-2,007	-1,603	-1,649	-2,156	-0,506	-2,745	-1,809	-2,218	-2,149	-2,315	-1,652
4500	-1,987	-1,590	-1,646	-2,126	-0,484	-2,730	-1,785	-2,179	-2,117	-2,281	-1,631
4525	-2,014	-1,612	-1,651	-2,149	-0,490	-2,747	-1,809	-2,201	-2,145	-2,318	-1,652
4550	-2,007	-1,599	-1,660	-2,131	-0,481	-2,737	-1,790	-2,165	-2,117	-2,274	-1,649
4575	-2,003	-1,600	-1,664	-2,105	-0,477	-2,683	-1,781	-2,137	-2,100	-2,250	-1,637
4600	-1,995	-1,589	-1,645	-2,092	-0,482	-2,660	-1,762	-2,131	-2,077	-2,211	-1,625
4625	-1,987	-1,587	-1,634	-2,067	-0,481	-2,655	-1,754	-2,130	-2,066	-2,208	-1,616
4650	-1,994	-1,593	-1,624	-2,089	-0,477	-2,682	-1,776	-2,154	-2,080	-2,231	-1,634
4675	-2,001	-1,595	-1,625	-2,079	-0,483	-2,690	-1,779	-2,139	-2,074	-2,214	-1,634
4700	-2,002	-1,590	-1,617	-2,075	-0,479	-2,647	-1,773	-2,100	-2,065	-2,200	-1,629
4725	-1,995	-1,589	-1,623	-2,066	-0,467	-2,646	-1,757	-2,091	-2,052	-2,184	-1,621
4750	-1,988	-1,589	-1,630	-2,050	-0,463	-2,646	-1,736	-2,107	-2,042	-2,187	-1,613
4775	-1,990	-1,581	-1,628	-2,050	-0,455	-2,651	-1,731	-2,158	-2,040	-2,187	-1,601
4800	-1,982	-1,572	-1,628	-2,040	-0,444	-2,622	-1,720	-2,128	-2,027	-2,168	-1,600
4825	-1,992	-1,586	-1,638	-2,034	-0,447	-2,614	-1,722	-2,120	-2,031	-2,169	-1,612
4850	-2,054	-1,653	-1,668	-2,066	-0,478	-2,595	-1,758	-2,141	-2,064	-2,190	-1,648
4875	-2,023	-1,625	-1,672	-2,072	-0,494	-2,618	-1,756	-2,100	-2,046	-2,170	-1,636
4900	-1,995	-1,596	-1,651	-2,028	-0,458	-2,560	-1,724	-2,041	-2,017	-2,131	-1,612
4925	-2,005	-1,599	-1,649	-2,026	-0,473	-2,520	-1,724	-2,003	-2,015	-2,126	-1,615
4950	-1,990	-1,592	-1,640	-2,013	-0,454	-2,547	-1,703	-2,048	-1,994	-2,125	-1,600
4975	-2,001	-1,603	-1,640	-2,023	-0,461	-2,622	-1,717	-2,118	-2,013	-2,143	-1,611

Таблица 3 (продолжение)

$\lambda, \text{\AA}$	τ_{Per}	γ_{Per}	ε_{Aur}	ζ_{Aur}	α_{Aur}	BS 2002	β_{Cyg}	δ_{Sge}	31 Cyg	32 Cyg	η_{Peg}
5000	-2,012	-1,613	-1,653	-2,042	-0,486	-2,630	-1,741	-2,123	-2,041	-2,163	-1,627
5025	-2,010	-1,616	-1,658	-2,049	-0,486	-2,588	-1,746	-2,103	-2,037	-2,159	-1,626
5050	-2,003	-1,598	-1,647	-2,016	-0,468	-2,532	-1,720	-2,043	-2,006	-2,123	-1,606
5075	-2,005	-1,594	-1,648	-2,012	-0,467	-2,504	-1,727	-2,028	-2,018	-2,135	-1,605
5100	-1,998	-1,593	-1,639	-2,018	-0,467	-2,492	-1,728	-2,012	-2,021	-2,135	-1,604
5125	-2,004	-1,600	-1,651	-2,031	-0,475	-2,501	-1,743	-2,004	-2,031	-2,141	-1,614
5150	-2,010	-1,614	-1,658	-2,053	-0,487	-2,514	-1,765	-2,021	-2,050	-2,166	-1,628
5175	-2,022	-1,625	-1,668	-2,084	-0,496	-2,589	-1,771	-2,152	-2,065	-2,200	-1,635
5200	-2,015	-1,612	-1,665	-2,050	-0,482	-2,582	-1,733	-2,093	-2,026	-2,157	-1,620
5225	-2,011	-1,606	-1,654	-2,012	-0,479	-2,542	-1,711	-2,013	-1,992	-2,097	-1,617
5250	-2,009	-1,606	-1,659	-2,000	-0,481	-2,517	-1,716	-2,016	-1,997	-2,100	-1,618
5275	-1,983	-1,582	-1,673	-1,992	-0,486	-2,472	-1,701	-1,963	-1,937	-2,061	-1,612
5300	-1,998	-1,594	-1,664	-1,949	-0,466	-2,424	-1,662	-1,920	-1,920	-2,025	-1,592
5325	-1,980	-1,574	-1,654	-1,922	-0,451	-2,417	-1,678	-1,929	-1,950	-2,039	-1,599
5350	-1,991	-1,594	-1,657	-1,922	-0,458	-2,402	-1,651	-1,900	-1,917	-2,001	-1,587
5375	-1,996	-1,592	-1,653	-1,952	-0,471	-2,392	-1,664	-1,909	-1,930	-2,016	-1,591
5400	-1,995	-1,597	-1,661	-1,919	-0,459	-2,370	-1,681	-1,884	-1,951	-2,022	-1,601
5425	-1,997	-1,592	-1,657	-1,917	-0,450	-2,425	-1,665	-1,884	-1,919	-2,004	-1,594
5450	-1,996	-1,597	-1,660	-1,927	-0,464	-2,422	-1,653	-1,869	-1,920	-2,018	-1,588
5475	-1,995	-1,595	-1,667	-1,917	-0,461	-2,427	-1,665	-1,854	-1,930	-2,017	-1,598
5500	-1,996	-1,598	-1,666	-1,907	-0,459	-2,400	-1,646	-1,842	-1,915	-2,003	-1,599
5525	-1,995	-1,598	-1,666	-1,897	-0,464	-2,372	-1,640	-1,897	-1,897	-1,979	-1,590
5550	-1,997	-1,605	-1,660	-1,890	-0,470	-2,394	-1,655	-1,905	-1,894	-1,974	-1,592
5575	-2,010	-1,605	-1,664	-1,903	-0,423	-2,403	-1,649	-1,923	-1,907	-1,988	-1,602
5600	-1,997	-1,608	-1,666	-1,901	-0,469	-2,434	-1,645	-1,963	-1,903	-1,985	-1,598
5625	-2,011	-1,609	-1,676	-1,914	-0,474	-2,413	-1,647	-1,944	-1,905	-1,984	-1,608
5650	-2,013	-1,609	-1,681	-1,898	-0,473	-2,380	-1,635	-1,919	-1,890	-1,971	-1,603
5675	-2,014	-1,619	-1,679	-1,909	-0,469	-2,373	-1,653	-1,902	-1,899	-1,982	-1,603
5700	-2,006	-1,598	-1,676	-1,883	-0,461	-2,358	-1,631	-1,889	-1,876	-1,952	-1,591
5725	-2,010	-1,607	-1,674	-1,880	-0,460	-2,351	-1,628	-1,875	-1,881	-1,939	-1,596
5750	-2,009	-1,612	-1,684	-1,885	-0,464	-2,356	-1,637	-1,865	-1,893	-1,952	-1,602
5775	-1,991	-1,608	-1,683	-1,869	-0,461	-2,317	-1,613	-1,832	-1,854	-1,913	-1,589
5800	-1,997	-1,594	-1,674	-1,840	-0,452	-2,315	-1,604	-1,846	-1,841	-1,912	-1,578
5825	-2,005	-1,600	-1,681	-1,856	-0,459	-2,339	-1,612	-1,846	-1,855	-1,932	-1,589
5850	-2,019	-1,621	-1,686	-1,890	-0,478	-2,406	-1,635	-1,972	-1,912	-2,006	-1,606

Таблица 3 (продолжение)

$\lambda, \text{\AA}$	τ_{Per}	γ_{Per}	ε_{Aug}	ζ_{Aug}	α_{Aug}	BS 2902	β_{Cyg}	δ_{Sge}	31 Cyg	32 Cyg	η_{Peg}
5900	-2,020	-1,619	-1,712	-1,915	-0,483	-2,430	-1,638	-2,005	-1,890	-1,987	-1,609
5925	-2,014	-1,613	-1,695	-1,863	-0,468	-2,411	-1,608	-1,964	-1,861	-1,946	-1,598
5950	-2,008	-1,602	-1,694	-1,852	-0,468	-2,350	-1,608	-1,946	-1,854	-1,935	-1,596
5975	-2,008	-1,608	-1,703	-1,843	-0,469	-2,338	-1,614	-1,911	-1,858	-1,932	-1,592
6000	-2,010	-1,610	-1,699	-1,845	-0,474	-2,326	-1,622	-1,881	-1,861	-1,922	-1,598
6025	-2,005	-1,612	-1,702	-1,830	-0,472	-2,287	-1,614	-1,845	-1,840	-1,898	-1,601
6050	-2,005	-1,604	-1,710	-1,826	-0,465	-2,243	-1,601	-1,817	-1,832	-1,898	-1,601
6075	-2,010	-1,611	-1,700	-1,830	-0,470	-2,234	-1,615	-1,801	-1,841	-1,885	-1,593
6100	-2,022	-1,625	-1,705	-1,837	-0,480	-2,256	-1,618	-1,785	-1,856	-1,893	-1,604
6125	-2,023	-1,632	-1,715	-1,853	-0,483	-2,258	-1,633	-1,789	-1,856	-1,898	-1,606
6150	-2,041	-1,641	-1,701	-1,857	-0,487	-2,305	-1,635	-1,789	-1,865	-1,915	-1,613
6175	-2,029	-1,632	-1,697	-1,854	-0,481	-2,384	-1,629	-1,856	-1,871	-1,932	-1,622
6200	-2,021	-1,637	-1,707	-1,871	-0,468	-2,389	-1,628	-1,960	-1,871	-1,946	-1,613
6225	-2,035	-1,638	-1,706	-1,888	-0,476	-2,426	-1,631	-1,988	-1,876	-1,961	-1,616
6250	-2,036	-1,646	-1,715	-1,892	-0,476	-2,415	-1,649	-2,023	-1,897	-1,992	-1,618
6275	-2,038	-1,636	-1,720	-1,867	-0,486	-2,345	-1,632	-1,986	-1,904	-1,981	-1,628
6300	-2,039	-1,646	-1,724	-1,856	-0,480	-2,321	-1,636	-1,931	-1,880	-1,940	-1,616
6325	-2,030	-1,641	-1,721	-1,849	-0,482	-2,275	-1,622	-1,880	-1,876	-1,924	-1,627
6350	-2,041	-1,632	-1,732	-1,847	-0,489	-2,265	-1,638	-1,823	-1,868	-1,908	-1,619
6375	-2,039	-1,634	-1,734	-1,836	-0,485	-2,221	-1,623	-1,789	-1,857	-1,891	-1,626
6400	-2,039	-1,641	-1,733	-1,834	-0,487	-2,184	-1,624	-1,766	-1,853	-1,885	-1,628
6425	-2,035	-1,637	-1,735	-1,827	-0,490	-2,184	-1,623	-1,753	-1,847	-1,882	-1,629
6450	-2,035	-1,651	-1,741	-1,827	-0,493	-2,118	-1,626	-1,737	-1,845	-1,873	-1,626
6475	-2,050	-1,658	-1,754	-1,832	-0,504	-2,205	-1,642	-1,759	-1,855	-1,879	-1,635
6500	-2,071	-1,665	-1,753	-1,843	-0,502	-2,239	-1,642	-1,801	-1,870	-1,912	-1,646
6525	-2,056	-1,661	-1,754	-1,830	-0,493	-2,217	-1,622	-1,761	-1,847	-1,880	-1,634
6550	-2,084	-1,677	-1,745	-1,834	-0,493	-2,145	-1,642	-1,760	-1,869	-1,890	-1,653
6575	-2,073	-1,680	-1,742	-1,833	-0,502	-2,142	-1,638	-1,771	-1,868	-1,886	-1,654
6600	-2,051	-1,655	-1,737	-1,809	-0,486	-2,185	-1,616	-1,746	-1,844	-1,886	-1,635
6625	-2,051	-1,649	-1,734	-1,798	-0,483	-2,190	-1,619	-1,754	-1,837	-1,873	-1,629
6650	-2,053	-1,645	-1,736	-1,798	-0,488	-2,201	-1,614	-1,790	-1,837	-1,861	-1,629
6675	-2,046	-1,647	-1,744	-1,807	-0,495	-2,231	-1,611	-1,807	-1,838	-1,871	-1,628
6700	-2,051	-1,648	-1,741	-1,808	-0,493	-2,228	-1,613	-1,824	-1,837	-1,875	-1,632
6725	-2,060	-1,649	-1,749	-1,808	-0,499	-2,250	-1,618	-1,845	-1,834	-1,878	-1,636
6750	-2,059	-1,660	-1,758	-1,822	-0,505	-2,228	-1,620	-1,839	-1,838	-1,886	-1,638
6775	-2,060	-1,661	-1,755	-1,807	-0,500	-2,222	-1,617	-1,809	-1,841	-1,890	-1,638
									-1,841	-1,878	-1,642

Таблица 3 (окончание)

$\lambda, \text{\AA}$	τ_{Per}	γ_{Per}	ε_{Aug}	ζ_{Aug}	α_{Aug}	BS 2302	β_{Cyg}	δ_{Sge}	31 Cyg	32 Cyg	η_{Peg}
6800	-2,063	-1,668	-1,764	-1,813	-0,504	-2,224	-1,624	-1,815	-1,840	-1,880	-1,645
6825	-2,058	-1,651	-1,742	-1,800	-0,497	-2,172	-1,609	-1,771	-1,830	-1,867	-1,639
6850	-2,069	-1,657	-1,747	-1,817	-0,490	-2,178	-1,616	-1,750	-1,838	-1,868	-1,634
6875	-2,073	-1,670	-1,769	-1,825	-0,519	-2,158	-1,616	-1,729	-1,835	-1,857	-1,649
6900	-2,061	-1,666	-1,782	-1,802	-0,526	-2,131	-1,621	-1,701	-1,830	-1,848	-1,650
6925	-2,062	-1,665	-1,777	-1,800	-0,517	-2,109	-1,631	-1,698	-1,844	-1,860	-1,658
6950	-2,059	-1,673	-1,777	-1,819	-0,518	-2,101	-1,641	-1,673	-1,851	-1,860	-1,666
6975	-2,067	-1,678	-1,782	-1,817	-0,526	-2,095	-1,649	-1,655	-1,855	-1,856	-1,660
7000	-2,089	-1,688	-1,798	-1,826	-0,538	-2,105	-1,647	-1,631	-1,863	-1,868	-1,676
7025	-2,095	-1,697	-1,791	-1,837	-0,549	-2,091	-1,647	-1,631	-1,851	-1,863	-1,668
7050	-2,104	-1,706	-1,789	-1,821	-0,542	-2,112	-1,641	-1,701	-1,845	-1,869	-1,676
7075	-2,095	-1,689	-1,791	-1,837	-0,555	-2,192	-1,651	-1,773	-1,856	-1,895	-1,678
7100	-2,115	-1,711	-1,824	-1,873	-0,574	-2,230	-1,659	-1,814	-1,878	-1,916	-1,679
7125	-2,104	-1,704	-1,800	-1,836	-0,574	-2,249	-1,666	-1,838	-1,882	-1,922	-1,683
7150	-2,125	-1,720	-1,823	-1,877	-0,578	-2,257	-1,670	-1,838	-1,885	-1,922	-1,692
7175	-2,134	-1,826	-1,808	-1,859	-0,566	-2,195	-1,680	-1,805	-1,883	-1,911	-1,701
7200	-2,107	-1,707	-1,807	-1,852	-0,591	-2,181	-1,657	-1,776	-1,867	-1,884	-1,690
7225	-2,120	-1,716	-1,795	-1,824	-0,568	-2,145	-1,664	-1,733	-1,854	-1,876	-1,700
7250	-2,134	-1,727	-1,806	-1,844	-0,571	-2,115	-1,665	-1,699	-1,867	-1,875	-1,702
7275	-2,143	-1,731	-1,809	-1,830	-0,582	-2,086	-1,670	-1,654	-1,871	-1,875	-1,709
7300	-2,132	-1,721	-1,816	-1,836	-0,565	-2,015	-1,665	-1,617	-1,871	-1,855	-1,706
7325	-2,124	-1,723	-1,811	-1,837	-0,570	-2,031	-1,681	-1,616	-1,868	-1,859	-1,707
7350	-2,143	-1,740	-1,807	-1,832	-0,579	-2,001	-1,670	-1,589	-1,863	-1,854	-1,715
7375	-2,134	-1,741	-1,839	-1,821	-0,575	-2,013	-1,667	-1,587	-1,869	-1,846	-1,722
7400	-2,134	-1,728	-1,835	-1,821	-0,575	-1,982	-1,674	-1,586	-1,866	-1,848	-1,717
7425	-2,140	-1,742	-1,842	-1,829	-0,574	-2,009	-1,673	-1,580	-1,862	-1,841	-1,714
7450	-2,126	-1,729	-1,834	-1,826	-0,576	-1,997	-1,671	-1,569	-1,862	-1,841	-1,714
7475	-2,153	-1,738	-1,838	-1,805	-0,584	-2,001	-1,671	-1,564	-1,852	-1,834	-1,708
7500	-2,144	-1,724	-1,833	-1,816	-0,585	-1,956	-1,657	-1,551	-1,850	-1,814	-1,707
7525	-2,126	-1,733	-1,838	-1,795	-0,583	-1,940	-1,675	-1,555	-1,847	-1,818	-1,720
7550	-2,126	-1,733	-1,838	-1,795	-0,583	-1,940	-1,675	-1,555	-1,847	-1,818	-1,720
σ_1	20	10	12	17	11	40	9	18	22	17	15
σ_2	8	6	10	15	6	30	7	14	16	15	9
σ_3	8	6	10	12	10	25	6	9	9	10	9
σ_4	5	4	4	6	5	10	4	5	6	6	7
σ_5	9	5	8	8	5	12	6	4	9	6	7

ным классам, эта информация может быть получена по виду спектра в красной или синей области, где вклад другого компонента менее существен.

3. Межзвездное поглощение трудно отделимо от эффектов химического состава и светимости, поэтому необходима дополнительная информация о нем.

4. Несмотря на то что, кроме межзвездного поглощения, мы имеем еще два неизвестных параметра (спектр второго компонента и отношение светимостей), привлечение других спектральных и фотометрических данных и дополнительных соображений дает надежду на успех.

В случае, когда в двойной системе компоненты сильно различаются по спектральным классам, а, как видно из табл. 1, в основном исследовались именно такие звезды, задача облегчается тем, что второй компонент — это ранняя звезда, распределение энергии в спектре которой в принятом спектральном диапазоне характеризуют как величина бальмеровского скачка, так и градиент до и после скачка, т. е. также три параметра. Задачу в таком случае можно считать в принципе разрешимой. Трудность, однако, состоит в том, что из-за малого спектрального интервала за бальмеровским скачком (350—400 Å) и неизбежных ошибок наблюдений градиент там определяется довольно неуверенно. Неоценимую помощь в этом случае могут оказать внеатмосферные наблюдения в ультрафиолетовой области спектра.

Анализ полученных из наблюдений кривых распределения энергии в спектрах двойных звезд в каждом конкретном случае начинался с критического рассмотрения данных о межзвездном поглощении в направлении на исследуемую звезду и о ее параллаксе. После того как было выбрано наиболее правдоподобное значение A_V , наблюдаемое распределение энергии исправлялось за межзвездное поглощение. При этом использовалась средняя кривая межзвездного поглощения, определенная Уитфордом [14] и табулированная Страйжисом [15]. Значения A_V большей частью были оценены с помощью карт и графиков Некеля [16], Фитцджеральда [17] и Кнуде [18].

Из исправленных за межзвездное поглощение и нормированных к единице в длине волны $\lambda_0 = 5550$ Å наблюдаемых значений $E_{\lambda}^{\text{наб}}/E_{5550}^{\text{наб}}$ в каждой длине волны вычислялась разность

$$\Delta_{\lambda} = (E_{\lambda}^{\text{наб}}/E_{5550}^{\text{наб}}) - x (E_{\lambda}/E_{5550})_1,$$

где $E_{\lambda}^{\text{наб}}/E_{5550}^{\text{наб}}$ представляет собой распределение энергии в спектре исследуемой звезды, $(E_{\lambda}/E_{5550})_1$ — среднее распределение энергии для звезды спектрального класса, приписываемого главному компоненту системы, x — вклад излучения главной звезды в общий спектр в длине волны 5550 Å. Первоначальное приближенное значение x оценивалось или из хода с длиной волны отклонения распределения энергии в спектре главной звезды от наблюдаемого суммарного спектра, или в случае затменных двойных, из опубликованных данных о наблюдаемых глубинах минимумов в разных лучах. Значения полученных разностей Δ_{λ} также нормируются к единице в длине волны 5550 Å. Сравнивая графики полученных таким образом значений $\lg (\Delta_{\lambda}/\Delta_{5550})$ в зависимости от длины волны с имеющимися данными о среднем распределении энергии в спектрах звезд, можно попытаться найти такую комбинацию спектров, которая бы наилучшим образом представляла наблюдаемый составной спектр.

Из-за ошибок наблюдений в длине волны 5550 Å, к которой производится нормировка, редко можно ожидать полного совпадения $\lg (\Delta_{\lambda}/\Delta_{5550})$ и $\lg (E_{\lambda}/E_{5550})_2$ — подобранного среднего распределения энергии в спектре второго компонента. Поэтому, после того как оба этих графика удалось совместить наилучшим образом, определялась разность

$$\delta = \lg (\Delta_{\lambda}/\Delta_{5550}) - \lg (E_{\lambda}/E_{5550})_2,$$

обусловленная как ошибкой наблюдений, так и неточностью данных, при-

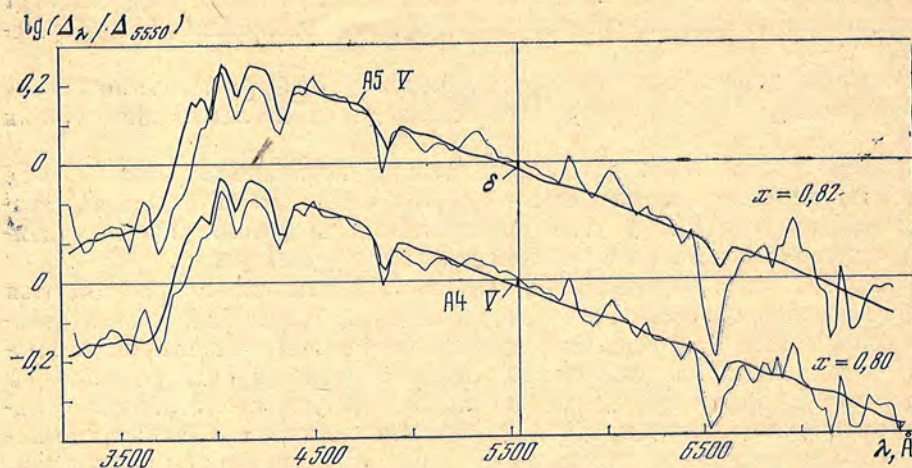


Рис. 2. Определение спектрального класса второго компонента и весовых множителей x и y для системы τ Per

ных для спектра главного компонента в длине волны 5550 Å. Полученная разность дает возможность оценить вклад второго компонента в общее излучение в этой длине волны: $y = (1 - x) \cdot 10^8$, или, другими словами, отношение светимостей компонентов $L_1(5550)/L_2(5550) = x/y$.

Вычисленное распределение энергии в спектре исследуемой звезды

$$E_{\lambda}^{\text{выч}} = [x(E_{\lambda}/E_{5550})_1 + y(E_{\lambda}/E_{5550})] E_{5550}^{\text{наб}},$$

нормированное к наблюдаемому в длине волны 5550 Å, сравнивалось затем с наблюдаемым распределением. Величина разности $\lg E_{\lambda}^{\text{наб}} - \lg E_{\lambda}^{\text{выч}}$ и ее ход с длиной волны служили окончательными критериями правильности принятой комбинации. Подобранный комбинация считалась удовлетворительной, если средняя величина этой разности не превышала более чем в три раза средние ошибки наблюдений в данной длине волны.

Спектральные классы двойных звезд, определенные по указанной методике, приведены в 10-й колонке табл. 1. Значения весовых множителей x и y даны в 11-й и 12-й колонках.

τ Per. Определенное по таблицам Некеля межзвездное поглощение для этой звезды варьирует от $A_V = 0^m08$ до $A_V = 0^m22$, по данным Фитцджеральда $A_V = 0^m12$. Принятое значение $A_V = 0^m12$.

На рис. 2 в качестве иллюстрации примененной методики приведены графики $\lg(\Delta\lambda/\Delta_{5550})$ в зависимости от длины волны для $x = 0.82$ в случае, если главному компоненту приписать спектральный класс G5 III, и для $x = 0.80$, если спектральный класс главного компонента G8 III. Как видно из графиков, наблюдаемый спектр можно представить как комбинацией G5 III + A5 V, так и G8 III + A4 V. Разность вычисленного и наблюдаемого распределений энергии в спектре, показанная на рис. 3 пунктиром для комбинации G8 III + A5 V и сплошной линией для комбинации G5 III + A4 V, также не дает ответа на вопрос, какой из этих вариантов предпочесть. Практически совпадая с вычисленным в обоих случаях с точностью до 0^m1 , не дает ответа и соотношение средних абсолютных визуальных звездных величин для этих спектральных классов, взятое из таблиц Готтлиба [19]. Дополнительным соображением в пользу комбинации G5 III + A5 V является близость показателей цвета из VRIJK-фотометрии Джонсона и др. [13] к показателям цвета звезд класса G5 III.

γ Per. Определенное с помощью карт и таблиц Некеля значение $A_V = 0^m24$, по данным Фитцджеральда $A_V = 0^m12$. Поскольку в каталоге Джамера и др. [20], полученном с помощью наблюдений на спутнике TD-1 (S 2—68), для γ Per имеются данные о распределении энергии в ультрафиолетовой области, то, сравнивая его с данными этого же каталога

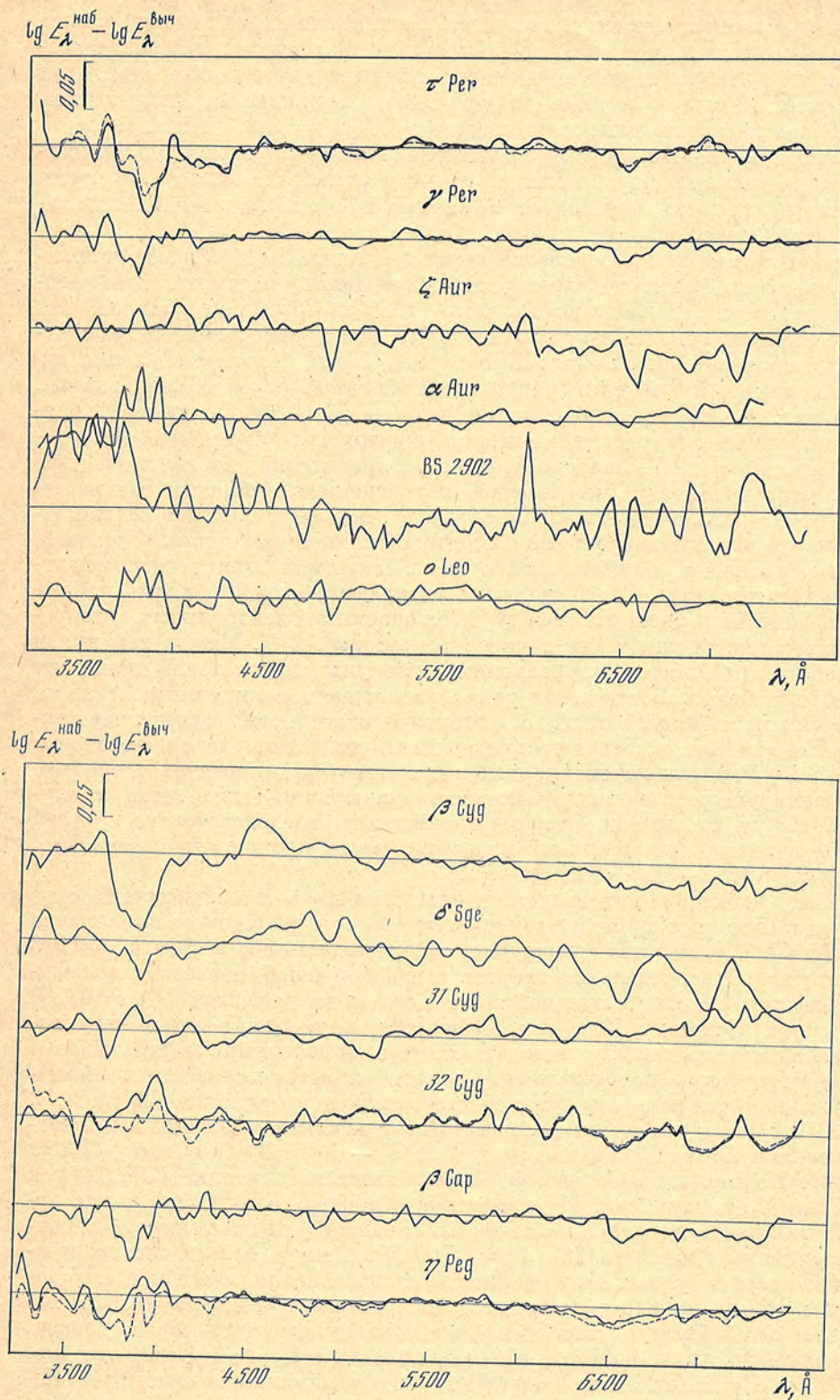


Рис. 3. Результат сопоставления наблюдаемого и вычисленного распределений энергии в спектрах двойных звезд

τ Per — сплошная линия для комбинации G5 III + A5 V, штриховая — для G8 III + A4 V; γ Per — G8 III + A2 V; ζ Aur — K4 II + B5 V; α Aur — G7 III + G2 III; BS 2902 — M2 Iab + B3 V; o Leo — G2 III + A5 V; β Cyg — K3 Ib + B8 V; δ Sge — M2,5 II—III + B9 V; 31 Cyg — K3 Ib + B3 V; 32 Cyg — сплошная линия для K5 II + B3 V, штриховая для K5 II + B5 V; β Cap — K0 II—III + B8 V; η Peg — сплошная линия для G8 III + F2 IV, штриховая для G8 II + F2 III

для звезд ранних спектральных классов, считая, что вклад поздней звезды в этой области мал, можно было попытаться как определить спектр второго компонента, так и уточнить значение межзвездного поглощения. При этом использовалась кривая межзвездного поглощения, приведенная в этом же каталоге для соотношения $A_V/E_{B-V} = 3,2$. Оказалось, что распределение энергии в спектре в интервале 1380—2740 Å весьма напоминает распределение энергии для η Vir — звезды класса A2 V, в то время как для других звезд, как класса A0 V, так и A3 V, ход с длиной волны заметно отличается.

Однако все попытки подобрать такие значения A_V и весовых множителей x и y , которые бы удовлетворяли наблюдаемому распределению энергии во всем спектральном диапазоне от 1380 до 7550 Å не удалось: для этого бы пришлось взять $A_V = 0^m8$ и $y = 0,7$, что противоречит виду спектра в длинноволновой области. Кроме того, столь большое значение A_V кажется невероятным для сравнительно близкой ($\pi_T = 0",011$) звезды.

На рис. 3 изображен ход с длиной волны разности между наблюдаемым и вычисленным распределениями энергии для комбинации A2 V + G8 III. На рис. 4 показано среднее распределение энергии в спектре γ Per, исправленное за межзвездное поглощение с принятым значением $A_V = 0^m24$, дающим наилучшее согласие для вычисленного и наблюдаемого спектров в визуальной области. В верхней части рис. 4 указана средняя величина ошибки приводимых значений для разных спектральных интервалов. Как видно, в ультрафиолетовой области наблюдается заметная разность между наблюдаемым спектральным распределением энергии для γ Per и спектром звезды A2 V. Между тем вклад поздней звезды в общее излучение системы в ультрафиолетовом диапазоне пренебрежимо мал. Этот факт, а также расхождение между вычисленными и взятыми из таблиц Готтлиба отношениями светимостей, отмеченное также и Бангом [5], заставляют предполагать или наличие третьего тела в системе γ Per, или переменность блеска второго компонента. Несколько уменьшить указанные выше расхождения возможно также, если приписать большую светимость второму компоненту, а следовательно, и всей системе в целом. Спектральный класс системы в таком случае, вероятно, близок к G8 II—III + A2 III—IV.

§ Aug. Значение межзвездного поглощения $A_V = 1^m35$, полученное из графиков Некеля с помощью определенного ван де Кампом параллакса $\pi = 0",00172$ [6], хорошо согласуется с определенным Вульфом $A_V = 1^m3$ [21] по форме распределения энергии в инфракрасной области для поздней A-звезды, а также с оценкой межзвездного покраснения $E_{B-V} = 0^m39$, полученной Кастелли [22], использовавшей нормальные цвета сверхгигантов. Кроме изменений блеска, вызванных затмениями, звезда показывает и физическую переменность. Спектрофотометрические данные получены нами в разные фазы 85-дневного цикла переменности. Из табл. 2 видно, что этим изменениям соответствует разность вычисленных звездных величин $\Delta V = 0^m12$ и показателей $\Delta(U - B) \approx 0^m05$ и $\Delta(B - V) \approx 0^m01$. Из анализа наблюдений, выполненных на спутнике IUE, Хак и Селвелли [23] заключили, что в системе возможен горячий спутник с эффективной температурой $T_e = 15\,000$ К (температура главного компонента, по данным Кастелли [22], $T_e = 7800$ К). Однако сопоставление приводимого ими в абсолютных единицах распределения энергии в спектре системы с данными для ранних звезд из каталога Джамера и др. [20] показывает очень быстрый спад потока в крайней ультрафиолетовой области, что, возможно, указывает на дополнительное поглощение в самой системе.

§ Aug. Прототип затменно-двойных звезд, состоящих из позднего гиганта высокой светимости и горячего спутника. В обзоре Боцула [24] оценки спектрального класса главного компонента колеблются от K4 III до K4 Ib, для спутника — от B6 V до B8 V. Общепринято считать, что спектральный класс главного компонента K4 II.

На основании величины тригонометрического параллакса $\pi_T = 0",002$, полученной по таблицам Некеля, значение $A_V = 0^m54$. Наблюдения, вы-

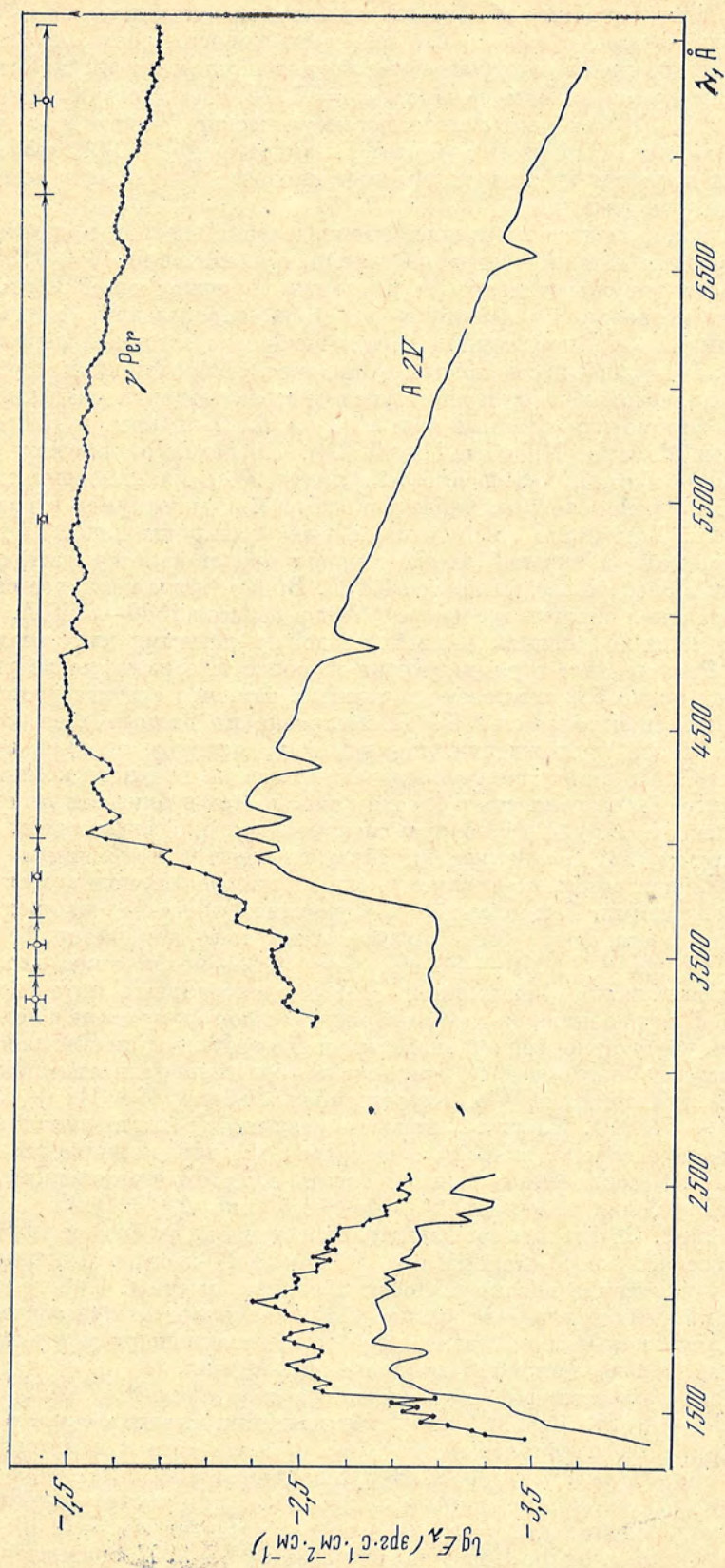


Рис. 4. Распределение энергии в спектре γ Per

полненные во время затмения 1963 г. Баппу и др. [25], дают оценку $A_V = 0^m3$. Банг, сопоставляя составные цвета для комбинации K4 II + B8 V с наблюдаемыми, отмечает, что они дают хорошее согласие с наблюдаемыми везде, кроме голубой области, для принятого им избытка цвета в его инструментальной системе $E_{b-i} = 0^m34$, соответствующего значению $A_V = 0^m38$. Имеющиеся спектрофотометрические данные в ультрафиолетовой области спектра по данным Джамера и др. [20] позволили уточнить спектральный класс второго компонента и получить оценку межзвездного поглощения.

На рис. 5 приведено среднее распределение энергии в спектра ζ Aur, исправленное за межзвездное поглощение при значении $A_V = 0^m35$. В верхней части рисунка указана характерная величина ошибки этого среднего из нескольких сделанных за сезон определений, характеризующая так точность наблюдений, так и разброс, вызванный переменностью звезды. В нижней части показано положение и полуширина полос, в которых производилась в течение последних нескольких затмений узкополосная фотометрия. Данные взяты на сводки Кийокава и Китакура [26] и статьи Маморо, Хидео и Кеичи [27]. Крестиками помечены значения монохроматических освещенностей, полученные из измеренных, определенных по узкополосным наблюдениям глубин минимумов в разных длинах волн. Как видно из рисунка, с учетом ширины полос спектральное распределение в главной звезде хорошо представляется распределением энергии в спектре звезды класса K4 II. Видно также неплохое совпадение распределения энергии в спектре ζ Aur в области 1380—2740 Å, где поток определяется в основном ранней звездой, и данными для звезды класса B5 V. Расхождение в длинноволновой области, как видно из рис. 3, составляет около 5% и вызвано, очевидно, тем, что среднее распределение энергии в спектре звезды K4 II построено по данным всего для одной звезды, и это расхождение, по-видимому, целиком следует отнести за счет ошибки в принятом распределении энергии главного компонента.

α Aur. Малая разность в блеске компонентов и близость их спектральных классов затрудняют точную спектральную классификацию. Полученная Райтом [28] из анализа линейчатого спектра комбинация G0 III + G5 III считается, по-видимому, общепринятой и используется многими исследователями. Тем не менее, как указано Бангом [5], наблюдаемые показатели цвета могут быть представлены как комбинацией G4 III + G0 III, так и G8 III + F6 III. Спектрофотометрическое исследование звезды выполнено Франклином [29] в спектральном интервале 3400—5800 Å. К сожалению, из-за малого спектрального интервала и недостаточно точного учета атмосферной экстинкции его результат носит качественный характер, однако и он дает указание на большую разность спектральных классов компонентов, чем определенная Райтом (G8 III + F5 III или K0 III + F5 III). На рис. 3 показан результат сопоставления наблюдаемого распределения энергии с вычисленным для комбинации G7 III + G2 III. Весовые множители x и y взяты с учетом определенной из интерферометрических наблюдений разности блеска $\Delta V = 0^m25$.

BS 2902. Звезда принадлежит к классу двойных систем типа VV Сер, т. е. состоит из М-сверхгиганта и яркой Ве-звезды. Дополнительный вклад в излучение вносит и общая оболочка системы. Кроме того, главный компонент показывает физическую переменность. Эти обстоятельства затрудняют как подбор подходящей комбинации первого и второго компонентов, так и оценку межзвездного поглощения.

Звезда находится вблизи рассеянного скопления NGC 2422, для которого $A_V = 0^m24$. Это значение, по-видимому, следует считать верхним пределом. Для паралакса $\pi_T = 0''002$, приводимого в каталоге BS, таблицы Некеля дают $A_V = 0^m2$. В площадке SA 123, в которую попадает исследуемая звезда, по данным Кнуде [18], для этого значения паралакса покраснение $E_{b-y} = 0^m06$, что соответствует $A_V = 0^m13$. По-видимому, межзвездное поглощение для звезды BS 2902 сравнительно невелико и заключено в пределах 0,0—0^m13.

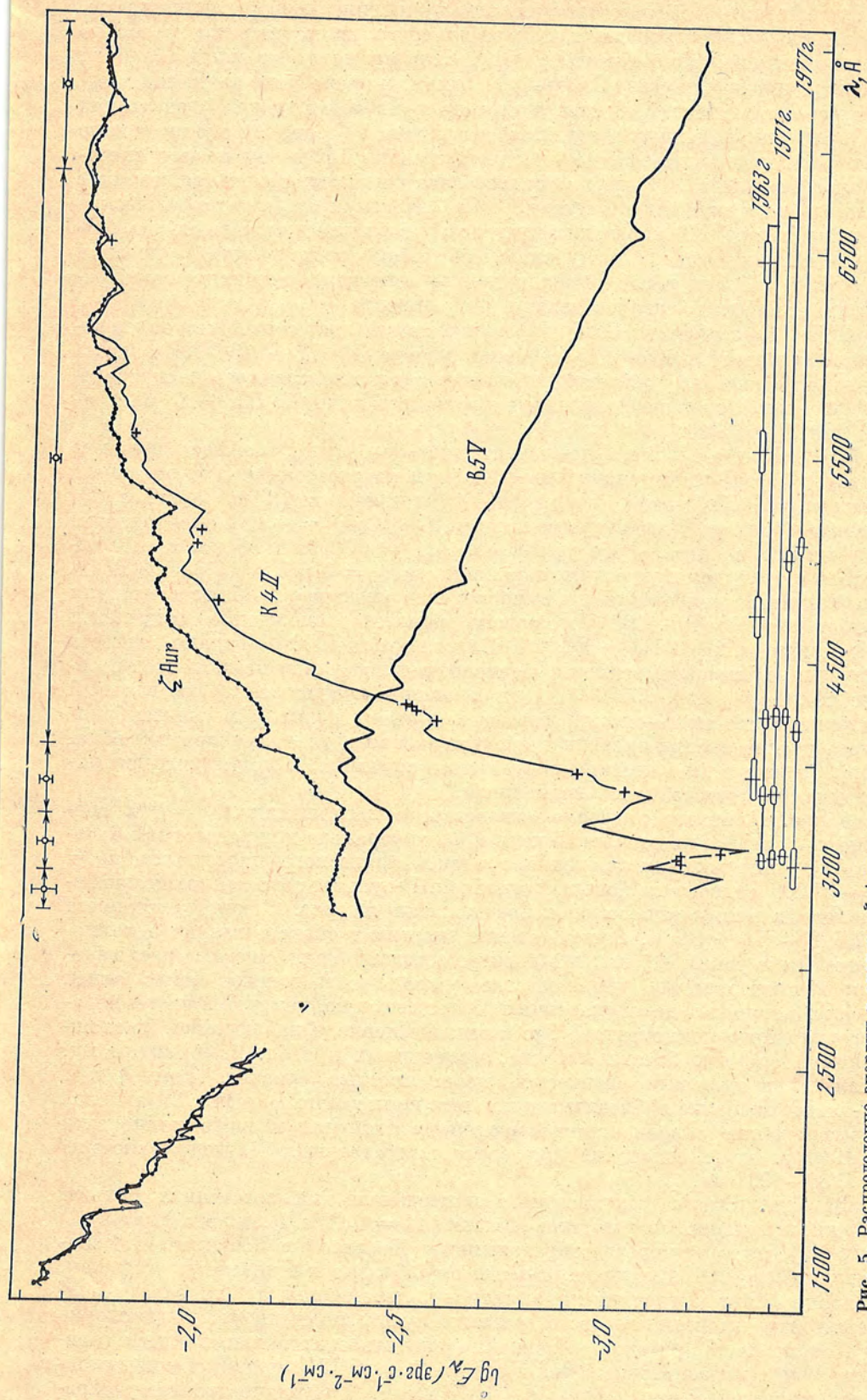


Рис. 5. Распределение энергии в спектре ζ Aur

Существенным обстоятельством, затрудняющим подбор, является то, что распределение энергии в спектре главного компонента построено по данным всего для одной звезды (α Ori). Если принять, что вклад оболочки в спектральном интервале 3800—4500 Å мал, и пренебречь влиянием межзвездного поглощения, то спектр второго компонента можно оценить как B3 V. Исходя из данных о других звездах типа VV Сер, эту оценку можно считать вполне разумной, не вносящей ошибки более чем на три спектральных подкласса. На рис. 3 сопоставлены наблюдаемое и вычисленное распределения энергии в спектре BS 2902. Значительные систематические расхождения за бальмеровским пределом и в районе линий водорода и D-линии натрия вызваны излучением оболочки, расхождения в красной области в районах голов окиси титана — ошибками в принятом распределении энергии в спектре главного компонента.

о Leo. Как отмечает Банг [5], наблюдаемый цвет соответствует спектральному классу немного более раннему, чем G0 III + A3 V. Из рис. 3 видно, что неплохое согласие наблюдаемого и вычисленного распределения энергии в спектре получается для комбинации G2 III + A5 V, взятой для $A_V = 0^m0$.

β Cyg. Кроме близкого компонента, дающего вклад в общее излучение системы, звезда имеет визуальный спутник на расстоянии 35", имеющего блеск $m_V = 5^m,5$. Считая, что он физически связан с β Cyg, Слеттбак [30] оценил абсолютную звездную величину $M_V(\beta \text{ Cyg}) = -2^m3$, что приводит к значению спектрального параллакса $\pi_S = 0",009$, в общем согласующегося с тригонометрическим параллаксом $\pi_T = 0",004$. На рис. 3 показан результат сопоставления вычисленного спектра с наблюдаемым для комбинации K3 Ib + B8 V. Гораздо меньшее расхождение получается для комбинации K3 III + B8 V в области около 4000 Å, однако разность визуальных звездных величин, вычисленная по вкладу компонентов в общее излучение около 5550 Å, дает основание предполагать, что главный компонент системы — яркий гигант или сверхгигант. Имеющиеся данные о распределении энергии в спектре звезды в ультрафиолетовой области [20] искажены влиянием визуального спутника, и поэтому их использование не представилось возможным.

δ Sge. Принятое значение межзвездного поглощения $A_V = 0^m2$ оценено как среднее по данным Некеля и Фитцджеральда для расстояния больше 200 пк, так как значение тригонометрического параллакса $\pi_T = -0",003$ отягощено большой ошибкой. Результат сопоставления наблюдаемого и вычисленного спектров показан на рис. 3 для комбинации M2,5 II—III + B9 V. Распределение энергии в спектре главного компонента взято таким же, как и в спектре звезды β Reg. Заметные расхождения в спектральных районах, где расположены головы окиси титана, возможно, дают указание на более высокую, чем у β Reg, температуру главного компонента δ Sge в течение периода наблюдений. Расхождения в оценках блеска и цвета, приводимых в табл. 2, по-видимому, реальны и вызваны физической переменностью главного компонента. 27-летнее значение орбитального периода из каталога Баттена [2], а также его замечание о возможном атмосферном затмении второго компонента в 1949 г. дают основание для более внимательного изучения системы в 1980—1981 гг.

31 Cyg. Оценка межзвездного поглощения для расстояния больше 200 пк, полученная из графиков Некеля ($A_V = 0^m2$) и Фитцджеральда ($A_V \geq 0^m12$), не противоречит определенному Херцегом и Шмидтом [31] значению $A_V = 0^m12$, которое, по-видимому, близко к истинному. Так как, подобно ζ Aur, звезда является затменно-переменной, то, используя значения глубин минимумов в разных лучах по данным Гильденкерна и Йохансена [32], можно независимо оценить спектральный класс главного компонента. (Приводимые в обзоре Боцула [24] оценки спектра главного компонента: от K2 Ib до K4 I.) На рис. 6 показано среднее распределение энергии в спектре звезды 31 Cyg, исправленное за межзвездное поглощение при $A_V = 0^m12$. Крестиками отмечены точки в спектре глав-

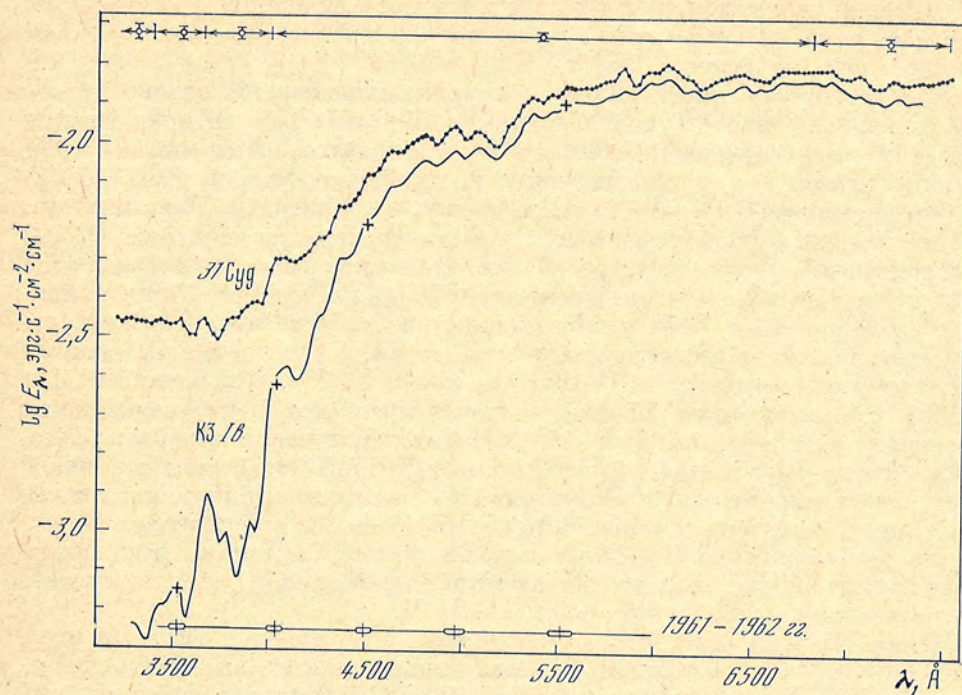


Рис. 6. Распределение энергии в спектре 31 Cyg

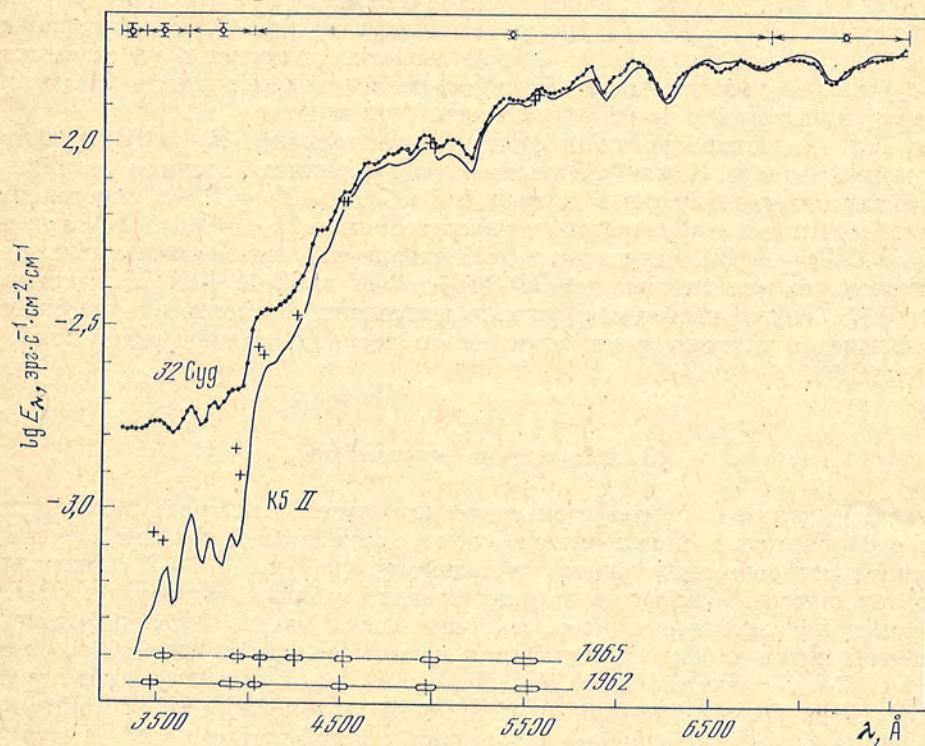


Рис. 7. Распределение энергии в спектре 32 Cyg

ного компонента, вычисленные из глубин минимумов по данным узкополосной фотометрии для затмения 1961—1962 гг., нанесенные с учетом ширины использовавшихся фильтров. Как видно из рисунка, распределение энергии в спектре главного компонента системы 31 Cyg можно неплохо представить кривой для звезды β Ara класса K3 Ib. Результат со-

поставления наблюдаемого и вычисленного для комбинации K3 Ib + B3 V спектров показан на рис. 3. Ближайшее ожидаемое затмение ранней звезды в системе будет в 1981 г.

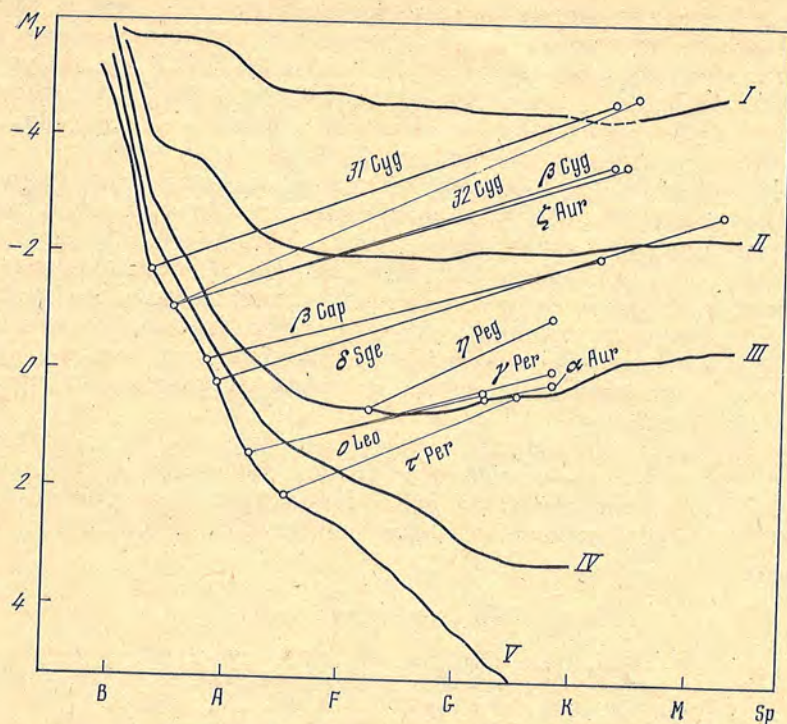
32 Cyg. Звезда также является затменно-переменной, однако затмение неполное. Определенное Херцегом и Шмидтом [31] по покраснению соседних звезд в площадке диаметром пять градусов значение $A_V = 0^m4$ заметно выше, чем из определенных по графикам Некеля ($A_V = 0^m13$) и Фитцджеральда ($A_V = 0^m12$). Измерения, выполненные Дюерти и др. [33] в далекой ультрафиолетовой области спектра на спутнике ОАО-2 (висконсинский эксперимент), показали, что спектр системы 32 Cyg в этой области весьма похож на спектр звезды 57 Cyg класса B5 V. Для принятого значения $A_V = 0^m35$ распределение энергии в спектре 32 Cyg показано на рис. 7. Крестиками отмечены точки, вычисленные по данным узкополосной фотометрии Йохансена и др. [34] для затмений 1962 и 1965 гг. Как видно из рисунка, можно принять, что спектральный класс главного компонента системы K5 II. Избыток излучения в коротковолновой области может быть объяснен неполным экранированием вторичной звезды во время затмения. Результат сопоставления наблюдаемого и вычисленного спектров для комбинации K5 II + B3 V (сплошная линия) и для комбинации K5 II + B5 V показан на рис. 3. Принимая во внимание данные внеатмосферных наблюдений, по-видимому, следует считать более реальной комбинацию K5 II + B5 V.

β Car. Весьма обстоятельное изучение этой тройной системы предпринято Эвансом и Фекелем [3]. Полученный ими из анализа линейчатого спектра и по результатам *UBVRJLK*-фотометрии спектральный класс системы K0 II—III + B8 V. Третий компонент, по-видимому, G-карлик. Результат сопоставления наблюдаемого и вычисленного для комбинации K0 II + B8 V спектров показан на рис. 3. Распределение энергии в далекой ультрафиолетовой области, полученное на спутнике TD-1 (S 2—68), запутано излучением расположенной рядом звезды и поэтому для анализа не использовалось.

η Peg. Значение тригонометрического параллакса $\pi_T = 0^s010$ взято по данным ван де Кампа и Дамкелера [7]. Принятая средняя величина межзвездного поглощения в визуальной области $A_V = 0^m12$ определена с этим значением параллакса по графикам Некеля ($A_V = 0^m11$) и Фитцджеральда ($A_V = 0^m12$). Результат сопоставления наблюдаемого и вычисленного спектров для комбинаций G8 III + F2 IV и G8 II + F2 III показан на рис. 3. Как показывает сравнение вычисленного спектроскопического параллакса с тригонометрическим, более реальна, по-видимому, комбинация G8 II + F2 III.

3. Обсуждение результатов

Определенные спектрофотометрическим путем спектральные классы исследовавшихся двойных систем суммированы в 10-й колонке табл. 1. Точность приводимых оценок, по-видимому, не хуже 1—2 спектральных подклассов. Как видно из рассмотрения таблицы, разность в спектральных классах компонентов, полученных из анализа спектрофотометрических данных, так же как и при использовании многоцветной фотометрии (7-я колонка таблицы), больше, чем полученная из изучения линейчатого спектра. Для случая многоцветной широкополосной фотометрии этот факт Банг [5] объяснил тем, что при классификации по линейчатому спектру из-за излучения вторичного компонента глубины линий, по которым производится классификация, замываются, и поэтому главному компоненту приписывается более ранний спектральный класс. Классификация с помощью спектрофотометрических данных имеет перед многоцветной фотометрией то преимущество, что помимо общего хода распределения энергии в спектрах компонентов используются и спектральные особенности: полосы и бленды линий.



Разность визуальных звездных величин компонентов, определенная из соотношения их вкладов в общее излучение системы в длине волны 5550 Å позволяет оценить с использованием средних абсолютных величин для звезд главной последовательности из сводки Готтлиба [19] также и значения абсолютных визуальных величин главных компонентов позднего спектрального класса и определить спектроскопические параллаксы π_s исследуемых звезд. Вычисленные таким образом π_s приведены в 13-й колонке табл. 1. Расхождения с тригонометрическими параллаксами больше, чем 0,006, по-видимому, вызваны как неточностью принятых средних данных Готтлиба [19], так и тем, что для звезд τ Per, γ Per и η Per следует вторичному компоненту приписать большую светимость. Отметим попутно, что в этом случае для γ Per будут наблюдаться меньшие расхождения в вакуумном ультрафиолете между наблюдаемым и вычисленным спектрами.

Используя значения средних для данного спектрального класса эффективных температур и болометрических поправок из таблиц Флауэра [35], можно попытаться сделать грубую оценку масс компонентов с помощью эволюционных треков, рассчитанных Ибенom [36] для звезд с солнечным содержанием тяжелых элементов, а также треков Олкока и Пачинского для $Z = 0,03$ и $Z = 0,01$ [37]. Эти значения, по-видимому, следует считать вполне приемлемыми для исследовавшихся звезд. Определенные таким образом средние значения масс компонентов, выраженные в единицах солнечной массы, приведены в 14-й и 15-й колонках табл. 1. Разумеется, эти оценки очень приближенные, так как они отягощены, во-первых, ошибками в принятых спектральных классах и соответствующих им средних температурах, во-вторых, ошибками интерполяции снятых с эволюционных треков значений. Критерием их правильности может служить сравнение со значениями масс, определенных для спектраль-

но-двойных затменных систем. К сожалению, такого рода данные имеются лишь для четырех из исследовавшихся звезд. Приведенные в обзоре Райта [38] оценки масс для ζ Aur (8,0 и 5,8 $\odot$), 31 Cyg (9,2 и 6,2 $\odot$), 32 Cyg (19; и 10: $\odot$), а также Эвансом и Фекелем [3] для β Car (4,2 и 3,7 $\odot$) показывают неплохое, до 20%, согласие со значениями, приводимыми в табл. 1, за исключением неуверенных данных для 32 Cyg.

Таким образом, анализ абсолютных спектрофотометрических данных для неразрешимых при обычных наблюдениях двойных звезд позволяет провести спектральную классификацию их компонентов и определить вклад каждого из них в общее излучение системы. С помощью этих данных можно оценить спектроскопический параллакс системы и массы компонентов. В некоторых случаях, если дополнительно имеются для исследуемой звезды абсолютные спектрофотометрические данные, полученные в вакуумном ультрафиолете, возможно также провести оценку межзвездного поглощения.

Автор глубоко благодарен А. А. Боярчуку, В. Б. Никонову и П. П. Добронравину, прочитавшим рукопись и сделавшим ряд ценных замечаний, Б. А. Бурнашевой за составление программ обработки данных на ЭВМ, Г. Е. Лактионовой за помощь в наблюдениях и обработке. Декабрь 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. Бурнашев В. И. — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1982, т. 65, с. 196.
2. Batten A. H. — *Publs. Domin. Astrophys. Observ.*, 1967, vol. 13, p. 119.
3. Evans D. S., Feckel F. C. — *Astrophys. J.*, 1979, vol. 228, p. 497.
4. Catalogue of bright stars/Ed. D. Hoffleit. 3d Ed. New Haven (Conn.), 1964.
5. Bahng J. D. R. — *Astrophys. J.*, 1958, vol. 128, p. 572.
6. van de Kamp P. — *Astron. J.*, 1978, vol. 83, p. 975.
7. van de Kamp P., Damkoehler J. E. — *Astron. J.*, 1957, vol. 62, p. 393.
8. Бурнашев В. И. — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1977, т. 57, с. 57.
9. Алексеев Н. А., Алексеева Г. А., Архаров А. А. и др. — В кн.: Тр. Гл. астроном. общ., 1978, т. 83, с. 4.
10. Харитонов А. В., Терещенко В. М., Князева Л. Н. Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата: Наука, 1978.
11. Никонов В. Б. — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1975, т. 54, с. 3.
12. Ажусенис А., Страйжис В. — *Астрон. журн.*, 1969, т. 46, с. 402.
13. Johnson H. L., Mitchell R. J., Iriarte B., Wisniewski W. Z. — *Commun. Lunar and Planet. Lab.*, 1966, N 63, p. 99.
14. Whitford A. E. — *Astron. J.*, 1958, vol. 63, p. 201.
15. Страйжис В. — Бюлл. Вильнюс. общ., 1964, № 11, с. 11.
16. Neckel T. — *Veröff. Staatl. Sternwarte Heidelberg-Königstuhl*, 1967, Bd. 19, S. 1.
17. Fitz-Gerald M. P. — *Astron. J.*, 1968, vol. 73, p. 983.
18. Knude J. — *Astron. and Astrophys.*, 1978, vol. 33, p. 347.
19. Gottlieb D. M. — *Astrophys. J. Suppl.*, 1978, vol. 38, p. 287.
20. Jamar C., Macau-Hercot D., Monfils A. et al. Ultraviolet bright-star spectrophotometric catalogue: ESA-SR 27, France, 1976.
21. Woolf N. J. — *Astrophys. J.*, 1973, vol. 185, p. 229.
22. Castelli F. — *Astron. and Astrophys.*, 1978, vol. 69, p. 23.
23. Hack M., Selvelli P. L. — *Astron. and Astrophys.*, 1979, vol. 75, p. 316.
24. Боцула Р. А. Двойные звездные системы с атмосферным затмением типа ζ Возничего. М.: Наука, 1968.
25. Bappu M. K. V., Dass A. T., Viswanadhan P. — *Observatory*, 1965, vol. 85, p. 85.
26. Kiyokawa M., Kitamura M. — *Ann. Tokyo Astron. Observ.*, 1973, vol. 13, p. 243.
27. Mamoru S., Hideo S., Keiichi S. — *Ann. Tokyo Astron. Observ.*, 1978, vol. 17, p. 105.
28. Wright K. O. — *Publ. Domin. Astrophys. Observ.*, 1954, vol. 10, p. 1.
29. Franklin K. L. — *Astrophys. J.*, 1959, vol. 130, p. 139.
30. Slettbak A. — *Astrophys. J.*, 1963, vol. 138, p. 118.
31. Herzeg T., Schmidt H. — *Ztschr. Astrophys.*, 1963, Bd. 57, S. 254.
32. Gyldenkerne K., Johanssen K. T. — *Astron. and Astrophys. Suppl.*, 1970, vol. 1, p. 129.
33. Doherty L. R., McNall J. F., Holm A. V. — *Astrophys. J.*, 1974, vol. 187, p. 521.
34. Johanssen K. T., Rudkjøbing J., Gyldenkerne K. — *Astron. and Astrophys. Suppl.*, 1977, vol. 1, p. 149.
35. Flower P. J. — *Astron. and Astrophys.*, 1977, vol. 54, p. 31.
36. Iben I. — *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*, 1967, vol. 5, p. 571.
37. Alcock C., Paczynski B. — *Astrophys. J.*, 1978, vol. 223, p. 244.
38. Wright K. O. — *Vistas Astron.*, 1970, vol. 12, p. 147.

ТЕЛЕВИЗИОННАЯ ФОТОМЕТРИЯ НОВОЙ ЛЕБЕДЯ 1975 г. (V1500 Cyg) КВАЗИОДНОВРЕМЕННО В НЕСКОЛЬКИХ УЧАСТКАХ СПЕКТРА

А. Н. Абраменко, Е. П. Павленко

Телевизионные многоцветные наблюдения Новой Лебедя 1975 г. (V1500 Cyg) были выполнены на 0,5-м телескопе одновременно в трех областях спектра летом 1978 г. Получены кривые блеска Новой в цветовых системах, близких к B и V , с временным разрешением 1—2 мин ($\bar{m}_V = 14^m.6$; $\bar{m}_B = 15^m.3$). Одновременность регистрации интенсивности излучения Новой в обоих участках спектра позволила обнаружить зависимость показателя цвета звезды $B - V$ от ее блеска: звезда становится более голубой при увеличении ее яркости. Индивидуальные кривые блеска в области B имеют большую амплитуду, чем кривые, полученные в V . Однако средние кривые B и V , построенные по наблюдениям, полученным в течение 8 сут, сходны между собой. Средние кривые блеска имеют асимметрию, большую в первичном максимуме, чем во вторичном. Подтверждена полученная ранее зависимость амплитуды флуктуаций яркости звезды от фазы 6-часового периода: в обеих областях спектра флуктуации максимальны в фазах 0,9—0,1 и минимальны в фазах 0,5—0,6.

THE MULTICOLOUR SIMULTANEOUS TV-PHOTOMETRY OF NOVA CYGNI 1975 (V1500 Cyg) IN SOME SPECTRAL REGIONS, by A. N. Abramenko, E. P. Pavlenko — The multicolour TV-observations of Nova Cygni 1975 (V1500 Cyg) were made on 0,5-meter telescope simultaneously in three spectral regions in summer 1978. B and V light curves were obtained with time resolution 1—2 min ($\bar{m}_V = 14^m.6$; $\bar{m}_B = 15^m.3$).

It has been found, that the color index of a star depends on its brightness, i. e. the star becomes more blue with the increase of brightness. The individual B light curves have amplitude more than V ones. Mean curves obtained in B and V are similar, but the asymmetry of both curves is more expressed in a primary maximum. The light fluctuations are maximal at phase 0,9—0,1 and are minimal at phase 0,5—0,6 both in B and V filters.

Многоцветная фотометрия астрономических объектов обычно ведется в различных участках спектра последовательно. Для нестационарных объектов с быстрыми изменениями блеска, когда заметное изменение яркости может происходить за десятки секунд или минуты, такой способ наблюдений является несовершенным, так как не позволяет ответить на вопрос о том, в какой мере одновременны изменения блеска в различных участках оптического диапазона. Характер такой быстрой переменности может быть искажен изменением состояния земной атмосферы за время экспонирования в разных участках спектра. Кроме того, при коротких экспозициях (характерных при использовании телевизионной техники) в случае частых переходов от одной спектральной области наблюдений к другой значительно возрастают потери наблюдательного времени. В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР разработано устройство, позволяющее вести телевизионную фотометрию звезд одновременно в 2—4 участках спектра. Ниже описаны принципы работы аппаратуры, а также полученные с ее помощью результаты наблюдений Новой Лебедя 1975 г.

1. Аппаратура

Работа устройства для квазиодновременных наблюдений в нескольких участках спектра основана на быстрой смене светофильтров перед фотокатодом передающей трубки с одновременным смещением электронного изображения исследуемого поля звезд. Для этого была сконструирована специальная турель быстрой смены светофильтров (ТБСС) и управляемый ею блок модулятора.

Сдвиг электронного изображения производится по принципу, использовавшемуся ранее для исследования пульсирующих объектов в разных фазах изменения их блеска [1]: если по бокам камеры электронно-

оптического преобразователя передающей трубки, на участке между фотокатодом и экраном, установить отклоняющие катушки (рис. 1, а) и пропускать по ним периодический ток ступенчатой формы (рис. 1, б), то электронные изображения объектов, проектируемые на фотокатод, будут скачкообразно перемещаться на расстояния, пропорциональные значениям этого тока. Колебания ступенчатой формы вырабатываются модулятором, управляемым ТВСС таким образом, что прохождению данного фильтра перед фотокатодом соответствует строго определенная ступенька тока и, следовательно, определенное положение изображения объекта

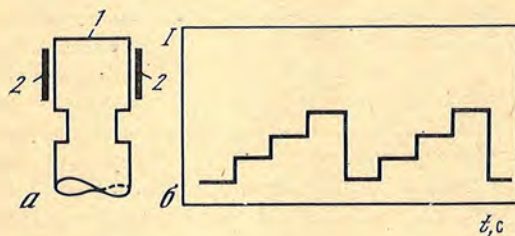


Рис. 1. Расположение отклоняющих катушек на передающей трубке и эпюры токов в них

а — передняя часть передающей трубки;
1 — фотокатод электронно-оптического преобразователя,
2 — отклоняющие катушки;
б — эпюры токов в отклоняющих катушках на четыре значения в каждом периоде

на экране кинескопа. При достаточно быстрой смене светофильтров изображения объектов в разных участках спектра будут видны одновременно (рис. 2), а количество энергии в каждом из этих изображений будет пропорционально экспозиции, определяемой длительностью ступеньки тока.

ТВСС состоит из статора и ротора. В роторе имеются четыре гнезда для установки светофильтров с максимальным размером 80×80 мм; на нем укреплены также детали согласования начала прохождения данного фильтра перед фотокатодом с положением изображения объекта на экране кинескопа. На статоре крепится мотор для вращения ротора (со скоростью 150 об/мин), а также смонтировано устройство, управляющее работой модулятора и обеспечивающее жесткую связь между используемым фильтром и положением объекта на экране.

В зависимости от амплитуды тока в отклоняющих катушках, величина которого дискретной установкой регулируется в блоке модулятора, сдвиг звезд может быть малым (на два-три диаметра изображения; рис. 2), и большим, когда часть поля, выделяемая диафрагмой у входного фотокатода, смещается на свой диаметр. В первом случае смещение удобно делать в одну строчку — по одной координате, а во втором — по двум, включив вторую пару отклоняющих катушек и переключив соответствующим образом модулятор. Малый сдвиг звезд удобен в обработке, и при нем для разных изображений одного и того же объекта практически не сказывается ошибка поля. Однако он пригоден только при сравнительно ярких звездах — до 15,0—16^м0 так как его применение влечет за собой ухудшение контраста изображений звезд за счет суммирования световых потоков от фона неба в избранных для наблюдений участках спектра. Сдвиг изображения на диаметр наблюдаемого поля лишен этого недостатка, но в два раза уменьшает его максимально возможный угловой размер и требует учета макроошибок разных участков поля.

В ТВСС необходимо применять строго плоскопараллельные светофильтры, иначе при их вращении изображения звезд будут размыты. Опыт работы показал, что непараллельность поверхностей фильтров не должна превышать 0,008 мм в пределах их рабочего участка.

Многоцветная фотометрия с помощью ТВСС не обязательно должна вестись в четырех участках спектра. Путем несложных переключений можно вести наблюдение в двух или трех светофильтрах. Можно также осуществлять суммирование света, поступающего от двух одинаковых светофильтров, в одном телевизионном изображении.

При вращении ротора ТВСС количество световой энергии, пропускаемое данным светофильтром, зависит от длительности его прохождения перед фотокатодом. Поэтому, если разница в яркостях изображений, получаемых в разных участках спектра, слишком велика (отношение ярко-

стей больше 2—3), на светофильтры устанавливаются специальные калиброванные диафрагмы, ограничивающие длину их рабочих участков в соответствии с яркостью изображения в данном фильтре. Это необходимо, так как точность фотометрии слабых звезд, расположенных рядом с яркими, снижается.

Общие характеристики телевизионной аппаратуры, применявшейся при наблюдениях, были следующими. Частота кадровой развертки 25 Гц, число строк 512 при построчном разложении. Частоты строк и кадров не

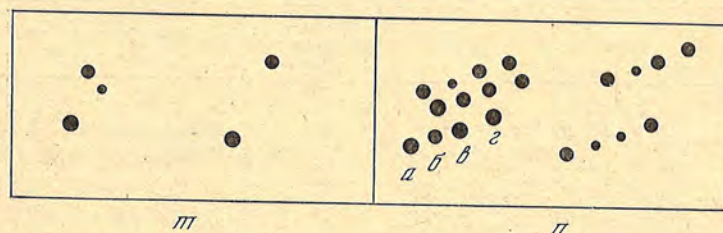


Рис. 2. Пример изображения поля звезд при наблюдениях в одном (m) и одновременно в четырех участках спектра (n)

$a - z$ — изображение звезды соответственно в первом — четвертом участках спектра

синхронизованы, что обеспечивало получение бесстрочного раstra при фоторегистрации с телевизионного экрана в случае интеграции на фотоленке нескольких десятков телевизионных снимков. В передающей камере использовался аналог передающей трубки ЛИ-217 с изоконным способом считывания потенциального рельефа мишени [2]. Температура области мишени во время наблюдений поддерживалась равной около $+4^\circ \text{C}$ [1, 3]. Фоторегистрация телевизионного изображения проводилась на фотоленку типа КН-2.

2. Наблюдения и их обработка

Новая Лебеда 1975 г. наблюдалась 30.05, 12.06, 6—13.07 1978 г. в широкополосной фотометрической системе $UBVR$ на менисковом телескопе МТМ-500 КАО. Однако в связи с большим поглощением света мениском в ультрафиолетовой области спектра в фильтре U изображения Новой практически не были видны. За 30 ч наблюдений было получено около 850 снимков области Новой с временным разрешением 1 или 2 мин. На каждом фотоснимке усреднялось около 50 телевизионных кадров, что позволяет говорить об одновременности наблюдений в разных участках спектра. Наблюдения Новой велись по описанной выше методике со сдвигом поля на несколько диаметров изображений звезд (см. рис. 2).

Для исследования блеска Новой в ее окрестности были определены величины B и V 13 звезд вторичных стандартов путем фотометрического сравнения их со звездами скопления NGC 188 [4]. Ввиду отсутствия в этом скоплении стандартов звезд в системе R для нужного диапазона яркостей ($14-16^m$) наблюдения Новой в этой системе не обрабатывались. Привязка области Новой к скоплению проводилась два-три раза в течение шести ночей, точно в том же режиме работы телевизионной установки, что и при наблюдениях Новой, на примерно одинаковом с ней зенитном расстоянии. Фотометрия звезд скопления и 13 звезд в окрестности Новой была проведена на микрофотометре МФ-2. Была также проведена фотометрическая проверка однородности фона вокруг звезды сравнения и Новой, которая показала, что его неравномерность не превышает 1—2%.

Карта окрестности Новой со звездами вторичного стандарта приведена на рис. 3. Звезды с номерами 1 и 2 использовались в работе [5]. Результаты привязки звезд сравнения к скоплению NGC 188 приведены в таблице, где в первом столбце дан номер звезды согласно рис. 3, во втором и третьем — внеатмосферные значения блеска этих звезд m_B и m_V с ошибками их определений по шести ночам наблюдений в фильтрах B и V соответственно.

Блеск Новой на каждом телевизионном снимке определялся методом глазомерных оценок [6] относительно звезд вторичного стандарта. Для определения точности наблюдений из звезд, близких по яркости к среднему блеску Новой, в качестве контрольной была выбрана звезда 3. Ее звездная величина оценивалась также глазомерно; флуктуации этих оценок и определили ошибку измерений, среднеквадратичная величина которой оказалась равной $\sigma_B = \pm 0^m.09$ для наблюдений в фильтре B и $\sigma_V = \pm 0^m.08$ для наблюдений в фильтре V .

Номер звезды по рис. 3	m_B	m_V	Номер звезды по рис. 3	m_B	m_V
	m m	m m		m m	m m
3	$15,37 \pm 0,07$	$14,42 \pm 0,05$	10	$15,38 \pm 0,08$	$14,55 \pm 0,07$
4	$15,69 \pm 0,03$	$14,93 \pm 0,06$	11	$15,20 \pm 0,10$	$14,41 \pm 0,07$
5	$15,21 \pm 0,07$	$14,23 \pm 0,06$	12	$13,75 \pm 0,07$	$13,30 \pm 0,08$
6	$16,00 \pm 0,07$	$14,27 \pm 0,06$	13	$14,46 \pm 0,06$	$13,83 \pm 0,05$
7	$15,57 \pm 0,06$	$14,81 \pm 0,10$	14	$14,98 \pm 0,08$	$14,00 \pm 0,03$
8	$15,61 \pm 0,07$	$15,12 \pm 0,05$	15	—	$14,40 \pm 0,08$
9	$16,32 \pm 0,09$	—			

Проектирование изображений Новой Лебеда во все ночи наблюдений в одно и то же место фотокатода, а также малые угловые размеры исследуемой площадки звезд (треть поля телевизионной системы) позволили не учитывать ошибку поля.

3. Период изменений блеска

Вопрос о стабильности периода изменения блеска Новой пока еще окончательно не выяснен. По данным [7] этот период, оценивавшийся как близкий к трем часам, с сентября 1975 г. по октябрь 1976 г. уменьшился на 2%, а затем, в 1977 г., увеличился на 1%. Паттерсон [8] и Кемп [9] пришли к выводу о стабилизации периода $0^d.139617$ (с августа 1977 по ноябрь 1978 г.). Клейн и Когоутек же считают [10], что в 1978 г. период продолжал возрастать, и приводят возможную его величину в мае — $0^d.1413$. Поэтому, исходя из возможной нестабильности этого периода в 1978 г., мы определяли его на интервале 6—13.07, не включая в анализ данные 30.05 и 12.06. Кривые, иллюстрирующие изменения блеска в эти даты, приведены отдельно на рис. 4.

Ранее было показано [11], что изменение блеска в соседних трехчасовых циклах различно и период следует удвоить. Величина удвоенного периода, найденная нами по моментам минимумов блеска в обоих фильтрах, оказалась равной $0^d.2794 \pm 0^d.0002$. Она находится в согласии с удвоенным значением периода Паттерсона и Кемпа.

4. Исследования флуктуаций блеска

Для анализа временных изменений блеска Новой в системах B и V были вычислены фазы всех индивидуальных наблюдений и результаты обработки представлены в виде кривых на рис. 5. Точность каждого среднего значения составляла $\pm 0^m.04$. Разными знаками изображены значения, полученные в отдельные ночи. Из рисунка видно, что существуют такие фазы периода, в которых яркость Новой от цикла к циклу претерпевает значительные изменения. Например, в интервале фаз 0,9—1,1 в фильтре B блеск Новой изменяется почти на одну звездную величину, а в фильтре V — на $0^m.6$. Минимальные же изменения приходятся на фазу 0,5—0,6.

Разобьем период Новой на 20 одинаковых фазовых интервалов. Тогда, если разброс средних значений блеска Новой в фильтрах B и V , а также показателя цвета $B-V$ в каждом из этих фазовых интервалов по всем ночам охарактеризовать дисперсией s_B^2 , s_V^2 и s_{B-V}^2 , обусловленной как ошиб-

Рис. 3. Карта окрестности V1500 Суг

Цифрами отмечены звезды вторичных стандартов

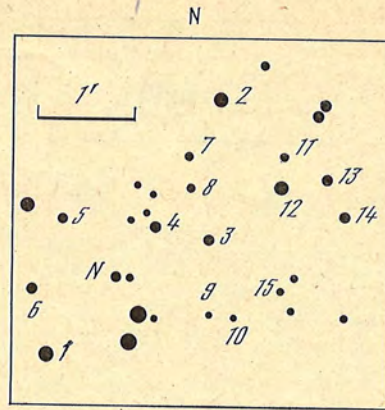


Рис. 4. Изменения блеска V1500 Суг 30.05 и 12.06 1980 г. в фильтрах В и V

Размер кружка равен ошибке одного индивидуального измерения блеска звезды. Пропуск в наблюдениях соответствует фотографированию скопления

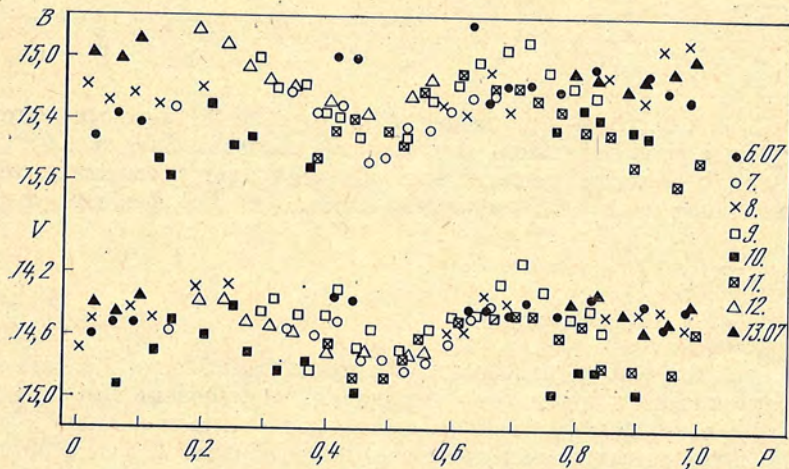
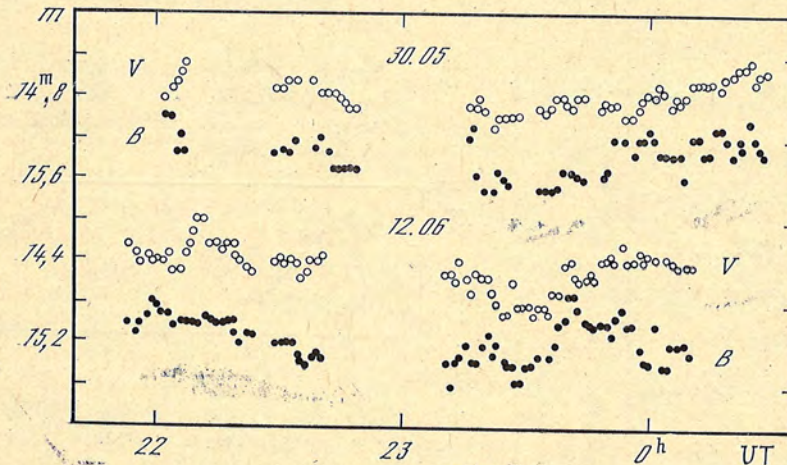


Рис. 5. Кривые блеска V1500 Суг, полученные в июле 1978 г.

По оси абсцисс — фаза периода $P = 0,2794$, по оси ординат — значение блеска. Размер значков соответствует ошибке приведенных оценок блеска

ками наблюдений, так и реальными изменениями, то получится зависимость, представленная на рис. 6. Эти дисперсии [12] вычислены следующим образом:

$$s^2 = \frac{1}{\bar{n}_i} \frac{1}{k-1} \sum_{l=1}^k n_{il} (\bar{m}_{il} - \bar{m}_{i\cdot})^2,$$

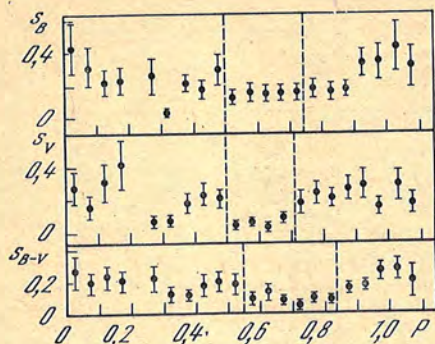


Рис. 6. Зависимость дисперсии, вызванной реальными изменениями блеска Новой от цикла к циклу в фильтре B (s_B) и V (s_V) и показателя цвета $B - V$ (s_{B-V}) V1500 Cyg от фазы

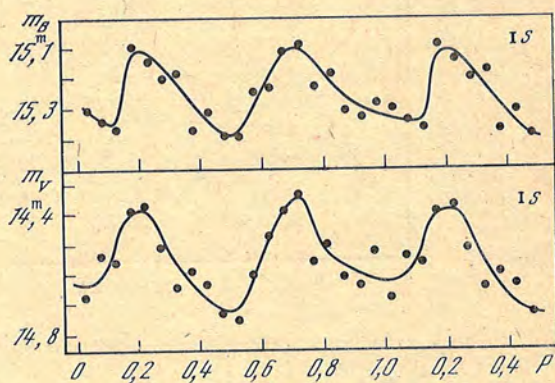


Рис. 7. Долговременные изменения блеска V1500 Cyg

По вертикальной оси для каждого из 10 фазовых интервалов отложен блеск: слева — в системе B , справа — в V ; по горизонтальной — дата наблюдений

Рис. 8. Средние кривые блеска V1500 Cyg в июле 1978 г.

Размер значка соответствует ошибке среднего из пяти оценок блеска



где $i = 1, 2, \dots, 20$ — при делении периода на 20 фазовых интервалов, $\bar{m}_i$ — среднее для отдельной ночи из n_i значений блеска в i -м фазовом интервале, k — число исследуемых индивидуальных кривых; $\bar{\bar{m}}_i$ — усредненное по всем $\bar{m}_i$ значение блеска в i -м фазовом интервале,

$$\bar{\bar{m}}_i = \left(\sum_{k=1}^k n_{ik} \right) / k.$$

Анализ дисперсий s_B^2 и s_V^2 реальных изменений блеска в системе B и V , а также показателя цвета $B - V$ показал, что уровень флуктуаций блеска и цвета в каждом фазовом интервале очень высок и лишь в участках периода, выделенных штриховыми линиями (область фаз от 0,55 до 0,70), эти дисперсии по своей величине приближаются к ошибкам наблюдений. Таким образом, наблюдения в B и в V подтвердили существование фазовой зависимости этих дисперсий, впервые обнаруженной нами по наблюдениям Новой в 1977 г. [11] в участке континуума с $\lambda_{эф}$ 5600 Å и полосой пропускания 550 Å. Интересно отметить, что по наблюдениям в континууме квазиспокойному состоянию звезды соответствовала область фаз от 0,6 до 0,9.

Анализируя индивидуальные кривые блеска, можно заподозрить, что изменения их от цикла к циклу носят не случайный, а систематический характер. На рис. 7 приводятся изменения Новой в системе B и V в зависимости от даты наблюдений для каждого из 10 фазовых интервалов, на

которые разбит период. Каждая точка графика представляет собой среднее из всех оценок, попадавших в заданный интервал фаз. Практически во всех интервалах наблюдается систематическое изменение блеска Новой с минимумом в районе 10—11.07, кроме фаз 0,5—0,7, где ранее был отмечен минимум дисперсий реальных изменений.

Приближенно можно определить характерное время таких изменений, воспользовавшись методом [13], суть которого заключается в том, что при неравномерно расположенных во времени наблюдениях, когда отсутствуют полные данные об экстремумах какого-либо колебательного процесса, характерное время переменности можно определить по временному расстоянию между любыми одноименными фазами. В данном случае, если для каждого фазового интервала провести линию через нанесенные точки и линию, проходящую через среднее значение блеска, параллельно временной оси, то очевидно, что расстояние между точками пересечения этих линий будет равно половине величины характерного времени. Среднее из всех полученных значений долговременных изменений блеска оказалось около 6,5 сут. Этим подтверждается высказанное ранее [11] предположение о существовании систематических изменений блеска с характерным временем несколько суток.

Таким образом, если существуют изменения блеска Новой с характерным временем 6,5 сут, накладывающиеся на 6-часовой период, их величина зависит от фазы 6-часового периода и может быть охарактеризована фазовой зависимостью дисперсии (см. рис. 6).

Из-за большой нестабильности индивидуальных кривых блеска не будет постоянной и форма средней кривой в различных, далеко отстоящих друг от друга интервалах наблюдений. В нашем случае средняя кривая блеска, полученная как в фильтре B , так и в V (рис. 8), относится к интервалу 6—13.07 1978 г. Она построена по элементам

$$T = 2443696^d 4827 + 0^d 2794 \cdot E.$$

Каждая точка на рисунке — усредненные по всем ночам значения блеска звезды m_i в i -м фазовом интервале, куда попало около 25 наблюдений. В обоих фильтрах кривые асимметричны: возрастание идет быстрее, чем падение. Максимумы различной глубины; более глубокий приходится на фазу 0,5.

Отметим, что максимальная дисперсия реальных изменений блеска звезды соответствует менее глубокому минимуму.

Изменение показателя цвета $B - V$ V1500 Cyg было зарегистрировано во все ночи наблюдений. Диапазон изменений составил от 0,3 до 1^m.1 при среднем значении $B - V = 0^m.7$. Ошибка одного определения $B - V$ равна $\pm 0^m.13$.

В большинстве случаев существует зависимость показателя цвета $B - V$ от блеска звезды: при поярчении система Новой становится более голубой (рис. 9). Усиление корреляции $B - V$ с блеском происходит, по видимому, в даты, соответствующие максимальному среднему блеску Новой. На рис. 10 приведены зависимости показателя цвета $B - V$ от фазы 6-часового периода.

В отдельные ночи (7, 9, 10.07) наблюдались изменения показателя цвета с фазой (покраснение в минимумах блеска). В остальные ночи показатель цвета либо не обнаруживал такой зависимости (12 и 13.07), либо изменялся в противофазе (6, 8, 11.07). Недостаток данных не дает основания делать окончательные выводы о характере изменения цвета. Однако сравнение средних кривых цвета и блеска позволяет заподозрить, что Новая краснеет в тех минимумах, где она слабее, чем в этих же минимумах в другие даты наблюдений. И наоборот: такое покраснение не наблюдается при относительно большей яркости Новой в данном минимуме. Возможность одновременно регистрировать изображение звезды в нескольких светофильтрах позволила также заметить, что кроме изменений, происходящих за несколько часов, существуют и быстрые (несколько минут)

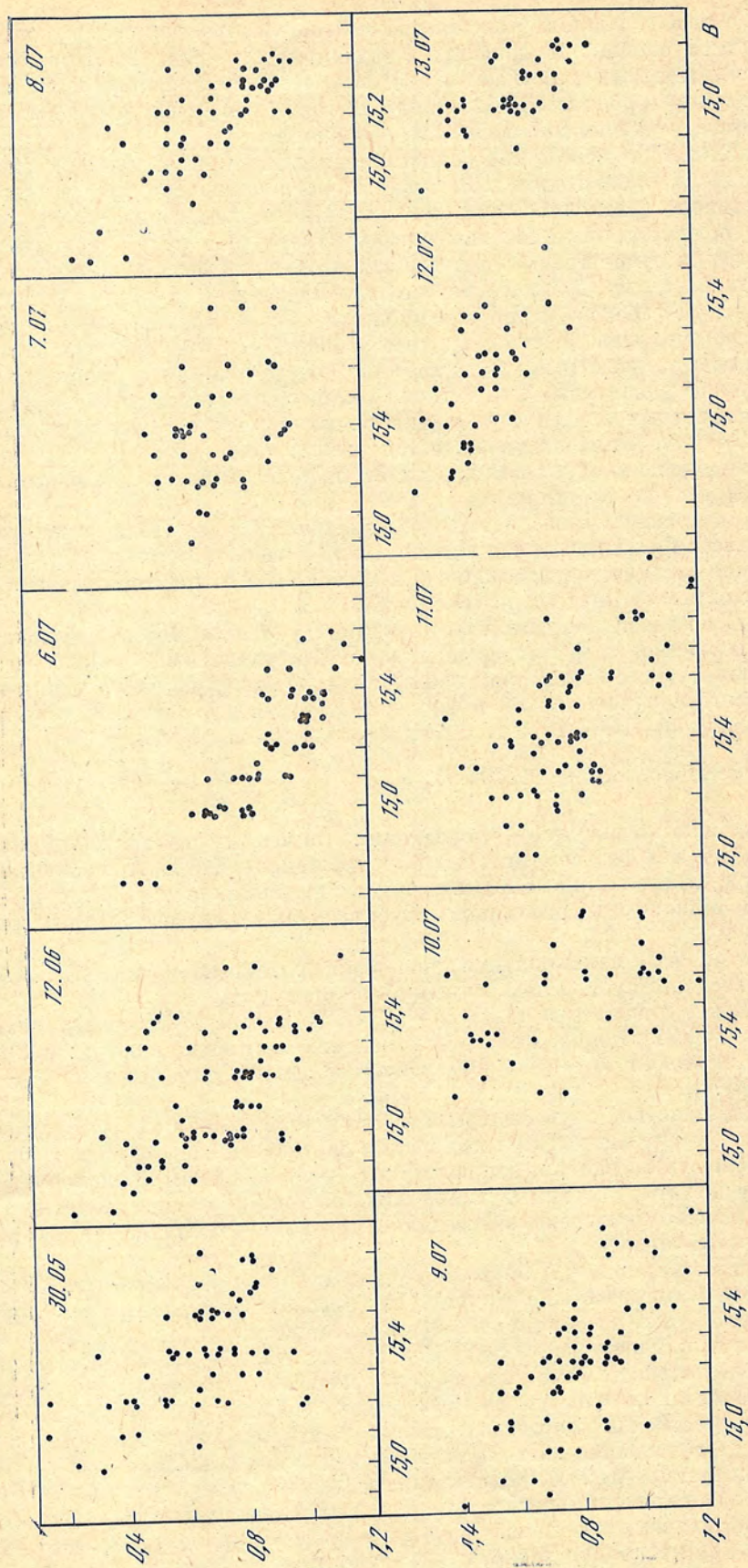


Рис. 9. Изменения показателя цвета V — B в зависимости от блеска Новой
Отложены оценки B — V и B , сделанные по каждому из полученных телевизионных снимков

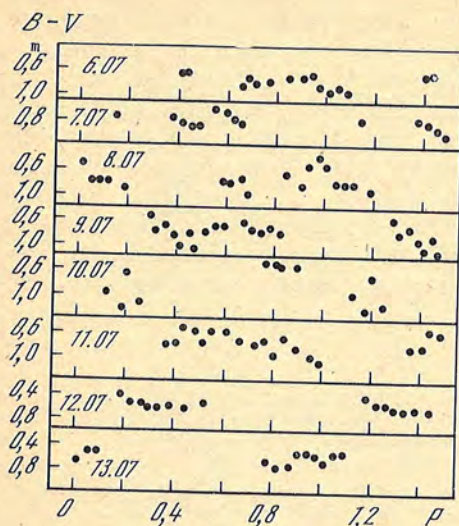
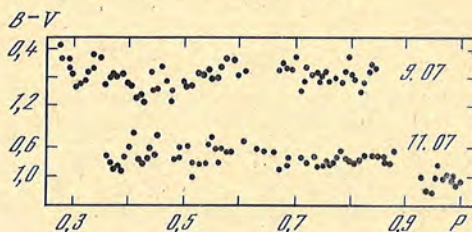


Рис. 10. Изменения показателя цвета $B - V$ с фазой периода для всех дат наблюдений Новой

Диаметры кружков соответствуют ошибкам приведенных значений $B - V$, полученных усреднением пяти индивидуальных измерений

Рис. 11. Зависимость индивидуальных значений показателя цвета от фазы периода для двух дат наблюдений

Размер кружка соответствует половине ошибки ($0,5\sigma_{B-V}$) одного определения $B - V$



изменения показателя цвета. На рис. 11 в качестве примера приведены изменения (по измерениям каждого из телевизионных снимков от 9 и 11.07 1978 г.), демонстрирующие наличие быстрых флуктуаций блеска.

Заклучение

В результате наблюдений Новой в нескольких участках спектра обнаружено, что в июле 1978 г. ее блеск изменялся с периодом, удвоенная величина которого равна $P = 0^d2794 \pm 0^d0002$; амплитуда и форма кривой интенсивности ее излучения изменялись, по-видимому, систематически от цикла к циклу, причем эти изменения были максимальны в фазах 0,9—1,1 и минимальны в фазах 0,5—0,6. В большинстве дат наблюдений обнаружена корреляция показателя цвета $B - V$ с блеском звезды.

До сих пор не существует однозначной интерпретации наблюдательных фактов, зарегистрированных в системе V1500 Cyg, а появляющиеся новые данные еще более усложняют общую картину поведения этой звезды.

В литературе по-прежнему обсуждается вопрос об «удвоении» периода. Такие авторы, как Кемп, Кинг и др. [9], не отрицают существования различной формы кривых блеска в соседних циклах, полученных в одну ночь и на интервале около месяца. Но, усреднив индивидуальные кривые на гораздо большем, 3-месячном, интервале, они не получили такого различия. Однако вряд ли этот результат можно считать достаточным основанием для утверждения, что эффект различия кривых в соседних циклах является кажущимся и наблюдается на ограниченных временных интервалах. Мы считаем, что существование зависимости реальных изменений блеска Новой от фазы 6-часового периода, наблюдавшееся в континууме [11] и подтвержденное наблюдениями в системе B и V , служит доказательством истинности 6-часового периода.

Кемп, Кинг и др. [9], отмечая большую нестабильность индивидуальных кривых блеска, указывают на слабую асимметрию усредненных кривых, полученных по наблюдениям в интегральном свете. Наши наблюдения показали, что эта асимметрия существует как в синей, так и в желтой области спектра и оказывается более сильной в первичном максимуме в обеих областях спектра.

Наблюдаемые флуктуации цвета, рассматриваемые вместе с изменениями кривых блеска, показали, что из факта посинения звезды с ее поярчением следует вывод о том, что эти флуктуации могут быть вызваны существованием мощных выбросов материи Новой и отражать большие температурные изменения в системе.

В дальнейшем авторы предполагают провести длительные ряды наблюдений в нескольких участках спектра с тем, чтобы окончательно решить вопрос о стабильности периода и провести исчерпывающий анализ изменений кривых блеска от цикла к циклу. Кроме этого, предполагается определить звездные величины стандартных звезд в системе R в диапазоне 14—16^m для исследования переменности блеска Новой в этом участке спектра.

Авторы выражают благодарность В. В. Прокофьевой и В. К. Прокофьеву за подробное обсуждение результатов проведенной работы, В. А. Кучерову и Л. И. Филатовой за помощь в наблюдениях и их обработке.

Декабрь 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. Телевизионная астрономия/Под ред. В. Б. Никонова. М.: Наука, 1974.
2. Абраменко А. Н., Агапов Е. С., Анисимов В. Ф. и др. — Астрон. цирк., 1977, № 968.
3. Абраменко А. Н. — Приборы и техника эксперимента, 1970, т. 4, с. 191.
4. McClare R. D. — Astrophys. J., 1971, vol. 214, N 1, p. 111—123.
5. Абраменко А. Н., Прокофьева В. В. — Астрон. журн., 1977, т. 54, с. 510—514.
6. Методы исследования переменных звезд/Под ред. В. Б. Никонова. М.: Наука, 1971. 334 с.
7. Patterson J. — Astrophys. J., 1978, vol. 225, N 3, p. 954—962.
8. Patterson J. — Astrophys. J., 1979, vol. 231, N 3, p. 789—797.
9. Kemp J. C., King R., Parker T. E., Jonson P. E. — Publs Astron. Soc. Pacif., 1979, vol. 91, N 540, p. 214—217.
10. Kleine T., Kohoutek L. — Astron. and Astrophys., 1979, vol. 6, p. 133—139.
11. Павленко Е. П., Прокофьева В. В. — Изв. Крым. астрофиз. общ., т. 64.
12. Пустыльник Е. И. Статистические методы анализа и обработки наблюдений. М.: Наука, 1968. 288 с.
13. Тимофеев В. А. Теория и практика анализа результатов наблюдений над техническими объектами, работающими в эксплуатационных условиях. Л.: Лениздат, 1960. 329 с.

УДК 523.165

О ВОЗМОЖНОЙ КЛАССИФИКАЦИИ ПУЛЬСАРОВ И ПРИРОДЕ ГАММА-ИСТОЧНИКОВ

Б. М. Владимирский

Показано, что если разделить пульсары с известными значениями производной периода на две группы по эффективности генерации радиоизлучения $\eta = \frac{L_R \text{ (светимость в радиодиапазоне)}}{\dot{E} \text{ (полное энергосодержание)}}$ $\geq 5 \cdot 10^{-6}$, то эти группы существенно различаются по своим свойствам (табл. 2).

Пульсары с низким значением η (П — (пи)-пульсары) имеют малую (170 пк) шкалу высот относительно галактической плоскости, их характерный возраст близок к истинному (хронологическому), они, возможно, связаны с плерионами и гамма-источниками, которых в Галактике должно быть до 10^4 . Пульсары с более высоким значением η (О-пульсары) характеризуются наличием двух максимумов в распределении по периодам, большей шкалой высот над галактической плоскостью (~ 300 пк), их характерный возраст не коррелирует с кинематическим. Период для этих пульсаров пропорционален напряженности их магнитного поля. Пульсары этой группы, вероятно, прошли в процессе эволюции стадию аккреции в двойных системах.

POSSIBLE CLASSIFICATION OF THE PULSARS AND NATURE OF GAMMA-RAY SOURCES, by B. M. Vladimirovsky. — Pulsars with high and low values of coefficients of transformation of rotating energy into radioemission ($\eta = L_R/\dot{E} \geq 5 \cdot 10^{-6}$) show essentially different features (Tabl. 2): the first one (O) are characterized by the presence of two maxima in the distribution in periods, larger scale distances above the galactic plane with periods proportional to the strength of magnetic field. These pulsars had probably passed in its evolution accretion stage in binary systems. The second ones (П) have characteristic times which are proportional to kinematic times, small scale distances above the galactic plane. They are connected with the plerions. All gamma emitting pulsars belong to this group and their number in the Galaxy may be as large as 10^4 .

Анализ данных наблюдений позволяет предположить, что галактические источники гамма-излучения ($E_\gamma \approx 10^8$ эВ), возможно, связаны с остатками Сверхновых типа Крабовидной туманности («плерионы») и какой-то сравнительно небольшой долей пульсаров [1—3]. Остается, однако, совершенно неясным, чем отличаются эти пульсары от других пульсаров примерно того же периода и характерного возраста. Тем самым обсуждение вопроса о природе гамма-источников существенным образом затрагивает проблему классификации пульсаров.

Как известно, наблюдаемая популяция пульсаров обнаруживает некоторые признаки неоднородности, и в связи с этим уже предпринимались попытки провести их классификацию (см., например, [4—6]). Эти попытки, однако, не привели к успеху: разделение по выбранным классифицирующим признакам, как оказалось, не приводит к заметным различиям по другим существенным параметрам.

Ниже предлагается использовать в качестве классифицирующего признака эффективность генерации радиоизлучения, определяемую как $\eta = L_R/\dot{E}$, т. е. отношение светимости пульсара в радиодиапазоне L_R к общему энерговыделению, связанному с замедлением $\dot{E} = 4\pi^2 \dot{I}P/P^3$, где P — период пульсара, $\dot{P}$ — производная периода, а I — момент инерции. Было обнаружено, что величина η коррелирует с характерным возрастом пульсара $\tau = 1/2 P/\dot{P}$ [7]. Авторы [7] истолковали эту зависимость как эволюционную (эффективность генерации радио- и гамма-излучения увеличивается с возрастом). Как будет ясно из дальнейшего, такое истолкование применительно ко всей популяции пульсаров не вполне последовательно.

1. Материал, использованный для анализа

Величины η подсчитывались на основании параметров пульсаров, приведенных в каталоге Тейлора — Манчестера [8] (82 объекта). Погрешность в определении значения η обусловлена возможной ошибкой в определении расстояний (множитель около 1,5) и отсутствием данных о спектре радиоизлучения пульсара, и ее трудно оценить. Для 115 пульсаров второго обзора Молонгло [9] значения η являются оценками по порядку величины, так как расстояния в данном случае вычислялись просто как мера дисперсии/0,03. Указанные неопределенности в большинстве случаев не принципиальны, так как η изменяется в диапазоне 10^{-2} — 10^{-9} .

На рис. 1 представлено частотное распределение η для всех использованных ниже 197 пульсаров. Если бы пульсары в процессе эволюции постепенно увеличивали бы η , а затем как-то происходило бы их «выключение» (без уменьшения η), распределение было бы одновершинным. Предположение о том, что перед «выключением» значение η уменьшается, неприемлемо из-за наличия корреляции η с возрастом [7], а также отсутствия малых значений этой величины у пульсаров на больших расстояниях Z от галактической плоскости (для $Z > 1$ кпк $\eta \gtrsim 10^{-5}$). Поэтому наличие в распределении дополнительного максимума можно рассматривать как указание на неоднородность популяции. Исходя из предположения, что этот дополнительный максимум является реальным (он наблюдается для каждого из независимых каталогов [8, 9]), разделим распределение на две области, как показано штриховой линией. Объекты с низкой эффективностью генерации радиоизлучения ($\eta < 5 \cdot 10^{-6}$) будут образовывать одну группу (П, «пи»), пульсары в левой части распределения — $\eta \gtrsim 5 \cdot 10^{-6}$ — другую (О, «омикрон»). Аналогичное разделение, с тем же самым разграничивающим значением $\eta = 5 \cdot 10^{-6}$, можно провести на основании зависимости периода в функции η или ширины пульса в функции η (см. ниже рис. 5 и 9). Такое разделение пульсаров на две группы не может быть пока оправдано какими-либо физическими соображениями и основывается только на «морфологических» признаках. Тем не менее оказывается, что по ряду других важных признаков пульсары П и О групп обнаруживают глубокие различия.

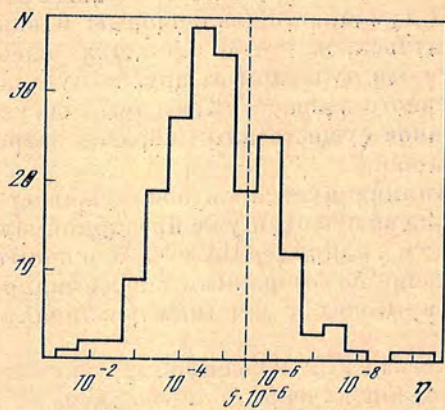
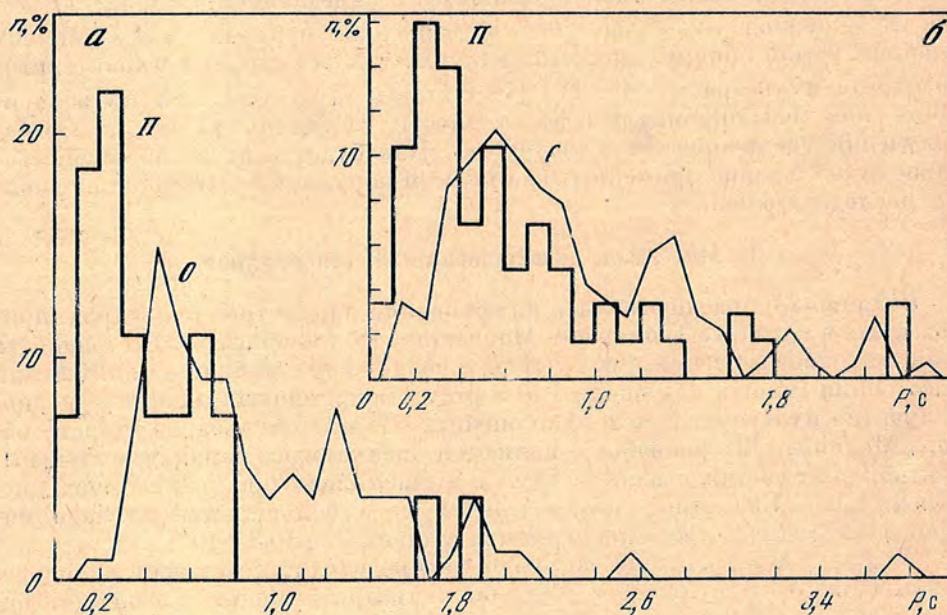


Рис. 1. Частотное распределение величин $\eta = L_R/E$ для всех пульсаров с известными значениями производной периода [8, 9]

По вертикальной оси — число объектов в интервале изменений η ; $\Sigma N = 197$

Рис. 2. Распределение пульсаров по периодам для двух групп с высоким и низким значениями η

а — надежно классифицированные объекты табл. 1 (П — 27, О — 79), б — все пульсары (П — 57, О — 138); группа О для $\eta > 5 \cdot 10^{-6}$, группа П для $\eta \leq 5 \cdot 10^{-6}$



Из-за отмеченных выше неточностей в определении η и возможного реального разброса этой величины отнесение пульсара к той или иной группе вблизи «разграничивающей линии» $\eta = 5 \cdot 10^{-6}$ может оказаться ошибочным со значительной долей вероятности. Очевидно, надежно классифицированными объектами будут пульсары, расположенные по обе стороны некоторой «полосы ошибок». С учетом точности оценки η для этой полосы ошибок было принято $5 \cdot 10^{-5} > \eta > 1 \cdot 10^{-6}$. Таким образом, пульсары, для которых $\eta \geq 5 \cdot 10^{-5}$, относятся к О-группе, соответственно с $\eta \leq 1 \cdot 10^{-6}$ — к группе П. Они перечислены в табл. 1 (соответственно 79 и 27 объектов). При дальнейшем анализе будут рассматриваться как объекты табл. 1, так и все объекты каталогов [8, 9].

2. Распределение по периодам для П- и О-групп пульсаров

Распределение по периодам для двух выделенных групп пульсаров показано на рис. 2. Как видно, пульсары П-группы являются в основном короткопериодными, максимум распределения располагается в интервале 0,2—0,3. Для О-группы заметно наличие двух максимумов, 0,4—0,5 и 1,2—1,3. Можно заметить, что, несмотря на близость максимумов в коротких периодах О- и П-пульсаров, эти группы заметно различаются, например, по средней ширине пульса (см. ниже).

Таблица 1

Пульсары группы П		Пульсары группы О			
Каталог [8]	Каталог [8]	Каталог [8]	Каталог [8]	Каталог [9]	Каталог [9]
0355+54	1822-09	0138+59	1919+19	0901-63	1322-66
0531+21	1915+13	0329+54	1920+21	0903-42	1323-58
0540+23	1929+10	0525+21	1944+17	0909-71	1323-62
0611+22	1930+22	0628-28	1946+35	0932-52	1323-63
0740-28	2223+65	0809+74	1952+29	0950-38	1325-49
0823+26	Каталог [9]	0818-13	2002+31	0953-52	1417-54
0833-45		1541+09	2045-16	0957-47	1507-44
0950+08		1700-32	2106+44	0959-54	1523-55
1112+50		1718-32	2111+46	1015-56	1530-53
1133+16	1055-52	1730-22	2154+40	1030-58	1550-54
1604+00	1237-41	1819-22	2303+30	1039-55	1601-52
1642-03	1317-53	1826-17	2305+55	1044-57	1609-47
1706-16	1336-64	1831-04	2319+60	1054-62	1620-42
1747-46	Каталог [9]	1845-04	Каталог [9]	1105-59	1641-68
		1845-01		1110-65	1647-528
	1504-43	1846-06	0538-75	1119-54	1647-52
	1719-37	1857-26	0808-47	1154-62	1701-75
		1859+03	0818-41	1222-63	1737-39
		1900+01	0826-34	1302-64	1804-08
		1907+02	0839-53	1309-53	1828-60
			0844-35		

3. Различие двух групп пульсаров по пространственному распределению. Характерные возрасты

Два выделенных типа пульсаров существенно различаются по их пространственному распределению. Дело не только в том, что объекты П-группы располагаются значительно ближе (расстояние $\bar{D} = 1,5$ кпк в среднем по сравнению с 4,3 кпк для О-объектов) — это очевидное следствие разделения по η и наблюдательной селекции. Выделенные типы имеют разные шкалы высот по отношению к галактической плоскости: Z для П-пульсаров составляет ~ 170 пс, для О-объектов — ~ 300 пк. На рис. 3 представлены диаграммы, показывающие распределение пульсаров по Z -координате (расстояние от галактической плоскости в зависимости от характерного возраста τ (нанесены все пульсары каталога [8]). Из рассмотрения диаграмм видно, что для пульсаров О-группы связи между $|Z|$ и τ не обнаруживается. П-пульсары, напротив, ведут себя по «классической схеме»: с увеличением возраста τ имеется тенденция к возрастанию Z — меры их кинематического возраста, оцениваемого по скорости удаления от галактической плоскости (кинематический возраст). Расчетная кривая $Z(\tau)$ получена обычным способом — в предположении, что пульсары при рождении получают некоторую скорость в соответствии с максвелловским изотропным распределением [10]. Было принято, что начальная шкала высот составляет 60 пк, а среднее значение Z -составляющей скорости равно 60 км/с. Последнее значение принято согласно [11], где были учтены эффекты наблюдательной селекции. Большинство измерений скоростей относятся к объектам П-группы. Выбор начальной шкалы высот отражает то обстоятельство, что объекты этой группы связаны с γ источниками и плерионами (см. ниже), образующими очень плоскую подсистему. Из рис. 3 видно, что кривая с указанными значениями параметров согласуется со средними для нанесенных точек. Из-за малости статистики невозможно пока сказать, насколько точно оба эти возраста совпадают, однако вероятно, что для П-пульсаров характерный возраст τ по порядку величины близок к истинному (хронологическому) возрасту. Для О-группы характерный возраст пульсаров, видимо, не отражает их истинного возраста.

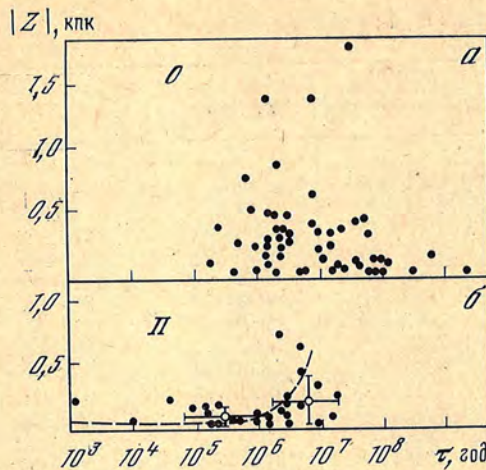
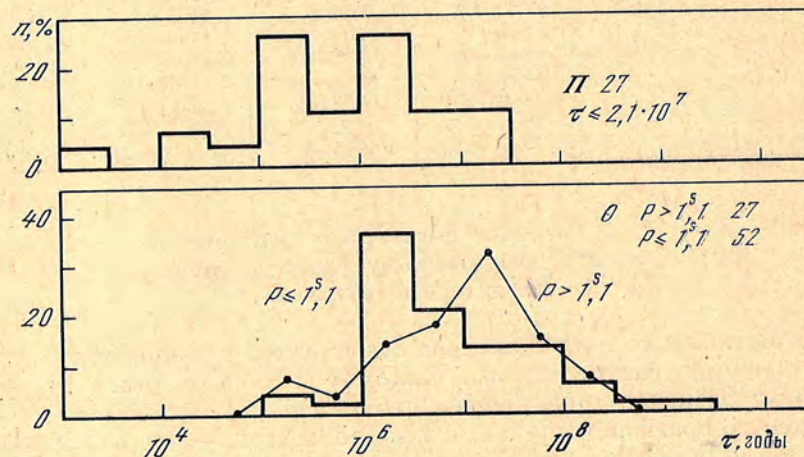


Рис. 3. Диаграмма рассеяния в координатах характерный возраст $\tau = 1/2 P/\dot{P}$ — высота над галактической плоскостью $|Z|$. Нанесены все объекты каталога [8]

а — пульсары группы О;
б — пульсары группы II;
светлые кружки — средние значения;
расчетная кривая $Z(\tau)$ поясняется в тексте

Рис. 4. Распределение по возрасту τ пульсаров групп II и О

Использованы объекты, перечисленные в табл. 1



Частотное распределение по возрасту надежно классифицированных пульсаров (см. табл. 1) представлено на рис. 4. Для II-группы самое большое значение возраста составляет $2,1 \cdot 10^7$ лет. С другой стороны, в О-группе нет пульсаров «моложе» чем $1,8 \cdot 10^5$ лет. Обращает на себя внимание то, что пульсары, относящиеся к разным максимумам распределения по периодам, в О-группе имеют отличающиеся на порядок средние характерные возрасты.

4. Особенности радиоизлучения двух типов пульсаров

На рис. 5 по горизонтальной оси отложены те же значения эффективности генерации η , а по вертикальной — значения ширины пульса w , взятые из [12] (44 пульсара). Из рассмотрения диаграммы видно, что между двумя группами пульсаров наблюдаются кардинальные различия: если не рассматривать одну выпадающую точку, для II-группы ширина пульса уменьшается с возрастанием η ($r = -0,62 \pm 0,09$); для О-пульсаров ситуация прямо противоположная ($r = +0,51 \pm 0,09$). Эти закономерности остаются в силе, если использовать вместо w их эквивалентные значения w_e (интеграл, отнесенный к амплитуде, 82 пульсара каталога [8]).

Согласно [12] формы пульсов образуют следующую морфологическую последовательность: простой пульс (S), пульс с депрессией интенсивности в центре (DU); два пульса (DR); два разнесенных пульса с дополнительным максимумом интенсивности между ними (T); наличие нескольких пульсов. Предполагается, что первые четыре разновидности пульсов просто отражают различие угла между наблюдателем и диаграммой излучения,

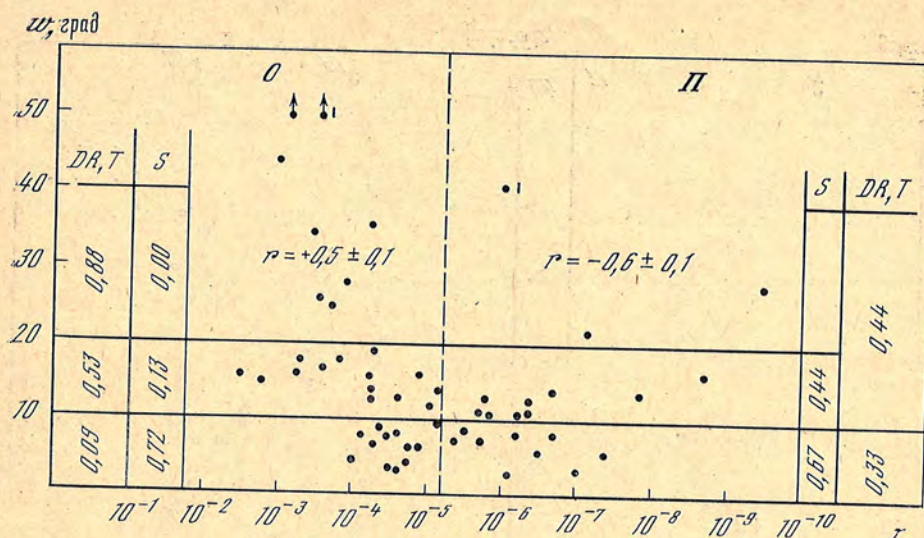


Рис. 5. Диаграмма рассеяния в координатах ширина пульса w — коэффициент трансформации вращательной энергии в радиоизлучение η . Цифры слева и справа характеризуют соотношение между простыми ($S + DV$) и сложными ($DR + T$) профилями пульсов в указанных интервалах w соответственно для О- и II-групп. Короткой вертикальной чертой отмечены точки, исключенные при вычислении коэффициентов корреляции

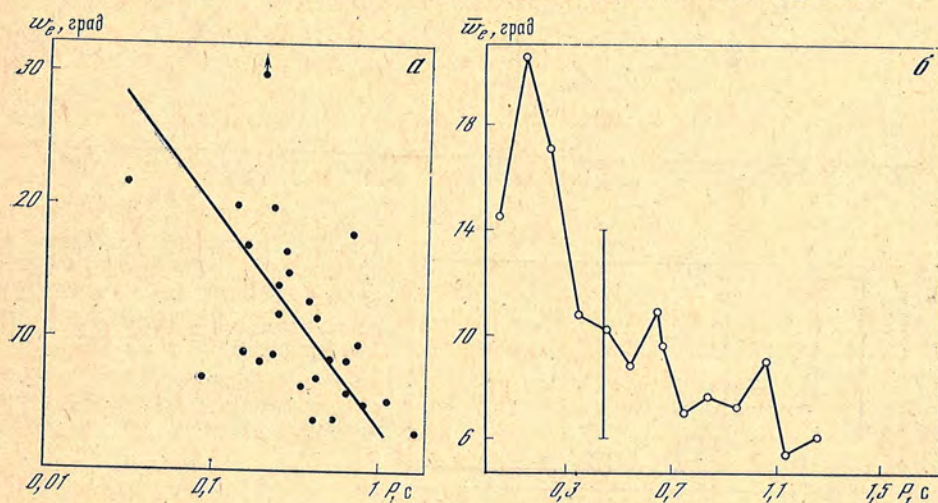


Рис. 6. Зависимость эквивалентной ширины пульса w_e от периода P для пульсаров группы II, входящих в табл. 1 (а; $N = 27$), и среднего $\bar{w}_e$ для интервалов периодов для всех пульсаров группы II, включая попадающие в «полосу ошибок» η (б)

Прямая линия — соотношение $w \propto P^{-1/2}$, предсказанное в модели [13]. Нанесен типичный разброс — среднеквадратичная ошибка

имеющей вид полого конуса с дополнительным пиком по его оси. Для левой части диаграммы рис. 5 (О-область) расположение объектов с разными формами пульсов не беспорядочно: простые пульсы S и типа DU концентрируются в зоне малых значений w и η , пульсы DR и T — левее и выше (соответствующие числа — доля простых и сложных пульсов — приведены на диаграмме). В данном случае, очевидно, истолкование этой морфологической последовательности как изменения угла между диаграммой излучения и наблюдателем не может быть принято, так как при переходе от простых пульсов к сложным сильно меняется η . Возможно, что обсуждаемая закономерность свидетельствует о неоднородности О-группы, ибо, как можно видеть далее из рис. 8, распределения по w_e для двух максимумов распределения по периодам ($P \leq 1^s1$ и $P > 1^s1$) различны. По-

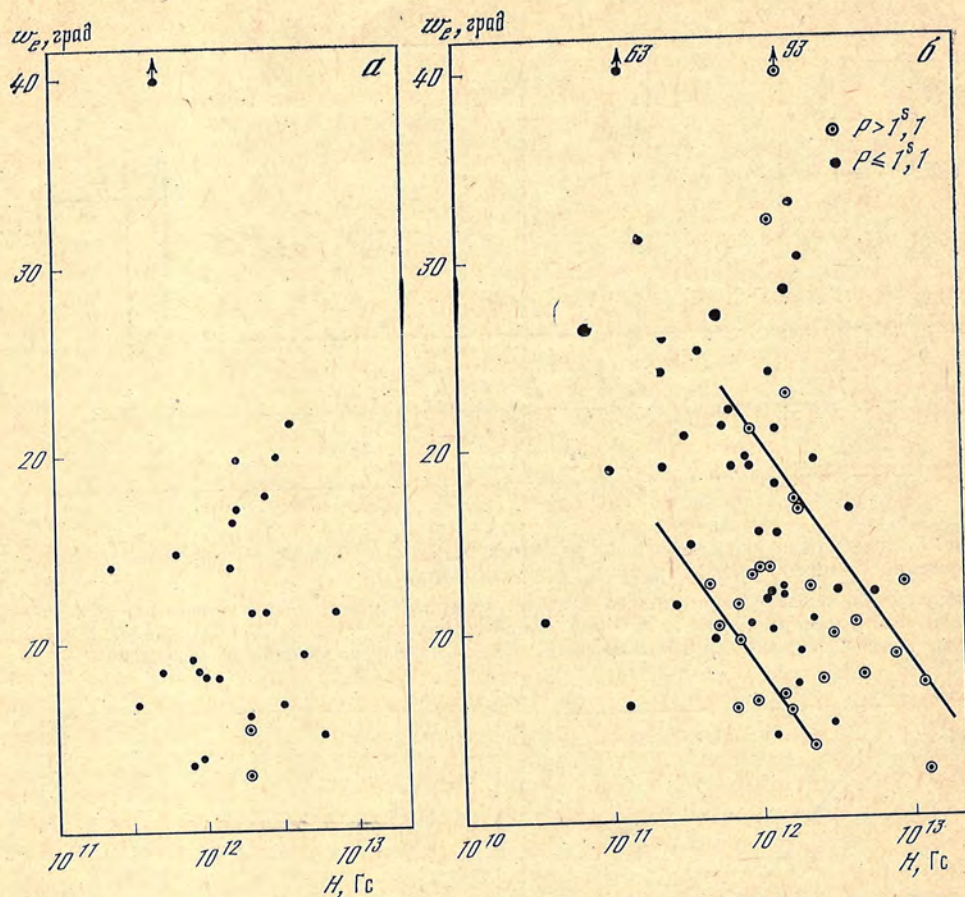


Рис. 7. Диаграмма рассеяния в координатах эквивалентная ширина пульса w_e — напряженность магнитного поля $H \propto \sqrt{P\dot{P}}$ для групп II (а) и O (б)

Корреляция, обнаруженная для всей популяции в [14], на самом деле имеет место для группы O при периодах $P > 1^s,1$

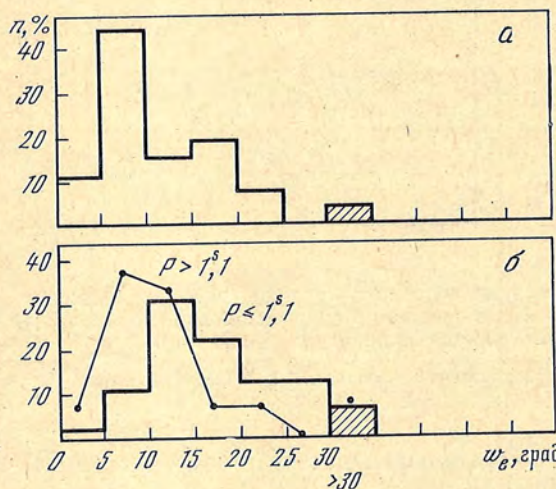


Рис. 8. Распределение по значениям эквивалентных ширин пульсов w_e для группы II (а) и группы O (б) для двух выделенных значений периодов $P > 1^s,1$ ($N = 27$) и $P \leq 1^s,1$ ($N = 45$)

сколько величина η в среднем выше, как оказалось, для пульсаров с более коротким периодом ($P < 1^s,1$), а они (в среднем) имеют более широкий пульс, то такие пульсары попадают преимущественно в левый верхний угол диаграммы рис. 5, а пульсары с $P > 1^s,1$ — соответственно в правый нижний.

Для объектов II-группы определенной системы в распределении пульсов разного типа в зависимости от η не наблюдается (для уверенного суждения, однако, случаев слишком мало). Для этой группы имеет место следующая закономерность: ширина пульса антикоррелирует со значением периода (для набора случаев рис. 5 коэффициент корреляции $r = -0,55 \pm$

$\pm 0,10$). Зависимость $w_e(P)$ пульсаров табл. 1 представлена на рис. 6, а. Приведенный здесь наклон соответствует закону $w \propto P^{-1/2}$, предсказанному в модели Рудермана — Сазерленда [13]. Для всей совокупности объектов этой группы уменьшение w_e с увеличением периода показано на рис. 6, б, где подсчитаны $\bar{w}_e$ для каждого интервала периода (в данном случае шкала периодов линейна). Для О-группы в целом эта зависимость определенно отсутствует ($r = -0,16 \pm 0,12$ для рис. 5). Аналогичная корреляция появляется в данном случае, только если исключить $w_e > 30^\circ$.

Тенденция к уменьшению ширины пульса с увеличением магнитного поля пульсара ($H \propto \sqrt{P\dot{P}}$), обнаруженная в [14], имеет место, как оказалось, только для объектов группы О (рис. 7). Как видно из рисунка, отмеченная тенденция возникает преимущественно за счет пульсаров, расположенных в области второго максимума в распределении по периодам (на диаграмме нанесены все пульсары табл. 1).

Как следствие того, что пульсары группы П имеют тенденцию к увеличению периода с увеличением характерного возраста τ ($r = +0,69 \pm 0,07$) и для них имеет место закон $w \propto P^{-1/2}$, должна наблюдаться антикорреляция между шириной пульса и возрастом τ . Такая тенденция и в самом деле наблюдается ($r = -0,44 \pm 0,11$). Для объектов группы О значимой связи $P(\tau)$ и $w_e(\tau)$ не обнаруживается (коэффициенты корреляции соответственно $r = -0,02 \pm 0,08$ и $r = +0,07 \pm 0,08$). Возможно, однако, что тенденция к некоторому увеличению w_e с возрастом τ для О-пульсаров с большим периодом (второй максимум в распределении по периодам $P > 1^s 1$) может оказаться реальной (для этой подгруппы отдельно $r = +0,20 \pm 0,13$). Это можно рассматривать как дополнительное указание на неоднородность О-группы. Еще одно указание на подобную неоднородность можно усмотреть в различии частотных распределений ширины пульсов w_e , представленных на рис. 8. Хотя точное положение максимума интенсивности в спектре радиоизлучения пульсаров F_m (МГц) известно только для полутора десятков объектов, кажется маловероятным, что существенное различие в поведении F_m при изменении η случайно: для П-объектов с увеличением эффективности генерации излучения максимум в спектре F_m смещается с 400 к 100 МГц ($r = -0,86 \pm 0,07$). Для О-группы связи между F_m и η не наблюдается ($r = -0,16 \pm 0,22$; данные о положении максимума взяты из [15]).

Наконец, можно отметить, что явления дрейфа субпульсов также различаются для обеих указанных групп: в случае О-пульсаров, когда дрейф наблюдается, он имеет отрицательный знак (субпульс перемещается к ранней фазе, 6 случаев из 9), для П-группы — преимущественно положительный (4 случая из 5), данные в основном взяты из [16]).

5. Некоторые дополнительные закономерности.

Магнитные поля двух групп пульсаров.

Связь с гамма-источниками

Рис. 9 представляет собой диаграмму рассеяния всех пульсаров [8] в координатах η — период P . И в данном случае нетрудно усмотреть некоторое различие между О- и П-группами, которое можно было бы использовать для независимого разбиения: для правой части диаграммы намечается тенденция к корреляции между η и периодом, отсутствующая в левой части. Хотя эта корреляция и малозначима ($r = +0,35 \pm 0,11$), она скорее всего реальна, так как ее можно рассматривать как следствие наличия зависимости $w \propto P^{-1/2}$ и антикорреляции ширины пульса w_e и η (см. рис. 5).

Поскольку из простейших соображений можно ожидать, что эффективность генерации η может оказаться связанной с магнитным полем нейтронной звезды, интересно проверить, имеется ли какое-либо различие между рассматриваемыми группами по магнитным полям. Соответствующую диа-

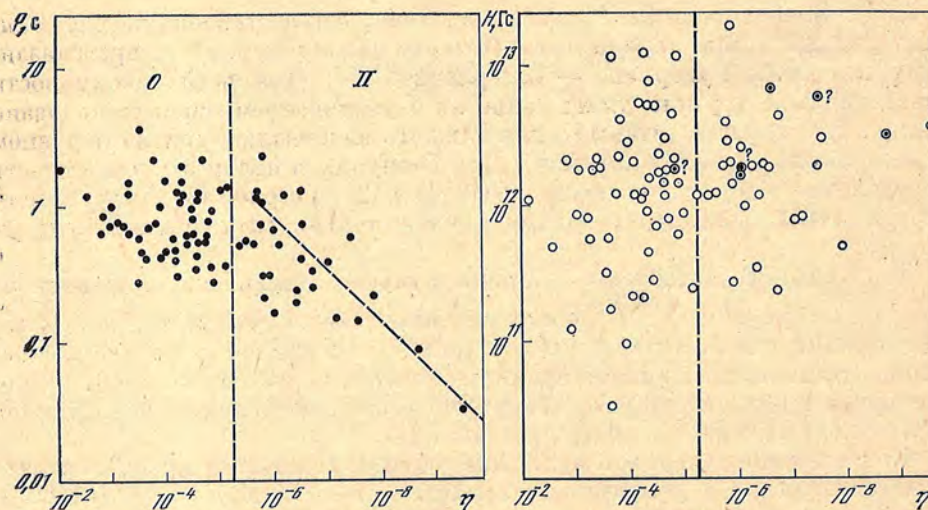


Рис. 9. Диаграмма рассеяния в координатах период P — коэффициент трансформации вращательной энергии в радиоизлучение η . Вертикальная штриховая линия $\eta = 5 \cdot 10^{-6}$. Нанесены все объекты каталога [8]

Рис. 10. Диаграмма рассеяния в координатах напряженность магнитного поля $H \propto \sqrt{P\dot{P}}$ — коэффициент трансформации вращательной энергии в радиоизлучение $\eta \propto$. Нанесены все объекты каталога [8]. Штриховая линия — $\eta = 5 \cdot 10^{-6}$. Кругиками с точками отмечены пульсары, обладающие гамма-излучением (знак вопроса означает, что отождествление с гамма-источником не вполне надежно). Диаграмма для каталога [9] вполне аналогична приведенной

грамму рассеяния можно видеть на рис. 10 (82 пульсара [8]). Можно заметить, что для О-группы характерно присутствие низких значений $H \propto \sqrt{P\dot{P}}$, что не наблюдается для правой части диаграммы. Хотя точек в этой части диаграммы мало, отмеченная особенность, несомненно, является реальной, так как хорошо заметна и для независимого набора объектов последнего Молонгдо-обзора (115 пульсаров) (ср. с рис. 11 ниже). На том же рис. 10 нанесены известные в настоящее время пульсары, излучающие в гамма-диапазоне (обнаружены в измерениях SAS-2 и COS B. Видно, что, за одним сомнительным исключением, все такие объекты попадают в группу II. Если рассматривать только уверенно классифицированные пульсары (см. табл. 1), то в II-группу попадают пять гамма-источников, в О-группу — ни одного. Следует отметить, что в пределах 2 кпк число наблюдаемых пульсаров обеих групп одинаково, так что отмеченное различие отнюдь не может быть обусловлено различием в их средних расстояниях (все пульсары — гамма-источники являются близкими объектами).

6. Обсуждение. Возможная природа II- и О-групп

Отмеченные выше различия между двумя выделенными группами пульсаров сведены в табл. 2. Из рассмотрения этой таблицы следует, что по крайней мере полтора десятка признаков, несомненно, различны для пульсаров групп II и О. Существенно, что заметные различия наблюдаются для некоторых признаков, где параметры определяются независимо от расстояния. По меньшей мере три признака являются полностью независимыми: 1) пространственное распределение в зависимости от характерного возраста; 2) характер зависимости ширины пульса от эффективности генерации радиоизлучения $w_e(\eta)$; 3) изменение положения максимума радиоизлучения F_m в зависимости от η . Уже этих трех признаков было бы достаточно для заключения о неоднородности рассмотренной популяции.

Очевидно, было бы очень важным попытаться определить природу этих двух групп. Представители II-группы обладают, видимо, свойствами

Таблица 2

Признак; статистика	O	П
Эффективность генерации [радиоизлучения $\eta = L_R/\dot{E}$	$>5 \cdot 10^{-5}$	$\leq 1 \cdot 10^{-6}$
Положение максимума в распределении по периодам, $N = 106$	0,4—0,5 с 1,2—1,3 с	0,2—0,3 с
Зависимость $\bar{Z}(\tau)$; $N = 82$	Отсутствует	$\bar{Z} \propto \tau$
$\bar{Z}$ расстояние от плоскости галактики; $N_O = 79$; $N_{II} = 27$	~ 300 пк	~ 170 пк
Крайние значения τ ; $N_O = 79$; $N_{II} = 27$	$1,8 \cdot 10^5 < \tau < 2,3 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^3 < \tau < 2,1 \cdot 10^7$
Положение максимума в распределении по возрасту τ ; $N_O = 79$; $N_{II} = 27$	$3 \cdot 10^6$ для $P < 1^s, 1$ $3 \cdot 10^7$ для $P \geq 1^s, 1$	?
Зависимость $w(\eta)$ или $w_e(\eta)$; $N_w = 44$; $N_{w_e} = 82$	Корреляция $r = +0,51 \pm 0,09$ ($+0,34 \pm 0,08$) При $\eta \rightarrow 10^{-2}$ S сменяется DR	Антикорреляция $r = -0,62 \pm 0,09$ ($-0,34 \pm 0,11$) При $\eta \rightarrow 5 \cdot 10^{-6}$ связь отсутствует?
Связь формы пульса с η ($N = 44$)	Отсутствует $r = +0,07 \pm 0,08$	Антикорреляция $r = -0,44 \pm 0,11$
Зависимость $w_e(\tau)$; $N_O = 70$; $N_{II} = 26$	$10-15^\circ$ $P < 1^s, 1$ $5-10^\circ$ $P \geq 1^s, 1$	$5-10^\circ$
Положение максимума в распределении по w_e ; $N_O = 79$; $N_{II} = 27$	Отсутствует $r = -0,02 \pm 0,08$	Корреляция $r = +0,69 \pm 0,07$
Связь $P(\tau)$; $N_O = 79$; $N_{II} = 27$	Отсутствует $r = +0,15 \pm 0,09$	Корреляция? $r = +0,35 \pm 0,11$
Связь $\eta(P)$; $N = 82$	Антикорреляция? $P \geq 1^s, 1$, $r = -0,20 \pm 0,13$, $P < 1^s, 1$, $r = -0,19 \pm 0,10$	Отсутствует $r = +0,12 \pm 0,13$
Связь $w_e(H)$; $N_O = 70$; $N_{II} = 26$	Отсутствует $r = -0,16 \pm 0,22$	Антикорреляция $r = -0,86 \pm 0,07$
Связь F_m максимума в радиоспектре с η ; $N = 15$	Минус (6 случаев из 9)	Плюс (4 случая из 5)
Знак дрейфа субпульсов (если наблюдается); $N = 14$	Нуль из 79	5 из 27
Связь с гамма-источниками	Корреляция $r = +0,55 \pm 0,05$	Отсутствует $r = +0,07 \pm 0,13$
Связь $P(H)$; $N_O = 79$; $N_{II} = 27$		

«классического пульсара»: их характерный возраст пропорционален кинематическому и, следовательно, близок хронологическому возрасту. Распределение по возрасту τ в общем не противоречит представлению об их образовании с постоянной скоростью. Значение $dn/d\tau$ для рис. 4 равно величине порядка 10^{-5} . Поскольку П-пульсары — близкие объекты ($\lesssim 1,5$ кпк), эта величина является локальной и соответствует локальной частоте всплеск сверхновых (около 10^{-5} кпк $^{-2}$). Распределение по периодам является одновыпуклым, а сам период имеет тенденцию к увеличению при увеличении возраста. Сам возраст не превышает $2 \cdot 10^7$ лет. Эти объекты, видимо, образуют очень плоскую подсистему ($\bar{Z} \lesssim 170$ пк). П-пульсары имеют в большинстве случаев простую форму пульса, причем ширина пульса уменьшается с увеличением периода по закону, соответствующему моделям, где излучение испускается из области полярной шапки. То обстоятельство, что максимум частоты радиоизлучения у этих объектов смещается в сторону низких частот с увеличением возраста τ ($r = -0,94 \pm 0,3$), позволяет предположить, что «выключение» их радиоизлучения по достижении предельного возраста $\sim 10^7$ лет обусловлено

перемещением излучения в крайнюю низкочастотную область, что делает их обнаружение очень трудным (узкий пульс «растягивается» из-за дисперсии в межзвездной среде). Очевидно, из-за селекции наблюдаются объекты с относительно высокими значениями η . Не исключено, что некоторые П-пульсары могут иметь величину $\eta \lesssim 10^{-11}$, причем это должны быть «молодые» объекты, излучающие в высокочастотной области. Не с этим ли обстоятельством связано малое число наблюдаемых пульсаров «молодого» возраста?

То, что в рассматриваемую группу попали пульсары в Крабовидной туманности, а также пульсары 0950+08 и 2217+47, у которых обнаружены околопульсарные ореолы (ghost SNR), делает весьма вероятным предположение, что П-пульсары связаны с остатками Сверхновых типа Крабовидной туманности (плерионы) и, вероятно, образуются при вспышках Сверхновых II типа.

В радиусе $\sim 2,6$ кпк (радиус «видимости» гамма-источников) наблюдается 21 пульсар П-группы. Пять из них излучают в гамма-диапазоне (24%). Если это не является флуктуацией и если эти пульсары распределены в Галактике так же, как пульсары О-группы и остатки Сверхновых, то гамма-пульсаров в Галактике около 10^4 . Поскольку эти пульсары в радиодиапазоне излучают слабо, некоторые из них, возможно, могут быть обнаружены прежде всего как гамма-пульсары.

Свойства пульсаров, попавших в группу О, можно резюмировать следующим образом. Среди объектов этой группы имеются пульсары, характерный возраст которых очень велик ($2 \cdot 10^9$ лет). С другой стороны, нет ни одного пульсара с возрастом меньше 10^5 лет. Если предположить, что характерный возраст этих объектов порядка хронологического, отсутствие молодых пульсаров совершенно непонятно, ибо пульсары этой группы наблюдаются на очень больших расстояниях и пульсаров с возрастом $\lesssim 10^5$ лет должны быть десятки. Эти факты и то обстоятельство, что характерный возраст в данном случае не коррелирует с кинематическим, позволяют заключить, что характерный возраст для представителей группы О не отражает их истинного (хронологического) возраста. Видимо, важной особенностью пульсаров этой группы является наличие двух максимумов в распределении по периодам. Возможно, что около $1/3$ О-пульсаров с периодами $P > 1\text{ с}$ образуют отдельную подгруппу. Она отличается от основной массы объектов тем, что имеет в среднем более узкие пульсы и на порядок больший характерный возраст (возрасты, однако, перекрываются, и различие имеет место только для средневзвешенных значений).

Как известно, пульсары с периодом более 1 с располагаются, как правило, на больших высотах над галактической плоскостью ($Z \gtrsim 400$ пк) [17]. Поскольку П-пульсары при таких значениях Z очень редки, почти все пульсары при $Z > 400$ пк принадлежат к рассматриваемой подгруппе. Если такое заключение справедливо, то О-пульсары с большими периодами либо имеют больший кинематический возраст, либо удаляются от галактической плоскости с меньшей скоростью. Невозможно пока исключить и предположение, что эти пульсары образовались из объектов с относительно большими средними расстояниями от галактической плоскости. Возможно, что они обладают еще и той особенностью, что ширина их пульса w_e уменьшается при увеличении напряженности магнитного поля (см. табл. 2). Из-за малости статистики не вполне ясно, насколько реальны перечисленные выше различия.

Интересно отметить, однако, что при рассмотрении отдельно по группам $P < 1\text{ с}$ и $P \gtrsim 1\text{ с}$ связи ширины пульса w_e с периодом обнаруживается тенденция к уменьшению w_e с увеличением периода в каждой группе аналогично тому, как это имеет место для П-пульсаров. Общим для О- и П-групп является и та закономерность, что максимум частоты радиоизлучения в их спектрах, видимо, смещается в сторону низких частот с увеличением периода. Если эти закономерности реальны, то возможный вывод о принципиальном различии механизмов генерации радиоизлучения О- и П-пульсаров является преждевременным.

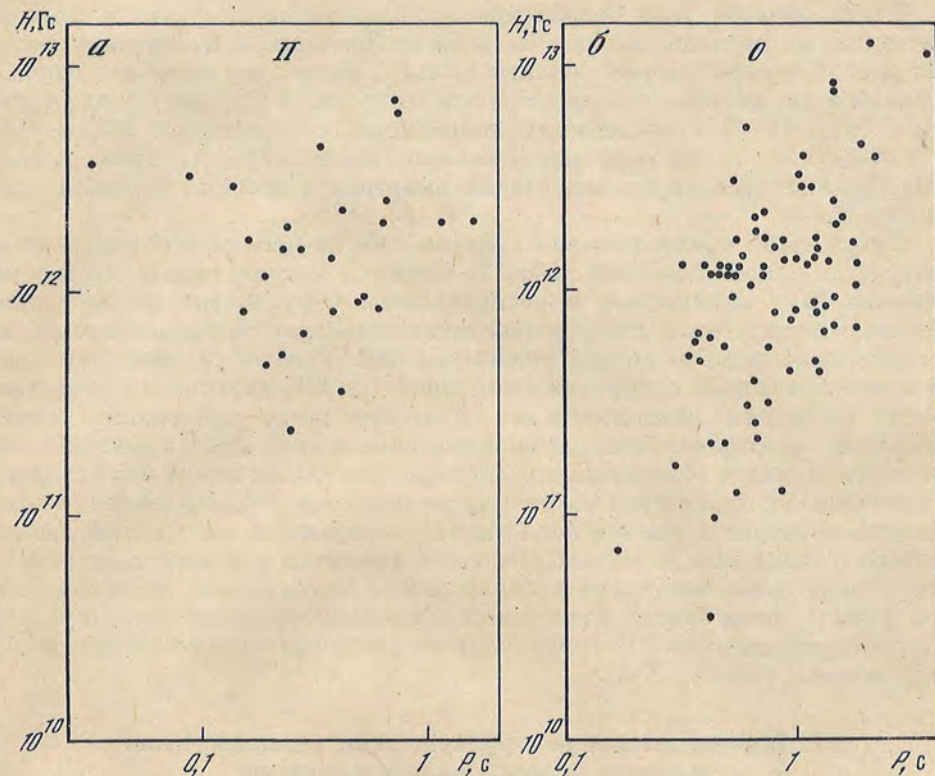


Рис. 11. Диаграмма рассеяния в координатах период P — напряженность магнитного поля $H \propto \sqrt{P\dot{P}}$ для группы II (а) и группы О (б)
Нанесены объекты табл. 1

Некоторые важные особенности пульсаров О-группы получают естественное объяснение, если предположить, что пульсары этой группы прошли в процессе эволюции стадию аккреции в двойной системе (эта идея принадлежит А. И. Цыгану). В самом деле, такие рентгеновские пульсары, как SMC X-1, Her X-1 и 4U 0115 + 63, если бы они возобновили радиоизлучение после прекращения аккреции, не отличались бы по периодам от пульсаров О-группы (периоды соответственно 0^h71; 1^h24 и 3^h6). Поскольку в процессе аккреции такими пульсарами приобретает дополнительный момент, их характерный возраст, понятно, не соответствует истинному хронологическому (и тем самым кинематическому возрасту). Эти пульсары должны более высоко в среднем располагаться над галактической плоскостью, ведь они значительное время удалялись от галактической плоскости, находясь в двойной системе. Среднее расстояние пульсаров О-группы от галактической плоскости $\bar{Z} \approx 300$ пк примерно таково же, как и для рентгеновских пульсаров. Интересно, что радиопульсар в двойной системе 1913 + 16 определенно должен быть отнесен к группе О ($\eta = 3 \cdot 10^{-5}$, $\tau = 1,1 \cdot 10^8$ лет, $H = 3,2 \cdot 10^{11}$ Гс). Принадлежность двух других радиопульсаров в двойных системах (0820 + 02 и 0656 + 64) к какой-либо группе пока остается неясной.

Г. С. Бисноватый-Коган и Б. В. Комберг [18], обсуждавшие вопрос о связи между радиопульсарами и рентгеновскими пульсарами, отметили, что согласно простой модели [19] после аккреции пульсар должен иметь период

$$P_0 \approx 2,6 B_{12}^{3/2} L_{36}^{-1/2} \text{ с},$$

где $B_{12} \equiv B/10^{12}$ Гс — напряженность магнитного поля, а $L_{36} \equiv L/10^{36}$ эрг·с⁻¹ — светимость рентгеновского пульсара.

Таким образом, если О-пульсары прошли стадию аккреции в двойных системах, их периоды должны быть пропорциональны магнитному полю. Из рис. 11, а где нанесены объекты табл. 1, видно, что подобная связь и в самом деле, похоже, наблюдается для О-группы и отсутствует для группы П (рис. 11, б), коэффициенты корреляции соответственно $0,55 \pm 0,05$ и $0,07 \pm 0,13$. Таким образом, возможно, что не менее $2/3$ наблюдаемых ныне радиопульсаров прошло стадию аккреции в двойных рентгеновских системах.

Изложенное предположение само по себе не объясняет, разумеется, некоторых закономерностей табл. 2. Остается непонятным, в частности, наличие двух максимумов в распределении О-пульсаров по периодам. Можно отметить, что и для рентгеновских пульсаров распределение по периодам, возможно, имеет два максимума [20]. Требуется специального рассмотрения и вопрос о причине громадного ($\geq 10^3$) увеличения эффективности генерации радиоизлучения пульсара после окончания стадии аккреции (если принять обсуждаемое предположение). В [21] в качестве возможного варианта объяснения предполагается, что это может быть связано с изменениями параметров магнитосферы пульсара, обусловленного в свою очередь изменением химического состава поверхности нейтронной звезды (водород, гелий вместо железа). Остается открытым и вопрос о причинах подавления гамма-излучения пульсара после прохождения им аккреционной фазы (с точки зрения излагаемых здесь представлений гамма-пульсар должен принадлежать к П-группе, даже если он находится в составе двойной системы, как Cyg X-3).

7. Классификация по эффективности радиоизлучения и другие классификационные схемы

Из сопоставления нетрудно убедиться, что предложенная здесь классификация пульсаров не согласуется с их разделением по форме пульсов [4]. Около трети пульсаров П-группы имеют пульсы сложной формы. Наоборот, около половины О-пульсаров имеют пульсы простой формы (S). Вместе с тем классификация по эффективности радиоизлучения в значительной мере согласуется с чисто формальным разбиением на «кластеры», проведенным М. А. Клякотко [22]. В первый его кластер, как оказалось, входит не менее 60% пульсаров П-группы, а в наиболее «населенные» кластеры II и III — в основном О-объекты (80%). Предложенная классификация хорошо согласуется также с результатами М. А. Мнацаканяна [23]. Согласно этим результатам имеется по меньшей мере две группы пульсаров, одна из них «рождается» с малым периодом и эволюционирует к значению периода в десятые доли секунды. Другая «рождается» с периодом порядка секунды. Первую группу можно поставить в соответствие с П-пульсарами, вторую, очевидно, с пульсарами группы О. Р. Кочхар [24] предложил классификационную схему, которая, по сути дела, в основном совпадает с изложенной в предыдущем разделе. Согласно [24] должна существовать группа пульсаров (одиночные пульсары S), для которых их возраст совпадает с характерным возрастом τ (это, очевидно, пульсары группы П). С другой стороны, имеются пульсары, эволюционирующие в двойных системах (что совпадает с пульсарами О-группы). Наконец, можно отметить, что заключение о тождественности гамма-пульсаров с пульсарами П-группы хорошо согласуется с результатами [1—3] о природе галактических гамма-источников, полученными из совершенно других соображений.

Заключение

Проведенный анализ позволяет сформулировать следующие основные выводы:

1. Если принять в качестве классифицирующего параметра эффективность генерации пульсарами их радиоизлучения $\eta = L_R/E$, наблюдае-

мая ныне популяция распадается на две группы с существенно разными свойствами.

2. Первая группа (П-пульсары) имеет малую шкалу высот относительно галактической плоскости ($Z \lesssim 170$ пк). Пульсары этой группы имеют характерный возраст τ порядка их кинематического (и, следовательно, хронологического), их ширина пульса уменьшается с увеличением периода по закону, соответствующему моделям, где излучение испускается из области полярной шапки. Объекты этой группы, вероятно, связаны с плерионами и гамма-источниками. Число подобных гамма-источников в галактике может быть порядка 10^4 .

3. Вторая группа (О-пульсары) характеризуется наличием двух максимумов в распределении по периодам, причем период для объектов всей группы пропорционален напряженности магнитного поля пульсара. Характерный возраст О-пульсаров не отражает их хронологического возраста. Они имеют большую шкалу высот относительно галактической плоскости ($Z \approx 300$ пк). Такие пульсары, вероятно, прошли в процессе их эволюции стадию аккреции в двойных системах.

Автор признателен Д. К. Надежину, В. П. Утробину, А. И. Цыгану, В. В. Железнякову и сотрудникам лаборатории космических лучей КАО за обсуждение и критические замечания, а также Н. В. Бенюх за помощь в вычислениях и подготовке рукописи.

Декабрь 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. Lamb R. C. — Nature, 1978, vol. 272, p. 429.
2. Vladimirsky B. M. — In: 16th Intern. cosmic-rays conf., Kyoto, 1979, vol. 1, p. 196.
3. Panagia N., Zamorani G. — Astron. and Astrophys., 1979, vol. 75, p. 303.
4. Huguenin G. R., Manchester R. N., Taylor J. H. — Astrophys. J., 1971, vol. 169, p. 97.
5. Roberts D. H. — Astrophys. J., 1976, vol. 207, p. 949.
6. Jones P. B. — Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1977, vol. 178, p. 87P.
7. Buccheri R., D'Amico N., Massaro E., Scarsi L. — Nature, 1978, vol. 274, p. 572.
8. Taylor J. H., Manchester R. N. — Astron. J., 1975, vol. 80, p. 794.
9. Newton L. M., Manchester R. N., Cooke D. J. — Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1980.
10. Gunn J. E., Ostriker J. P. — Astrophys. J., 1970, vol. 160, p. 979.
11. Hanson R. B. — Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1979, vol. 186, p. 357.
12. Backer D. C. — Astrophys. J., 1977, vol. 209, p. 895.
13. Cheng A. F., Ruderman M. A. — Astrophys. J., 1980, vol. 235, p. 576.
14. Lyne A. G., Ritchings R. T., Smith F. G. — Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1975, vol. 171, p. 579.
15. Малофеев В. М., Малов И. Ф. — Астрон. журн., 1980, т. 57, с. 90.
16. Ritchings R. T., Lane A. G. — Nature, 1975, vol. 257, p. 293.
17. Manchester R. N. — Month. Not. Roy. Astron. Soc., 1980.
18. Бисноватый-Козан Г. С., Комберг Б. В. — Астрон. журн., 1974, т. 51, с. 373.
19. Pringle J. E., Rees M. J. — Astron. and Astrophys., 1972, vol. 21, p. 1.
20. Rappaport S., Joss P. C. — Nature, 1977, vol. 266, p. 123.
21. Цыган А. И., Владимирский Б. М. — Письма в Астрон. журн., 1982.
22. Клякотко М. А. — Письма в Астрон. журн., 1975, т. 3, с. 129.
23. Мнацаканян М. А. — Астрофизика, 1979, т. 15, с. 515.
24. Kochhar R. K. — Nature, 1977, vol. 270, p. 38.

УДК 523.164.4

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ СПЕКТРЫ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ

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

В результате анализа спектров 143 внегалактических радиоисточников показано, что:

- 1) у большинства квазаров оптическая толща излучающих областей на частотах 8—22 ГГц меньше, чем на частотах 2,7—8 ГГц;
- 2) в спектрах галактик наблюдаются как увеличение крутизны спектров, так и ее уменьшение при возрастании частоты;

3) средняя оптическая толщина излучающих областей в лацертидах на частотах 8—22 ГГц больше, чем в квазарах. Спектры лацертидов плоские в широком диапазоне частот от 0,4 до 22 ГГц.

HIGH FREQUENCY SPECTRA OF EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES, by V. A. Efanov, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov.— It is shown in consequence of analysis of spectra of 143 extragalactic radio sources that:

1) the optical depth of emitting regions in most quasars at frequencies 8—22 GHz is lower than that at frequencies in the domain 2,7—8 GHz;

2) galaxies spectra may become more steeper or more flatter with frequency increase from 2.7 to 22 GHz;

3) average optical depth of emitting regions in lacertids at frequencies from 8 to 22 GHz is higher than that in quasars. The spectra of lacertids are flat in average in wide frequency range from 0,4 to 22 GHz at least.

Зависимость формы спектра радиоисточников от типов оптических объектов, с которыми они генетически связаны, была установлена уже в первых спектральных исследованиях. Так, в [1] было показано, что радиогалактики и большинство квазаров из кембриджского обзора ЗС (частота 178 МГц) имеют степенную зависимость плотности потока S от частоты f , $S \sim f^\alpha$, со средним значением спектрального индекса $\alpha = -0,8$ на частотах меньше 5 ГГц. Однако значительная часть квазаров этого обзора имела спектральные индексы, возрастающие с увеличением частоты, т. е. спектры их в диапазоне частот 750—5000 МГц были менее крутыми, чем в интервале 38—750 МГц.

Квазары, обнаруженные в обзорах на частотах в несколько гигагерц, образуют уже две почти равнозначные группы: одна из них имеет спектры, подобные спектрам источников из каталога ЗС, другая имеет плоские спектры с $\alpha \approx 0$ [2—4]. К радиоисточникам с плоскими спектрами в основном относятся и объекты типа BL Lac, именуемые часто лацертидами. Именно объекты с плоскими радиоспектрами обладают значительной переменностью интенсивности излучения на оптических и радиочастотах, сопровождающейся выделением энергии, сравнимой с полной светимостью мощнейших радиогалактик [5]. Подавляющее большинство исследований радиоспектров до настоящего времени были выполнены на частотах меньше 10 ГГц, поэтому анализ спектров на более высоких частотах может дать информацию, важную для понимания физических процессов в радиоисточниках.

Здесь излагаются результаты анализа формы спектров излучения радиоисточников в диапазоне 2,7—22,2 ГГц. В этом исследовании были использованы результаты обзора внегалактических радиоисточников, выполненного в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в 1973—1978 гг., и данные для более низких частот, взятые из литературы.

Для обзора на частоте 22,2 ГГц нами были отобраны объекты, имеющие плотности потоков на 2,7 ГГц больше 1 Ян ($10^{-26} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$) и спектральные индексы в интервале 2,7—8,1 ГГц $\alpha \geq -0,5$ [4, 6], объекты типа BL Lac из списков [7, 8], а также радиоисточники из мичиганского обзора на 8 ГГц [9]. Наблюдения проводились на 22-м радиотелескопе при помощи радиометра с мазером в качестве усилителя высокой частоты. Чувствительность приемной системы составляла $0,7 \text{ Ян}$ при постоянной времени 1 с. Результаты измерений плотностей потоков от более чем 160 источников опубликованы в [10, 11].

Для характеристики спектров источников в указанном частотном интервале использовались спектральные индексы излучения в низкочастотной части α_n (частоты 2,7—8,1 ГГц) и высокочастотной части α_v (8,1—22,2 ГГц), которые определялись согласно выражениям

$$\alpha_n = \frac{\lg(S_{8,1}/S_{2,7})}{\lg(8,1/2,7)}; \quad \alpha_v = \frac{\lg(S_{22,2}/S_{8,1})}{\lg(22,2/8,1)}.$$

Здесь индексами при потоках S обозначены соответствующие им частоты в ГГц. Расчеты α_n и α_v проводились по результатам наших наблюдений

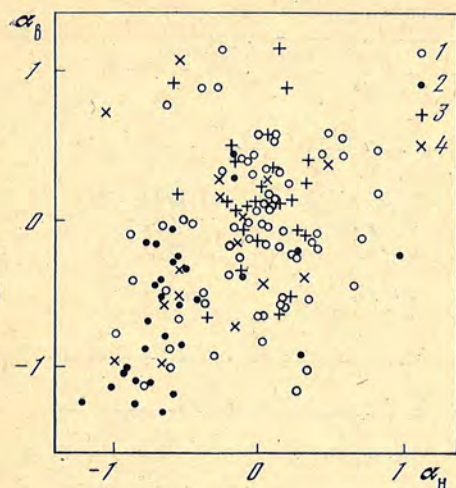


Рис. 1. Зависимость высокочастотных спектральных индексов (α_v) от низкочастотных (α_n) для 143 радиоисточников

1 — квазары, 2 — галактики, 3 — лацертиды, 4 — неотожествленные радиоисточники

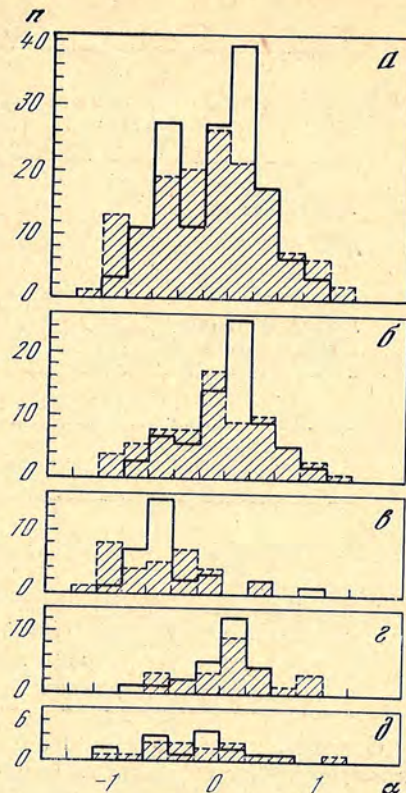


Рис. 2. Распределение радиоисточников по спектральным индексам

а — все радиоисточники, б — квазары, в — галактики, г — лацертиды, д — источники без оптических отождествлений. Сплошная линия — распределение по низкочастотному индексу α_n (2,7; 8 ГГц); распределение по высокочастотному спектральному индексу α_v (8,1; 22,2 ГГц) нанесено штриховой линией и заштриховано

на 22,2 ГГц [10, 11], а также по данным других авторов на 2,7 и 8,1 ГГц из [4, 6, 9]. Иногда в случае отсутствия измерений потоков на 8,1 ГГц брались потоки на близких частотах 8,0 [9], 8,87 [12], 5 или 10,6 ГГц [4, 10]. Таким образом были получены спектральные индексы α_n и α_v для 143 радиоисточников.

Вид спектра каждого радиоисточника, характеризуемый спектральными индексами α_n и α_v , наглядно иллюстрируется на двухиндексной диаграмме $\alpha_n - \alpha_v$, аналогичной двухцветной диаграмме ($U - B$) — ($B - V$), применяемой в оптике для характеристики спектра. На рис. 1 показано такое распределение для всех 143 радиоисточников. Из него видно, что галактики находятся главным образом в левом нижнем квадранте диаграммы. Квазары и неотожествленные источники заселяют всю плоскость диаграммы в пределах спектральных индексов α_n и α_v от -1 до $+1$. Лацертиды распределены так же, как и квазары, но диапазон их спектральных индексов несколько меньше. Рис. 1 дает качественную оценку распределения источников по спектральным индексам.

Рассмотрим более детально спектральные свойства их в зависимости от оптических типов. На рис. 2, а показаны гистограммы распределения всех 143 радиоисточников по α_n и α_v , а также отдельно квазаров (рис. 2, б), галактик (рис. 2, в), лацертидов (рис. 2, г) и неотожествленных источников (рис. 2, д), входящих в выборку. Средние спектральные индексы α_n и α_v для всех радиоисточников и для каждого оптического типа приведены в табл. 1. На рис. 2, а видно, что источники в рассматриваемой выборке группируются главным образом в двух спектральных интервалах, $-0,75 \leq \alpha_n \leq -0,5$ и $-0,25 \leq \alpha_n \leq +0,25$. Средние спектральные индексы всех источников α_n и α_v отличаются незначительно (табл. 1).

Таблица 1

Тип объектов	Число объектов	Спектральный индекс	
		α_H	α_B
Все источники	143	$-0,140 \pm 0,037$	$-0,206 \pm 0,046$
Квazarы	71	$0,00 \pm 0,05$	$-0,12 \pm 0,06$
Галактики	31	$-0,52 \pm 0,07$	$-0,62 \pm 0,08$
Лацертиды	25	$0,01 \pm 0,06$	$0,11 \pm 0,09$
Неотождествленные источники	16	$-0,29 \pm 0,10$	$-0,20 \pm 0,14$

Таблица 2

Частоты, ГГц	Ссылка	Число объектов	Спектральный индекс
0,4—1,4	[7]	26	$-0,11 \pm 0,06$
1,4—5,0	[7]	26	$0,04 \pm 0,06$
2,7—8,1	Данная статья	25	$0,01 \pm 0,06$
4,9—15,5	[13]	35	$-0,07 \pm 0,05$
8,1—22,2	Данная статья	25	$0,11 \pm 0,09$
15,5—22,2	Данная статья	23	$0,28 \pm 0,12$

Спектры квазаров в нашей выборке в интервале частот 2,7—8,1 ГГц характеризуются средним спектральным индексом $\alpha_H = 0,00 \pm 0,05$. Средний индекс их излучения между частотами 8,1 и 22,2 ГГц становится меньше ($\alpha_B = -0,12 \pm 0,06$). Максимум в их распределении по спектральному индексу при повышении средней частоты, на которой определяется спектральный индекс, смещается влево (рис. 2, б). Такое изменение в спектрах квазаров может быть вызвано тем, что в среднем области излучения в них на частотах 8—22 ГГц становятся оптически менее плотными, чем на частотах 2,7—8 ГГц.

Около 70% галактик имеют спектральные индексы в интервале 2,7—8,1 ГГц от -1 до $-0,5$ (рис. 2, в), у 26% их $\alpha_H > -0,5$, и только у одной галактики (3%) $\alpha_H < -1$. На более высоких частотах (8—22 ГГц) уже 42% галактик имеют спектральный индекс $\alpha_B > -0,5$, а у 29% он меньше -1 . Следовательно, в рассматриваемом диапазоне частот 2,7—22 ГГц спектральные индексы излучения ряда галактик увеличиваются при возрастании частоты, а у некоторых они уменьшаются. Увеличение спектрального индекса излучения ряда галактик при возрастании частоты связано, видимо, с наличием в их ядрах компактных источников, оптическая толща которых во всем диапазоне 2,7—22 ГГц велика. Поэтому возрастание мощности их излучения с увеличением частоты компенсирует частично соответствующее уменьшение плотности потока от внешних частей радиоисточников в галактиках. Уменьшение спектрального индекса с увеличением частоты, т. е. увеличение крутизны спектра у других галактик, характерно для оптически тонких синхротронных радиоисточников, в которых нет непрерывной генерации релятивистских электронов [5].

Распределение лацертидов по спектральным индексам α_H и α_B (рис. 2, г) мало отличается от соответствующих распределений квазаров (рис. 2, б). Как следствие этого средние спектральные индексы квазаров и лацертидов близки в интервале частот 2,7—8 ГГц. Но средний спектральный индекс лацертидов в области высоких частот α_B больше, чем у квазаров (табл. 1). Отсюда следует, что радиоисточники в лацертидах на частотах 8—22 ГГц оптически более плотные, чем источники в квазарах.

В табл. 2 приведены имеющиеся в литературе сведения о средних спектральных индексах лацертидов в различных частотных интервалах

вместе с нашими данными из табл. 1. В ней же указан средний спектральный индекс излучения их, рассчитанный нами по данным на 15 ГГц из [13] и результатам наших измерений на 22,2 ГГц. Наблюдения в [13] были проведены всего на 2 месяца позже наших, поэтому спектр в диапазоне 15—22 ГГц можно считать квазисовременным.

Частотные интервалы, для которых рассчитаны средние индексы в табл. 2, иногда перекрываются, но в каждом последующем случае средняя частота выше, чем в предыдущем. Данные таблицы поэтому характеризуют зависимость среднего спектрального индекса от частоты. Из таблицы видно, что средний спектр лацертидов плоский во всем диапазоне частот 0,4—22,2 ГГц ($\alpha \simeq 0$). Такой спектр может быть объяснен в модели неоднородного источника, рассмотренного в [14, 15]. Согласно этой модели излучение лацертидов генерируется в одном или нескольких компонентах с возрастающими к их центрам напряженностями магнитных полей или плотностями излучающих частиц. В этом случае источник может быть оптически плотным на всех радиочастотах и как следствие иметь плоский радиоспектр.

Некоторые изменения спектрального индекса в табл. 2 с изменением средней частоты свидетельствуют о возможной многокомпонентной структуре лацертидов. С другой стороны, сильная переменность радиоисточников этого типа может существенно изменить вид спектров отдельных из них, что в свою очередь может привести к кажущемуся изменению среднего спектрального индекса при небольшом числе объектов в выборке. Возможно поэтому, что частично различия спектральных индексов в табл. 2 обусловлены именно переменностью лацертидов.

Неотождествленные радиоисточники в рассматриваемой выборке имеют спектры, сходные со спектрами как квазаров, так и галактик (см. рис. 1 и 2). Это подтверждает вывод [4] о том, что среди них есть как квазары, так и галактики, которые не видны в оптическом диапазоне вследствие удаленности или малой мощности излучения.

Таким образом, результаты анализа спектров 143 радиоисточников в диапазоне 2,7—22,2 ГГц позволяют сделать следующие выводы.

1. У большинства квазаров оптическая толща излучающих областей на частотах 8—22 ГГц меньше, чем на частотах 2,7—8 ГГц.
2. В спектрах галактик наблюдаются как увеличение крутизны спектров, так и ее уменьшение при возрастании частоты.
3. Средняя оптическая толща излучающих областей в лацертидах на частотах 8—22 ГГц больше, чем в квазарах. Спектры лацертидов плоские в широком диапазоне частот от 0,4 до 22 ГГц.

Авторы признательны П. П. Добронравину за полезные советы при обсуждении работы.

Декабрь 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. Kellermann K. I., Pauliny-Toth I. I. K., Williams P. J. S.— *Astrophys. J.*, 1969, vol. 157, p. 1.
2. Wall J. V.— *Observatory*, 1975, vol. 85, p. 196.
3. Kraus J. D.— *Vistas Astronomy*, 1977, vol. 20, p. 445.
4. Pauliny-Toth I. I. K., Witzel A., Preuss E. et al.— *Astron. J.*, 1978, vol. 83, p. 451.
5. Kellermann K. I. Galactic and extragalactic radio astronomy. В. etc., 1974, p. 320; Рус. пер. Галактическая и внегалактическая радиоастрономия. М.: Мир, 1976, с. 496.
6. Condon J. J., Jauncey D. L., Wright A. E.— *Astron. J.*, 1978, vol. 83, p. 1036.
7. Pacht E.— *Astron. J.*, 1976, vol. 81, p. 574.
8. Stein W. A., Dell S. L., Strittmatter P. A.— *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*, 1976, vol. 14, p. 173.
9. Brandie G. W., Bridle A. H.— *Astron. J.*, 1974, vol. 79, p. 903.
10. Ефанов В. А., Мусеев И. Г., Нестеров Н. С.— *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, 1979, т. 60, с. 3.
11. Ефанов В. А., Мусеев И. Г., Нестеров Н. С.— *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, 1980, т. 62, с. 108.
12. Shimmins A. J., Wall J. V.— *Austral. J. Phys.*, 1973, vol. 26, p. 93.
13. Weiler K. W., Johnston K. J.— *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1980, vol. 190, p. 269.
14. Condon J. J., Dressel L. L.— *Astrophys. Lett.*, 1973, vol. 15, p. 203.
15. Marsher A. P.— *Astron. J.*, 1977, vol. 82, p. 781.

СОПОСТАВЛЕНИЕ СВОЙСТВ БЛИЗКИХ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ И УЧЕТ АТМОСФЕРНОЙ ЭКСТИНКТЦИИ ПРИ ГЕТЕРОХРОМНОЙ ФОТОМЕТРИИ ЗВЕЗД

В. Б. Никонов, В. И. Бурнашев

На основании данных о кривых реакции, среднем распределении энергии в спектрах звезд различных температур и светимостей и межзвездном поглощении путем расчета сопоставлены свойства близких вариантов системы UBV (стандартной Джонсона и ее реализации, осуществленной в Крымской обсерватории). Оценена точность редукции к стандартной системе. Предложена методика более точного учета атмосферной экстинкции для широкополосных систем.

ON THE COMPARISON OF PROPERTIES FOR DIFFERENT REALIZATIONS OF A WIDE-BAND PHOTOMETRIC SYSTEM. EXTINCTION IN GETEROCHROME STAR PHOTOMETRY, by V. B. Nikonov and V. I. Burnashev.— Precise comparison of the properties of different realizations of wide-band photometric systems may be carried out by computation made on the basis of response curves, mean energy distribution in the stellar spectra and interstellar reddening. As an example, two realizations of UBV -system (a standard one and that used at the Crimean Astrophysical Observatory) have been compared. The accuracy of reduction to the standard UBV -system and an improved method to account for the extinction for wide-band system are considered.

Основные проблемы астрофотометрии — определение внеатмосферного блеска звезд и редукция данных, полученных в близких фотометрических системах, успешно разрешаются для монохроматических и квазимонохроматических систем при применении методов фундаментальной астрофотометрии [1, 2]. Иное положение при применении широкополосных фотометрических систем. Одной из попыток решения указанных проблем был предложенный нами [3] несколько лет назад метод экспериментального определения коэффициентов редукции для системы BV , а также определения цветового члена коэффициента атмосферной экстинкции. Гетерохромные коэффициенты экстинкции атмосферы зависят не только от мгновенного значения ее спектральной прозрачности, но также и от кривой реакции данной фотометрической системы, распределения энергии в спектре наблюдаемой звезды (обычно характеризуемой ее цветом), а для слабых звезд — и от эффекта межзвездного поглощения. Исследование свойств широкополосных фотометрических систем на основании только фотометрических наблюдений весьма сложно и требует очень большого наблюдательного материала высокой точности. Гораздо проще и эффективнее можно выполнить такой анализ чисто расчетным путем, на основании определенных экспериментально перечисленных выше данных [4].

Такой метод может применяться и для установления редукционных соотношений между наблюдениями, выполненными в близких широкополосных системах, что становится весьма актуальным в последние годы в связи с возросшим числом кооперативных программ, при выполнении которых возникает необходимость сведения в единую систему фотометрических наблюдений, выполненных на разных обсерваториях с несколько различной аппаратурой.

Как пример применения расчетного метода сопоставления фотометрических систем нами рассмотрены два варианта известной широкополосной системы UBV Джонсона, кривые реакции которой взяты по уточненным данным Ажусениса и Страйжиса [5], и близкого к ней варианта, осуществленного в Крымской астрофизической обсерватории А. Г. Щербаковым. Для реализации этого варианта системы были взяты фотоумножитель с сурьмяно-цезиевым фотокатодом и отечественные светофильтры: U — УФС-06 (2 мм) + СЗС-21 (1 мм), B — СЗС-20 (5 мм), V — ЖС-18 (2 мм).

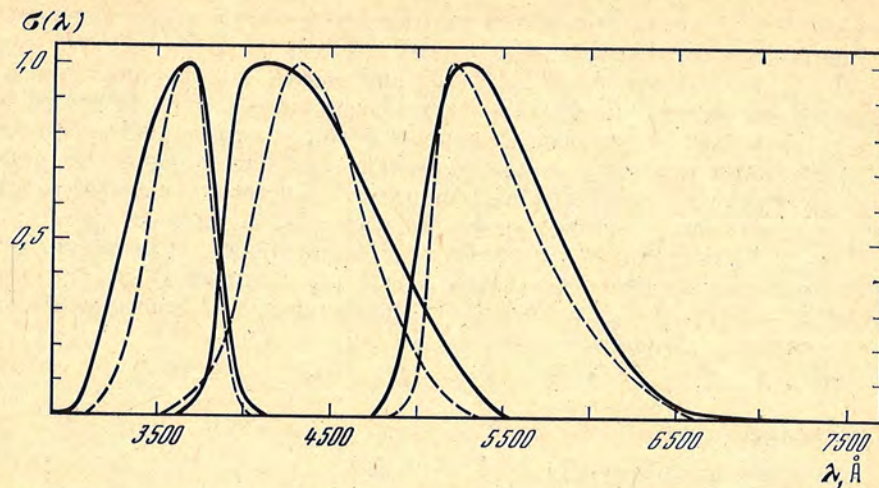
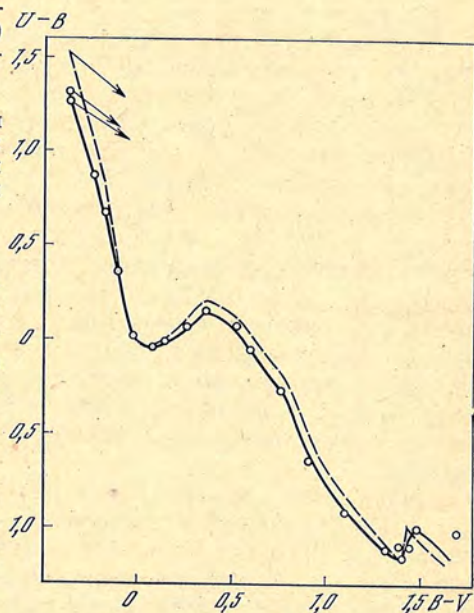


Рис. 1. Кривые реакции вариантов системы UBV Джонсона (сплошная линия) и близкой к ней крымской системы (штриховая)

Рис. 2. Расчетные двуцветные диаграммы для звезд главной последовательности: для системы UBV Джонсона (сплошная линия), для крымского варианта системы (кружки) и для системы W (штриховая)



Полученная фотометрическая система достаточно типична для большинства фотометров нашей страны. Кривые реакции этой системы и кривые реакции для системы Джонсона показаны на рис. 1. Как видно, максимумы кривых реакции и их полуширины довольно заметно различаются. Кривые для полосы V различаются незначительно, максимум кривой для крымского варианта полосы B сдвинут в длинноволновую область, а коротковолновой край соответствующей полосы U смещен по сравнению с классической полосой почти на $100 \text{ \AA}$ в красную сторону.

С помощью кривых реакции обоих вариантов системы были вычислены с точностью до констант значения показателя цвета и звездных величин для звезд различных спектральных классов и светимостей:

$$\begin{aligned} U - B &= -2,5 \lg \frac{\int \sigma_U(\lambda) E(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda}{\int \sigma_B(\lambda) E(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda} + \text{const}, \\ B - V &= -2,5 \lg \frac{\int \sigma_B(\lambda) E(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda}{\int \sigma_V(\lambda) E(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda} + \text{const}, \\ V &= -2,5 \lg \int \sigma_V(\lambda) E(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda + \text{const}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\sigma_U(\lambda)$; $\sigma_B(\lambda)$; $\sigma_V(\lambda)$ — кривые реакции систем; $E(\lambda)$ — средние для различных спектральных подклассов распределения энергии в спектрах звезд, $\tau(\lambda)$ — коэффициент, учитывающий влияние межзвездного поглощения. Значения $E(\lambda)$ и кривая межзвездного поглощения взяты согласно Страйжису и Свидерскене [6].

На рис. 2 приведены вычисленные таким путем двуцветные диаграммы для звезд главной последовательности. Звезды других светимостей не на-

несены, чтобы не загромождать чертеж. Константы в соотношениях (1) выбраны таким образом, что для звезды A0 V $B - V = U - B = -0^m02$. На рисунке нанесена также диаграмма, вычисленная при замене полосы U на полосу W , предложенную Страйжисом, как обеспечивающую более совершенный вариант широкополосной ультрафиолетовой системы [7]. Стрелками показаны линии нарастающего покраснения. Из рассмотрения рисунка следует, что все кривые сходны между собой, что указывает на достаточную близость свойств всех трех вариантов систем.

Рис. 3 иллюстрирует результат сопоставления вычисленных для крымской и классической систем звездных величин V и показателей цвета $B - V$ и $U - B$, отмеченных значками K и J соответственно. По оси ординат отложены разности

$$\Delta V = V_J - V_K, \quad \Delta(B - V) = (B - V)_J - (B - V)_K$$

в зависимости от $(B - V)_J$ и

$$\Delta(U - B) = (U - B)_J - (U - B)_K$$

в зависимости от $(U - B)_J$.

Стрелками указаны линии нарастающего покраснения. Как видно из рисунка, звездные величины V в обеих системах для не слишком покрасневших звезд могут быть редуцированы с точностью до нескольких тысячных звездной величины простым согласованием нуль-пункта. Между показателями цвета $B - V$ для непокрасневших звезд спектральных классов более ранних, чем M , ($B - V < 1^m3$), с точностью $\pm 0^m01$ существует линейная связь. Для покрасневших звезд необходимо вводить небольшую поправку, составляющую в среднем $\sim 0,035 E_{B-V}$. Связь между показателями $U - B$ сложнее. Она зависит и от спектрального класса и светимости. Попытка использовать здесь линейное соотношение может привести к ошибкам в несколько сотых звездной величины. В среднем поправка за межзвездное покраснение в $U - B$ составляет $\sim 0,044 E_{U-B}$. Величина отклонений от прямых на рис. 3 дает понятие о предельно достижимой точности редукции с помощью линейных соотношений без учета межзвездного поглощения, спектральных классов и светимостей звезд.

Подчеркнем еще раз, что проведенное выше сопоставление систем относится к цветам и величинам, полученным расчетным путем, так сказать, в «чистом» виде, без учета искажений, вносимых атмосферной экстинкцией. Между тем, как известно, одним из главных источников расхождений между полученными разными авторами значениями показателей цвета и звездных величин для одних и тех же звезд является недостаточно точный учет поглощения излучения звезд в земной атмосфере. Поэтому для детального практического сопоставления были рассмотрены гетерохромные коэффициенты экстинкции для обоих вариантов системы UBV .

Зависимость гетерохромного фактора экстинкции, определенного на воздушной массе X , от цвета звезды C (обычно в системе $B - V$) определяется соотношением

$$\alpha(C, X) = \alpha(C_0, X) + \gamma \cdot (C - C_0), \quad (2)$$

где для C_0 — берется цвет экстинкционной звезды, а γ — цветовой член коэффициента экстинкции. Этот член часто принимается постоянным, что неправильно. Он имеет четкую зависимость от прозрачности атмосферы.

Кроме того, фактор экстинкции, полученный из наблюдений для некоторой воздушной массы, является ее функцией, поскольку гетерохромное излучение, проходя через атмосферу, в разной степени ослабляется в различных длинах волн. Это известный эффект Форбса. Фактор экстинкции уменьшается по мере увеличения воздушной массы X . Эффект Форбса может быть представлен соотношением

$$\alpha(C, X) = \alpha^0(C) + \kappa X = \alpha^0(C_0) + \kappa X + \gamma \cdot (C - C_0). \quad (3)$$

Здесь $\alpha^0(C)$ — «нулевой» фактор экстинкции, соответствующий настолько тонкому слою атмосферы, что для него уже не сказываются эффекты, связанные с гетерохромностью излучения, κ — коэффициент Форбса, зависящий и от цвета звезды C и от $\alpha^0(C)$.

Введение понятия «нулевого» фактора экстинкции позволяет спрямить линию Буге, учитывая (2) и (3), представив ее общепринятое выражение

$$m_0 = m(X) - \alpha(C, X) \cdot X \quad (4)$$

в виде

$$m_0 = [m(X) + \kappa X^2] - [\alpha^0(C_0) + \gamma \cdot (C - C_0)], \quad (5)$$

где для постоянного значения спектральной прозрачности (ее мгновенного значения) все коэффициенты не зависят от воздушной массы.

Спрявленная линия Буге позволяет легко находить и коэффициент Форбса, экстраполируя ее до значения $X = 0$:

$$\kappa = \frac{1}{X} [\alpha(C, X) - \alpha^0(C)].$$

Для выявления особенностей гетерохромной экстинкции и рассмотрения расчетного пути определения мгновенных значений параметров γ и κ были вычислены факторы экстинкции для ряда воздушных масс и проэкстраполированные для значения $X = 0$ для каждой из гетерохромных полос UBV . Расчет выполнялся согласно очевидной формуле

$$\alpha(C, X) = \frac{1}{X} 2,5 \lg \frac{\int \sigma(\lambda) E(\lambda) \tau(\lambda) \cdot 10^{-\alpha(\lambda) \cdot X} d\lambda}{\int \sigma(\lambda) E(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda}, \quad (6)$$

где X — воздушная масса, на которой определялось значение коэффициента гетерохромной экстинкции $\alpha(C, X)$, $\sigma(\lambda)$ — соответствующая кривая реакции, $\alpha(\lambda)$ — логарифмический коэффициент монохроматической экстинкции ($\alpha(\lambda) = -\lg p(\lambda)$; $p(\lambda)$ — коэффициент пропускания атмосферы). Для расчетов взяты средние кривые монохроматической экстинкции, полученные в Крымской обсерватории в 1974 и 1978 гг., кривая для Маунт-Вилсон, опубликованная Оком [8], и кривая, полученная в один из наблюдательных периодов в Чили на пункте Ля-Пейнета в 1972 г.

В соответствии с (3) выражения для гетерохромных коэффициентов экстинкции системы UBV , обозначенные соответствующим индексом внизу, можно попытаться представить в общем виде, учитывающем и эффект межзвездного покраснения:

$$\begin{aligned} \alpha_V(B-V, X) &= \alpha_V^0((B-V)_e) + \gamma_V[\Delta(B-V)] + \kappa_V X + g_V E_{B-V}, \\ \alpha_B(B-V, X) &= \alpha_B^0((B-V)_e) + \gamma_B[\Delta(B-V)] + \kappa_B X + g_B E_{B-V}, \\ \alpha_{B-V}(X) &= \alpha_B(B-V, X) - \alpha_V(B-V, X), \end{aligned} \quad (7)$$

где γ_V и γ_B — цветовые коэффициенты, κ_V и κ_B — коэффициенты Форбса, зависящие от α_V и α_B , $g E_{B-V}$ — член, учитывающий влияние межзвездного покраснения, $(B-V)_e$ — показатель цвета экстинкционной звезды. Нами для определенности принята звезда класса A0 V.

Расчеты показали, что для полосы V эффект Форбса пренебрежимо мал. Для B -полосы он становится заметным и должен учитываться. Рис. 4 иллюстрирует влияние эффекта Форбса на коэффициент экстинкции в полосе B Джонсона для звезд некоторых спектральных классов. Зависимости α_V^0 и α_B^0 , исправленные за эффект Форбса, от показателя $B-V$ приведены на рис. 5. Для широкого класса звезд, кроме М-гигантов, зависимость α_B^0 от $B-V$ можно считать линейной. Благоприятно то обстоятельство, что покрасневшие звезды для α_V^0 сдвигаются вдоль прямой, вследствие чего для этого фактора экстинкции нет нужды вводить специальную поправку за межзвездное покраснение. Для того чтобы

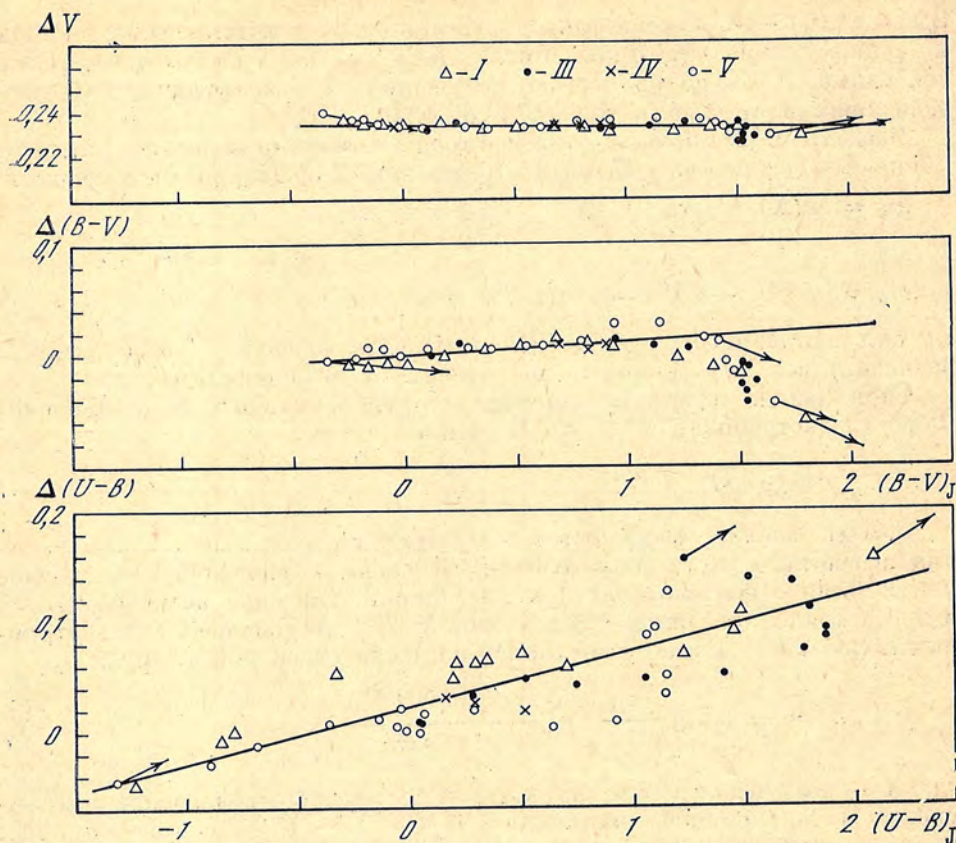


Рис. 3. Сопоставление звездных величин и показателей цвета для классического и крымского вариантов системы UBV

I — сверхгиганты, III — гиганты, IV — субгиганты, V — звезды главной последовательности

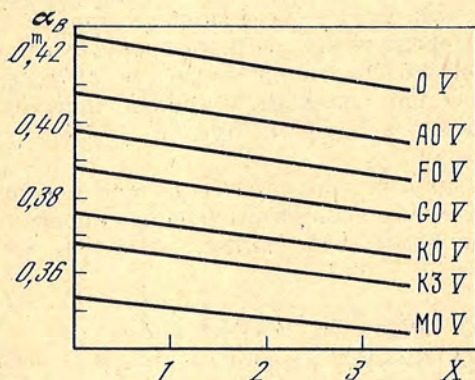


Рис. 4. Влияние эффекта Форбса на коэффициент экстинкции α_B

обеспечить точность определения α_B^0 лучше чем ± 0.01 , для покрасневших звезд следует вводить небольшую поправку $g_B E_{B-V}$, где коэффициент, зависящий от межзвездного покраснения, может быть для обоих вариантов системы представлен в виде $g_B = 0.6 \gamma_B$.

Ход цветовых коэффициентов γ_B от α_B и γ_V от α_V показан на рис. 6. Изображены также зависимости для кривых реакции крымской системы. Отметим, что при наблюдении вместо класса приведет к сдвигу вдоль оси абсцисс кривых, изображенных на рисунке, на небольшую величину, порядка $\sim \gamma \cdot (B - V)$. Как показали расчеты, между коэффициентами γ_B и γ_V существует корреляция, показанная на рис. 7.

Таким образом, приведенные выше результаты расчетов позволяют наметить путь для определения фактора экстинкции в полосах V и B . Предварительно определяются по наблюдениям экстинкционной звезды приближенные факторы α_V и α_B и показатели цвета $B - V$, пренебрегая

Рис. 5

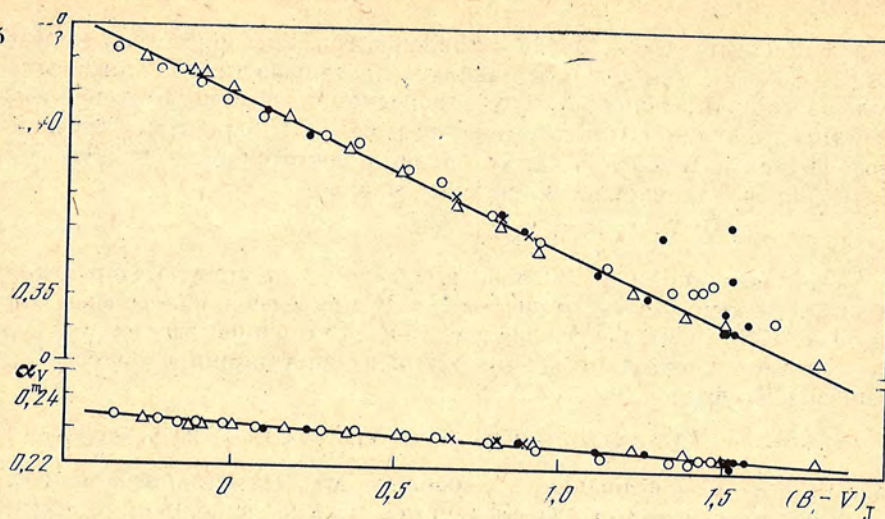


Рис. 6

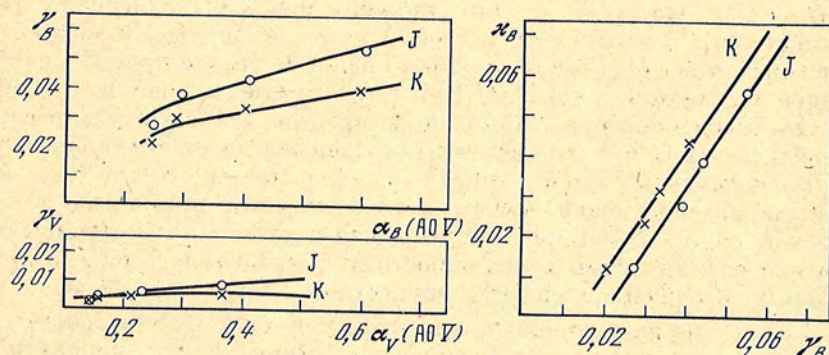


Рис. 7

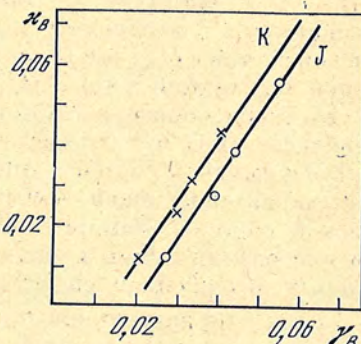


Рис. 5. Связь факторов экстинкции с показателем цвета для системы Джонсона

Обозначения те же, что на рис. 3

Рис. 6. Зависимость цветных членов от фактора экстинкции

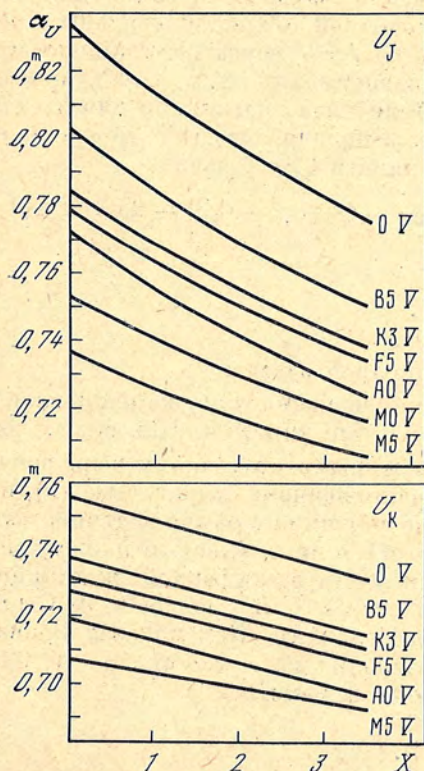
Кружки — для системы Джонсона, крестики — для крымской системы

Рис. 7. Связь коэффициента Форбса с цветовым членом коэффициента экстинкции в полосе B

Обозначения те же, что на рис. 6

Рис. 8. Влияние эффекта Форбса на фактор экстинкции в полосе U для классического и крымского вариантов системы

Рис. 8



коэффициентами γ и κ . Затем с помощью графиков рис. 6 и 7 определяются γ_V , γ_B и κ_B , которые подставляются в выражения (7) для коэффициентов экстинкции, используемых для редукции за атмосферу наблюдаемых звездных величин V и показателей цвета $B - V$. При этом учет изменения коэффициента Форбса с цветом можно с достаточной точностью представить для обоих вариантов системы в виде

$$\kappa_B = \kappa_B(A0\ V) \cdot [1 + 0,2(B - V)].$$

Учет экстинкции в U -полосе существенно сложнее. Обзор методов редукции за атмосферу для систем U и W приведен в монографии Страйжиса [9, с. 128] и в статье Зданавичюса [4]. Для данной звезды, наблюдаемой на зенитном расстоянии X , коэффициент экстинкции в полосе U можно записать в виде

$$\alpha_U(B - V, X) = \alpha_U^0((B - V)_e) + \gamma_U(\Delta(B - V)_e) + \kappa_U X + g_U E_{B-V}. \quad (8)$$

Здесь $g_U E_{B-V}$ — поправка, зависящая от межзвездного покраснения.

Как уже отмечалось, коэффициенты γ_U и κ_U зависят от распределения энергии в спектре звезды, а также от значения фактора экстинкции $\alpha_U((B - V)_e)$. На рис. 8 для примера показаны изменения фактора экстинкции α_U с воздушной массой X для системы U_J Джонсона и для крымской системы U_K , вычисленные по одной и той же кривой монохроматической экстинкции $\alpha(\lambda)$ КАО 1977 г. Как видно из рисунка, вследствие того, что джонсоновская система простирается дальше в ультрафиолетовую область, ход α_U для системы U Джонсона носит нелинейный характер. Для крымской системы линейность сохраняется. Кроме того, наклон линий, характеризующий эффект Форбса, существенно больше для джонсоновской системы. Заметим попутно, что нарушение монотонной очередности следования линий в зависимости от спектрального класса является некоторым отражением свойств двуцветной диаграммы. Связь с цветом $(B - V)$ фактора экстинкции α_u^0 для крымской системы показана на рис. 9 жирными линиями для звезд различных светимостей. Как показали расчеты, поправки за межзвездное поглощение, эффект Форбса, а также амплитуда изменения γ_u могут быть с достаточной точностью связаны с коэффициентом экстинкции для звезды класса $A0\ V$ через коэффициент пропорциональности k_u , ход которого в зависимости от $\alpha_u(A0\ V)$ показан на рис. 10. Тогда выражение для коэффициента экстинкции для звезды, наблюдаемой в крымской системе U_K на воздушной массе X , можно записать, используя широко применяемый параметр Q_{UBV} , в виде

$$\alpha_u(X) = \alpha_{u,e}^0 - k_u [0,077X + (Q_{UBV} - Q_{UBV,e} + 0,2) - 0,021E_{B-V}], \quad (9)$$

где

$$Q_{UBV} = (U - B) + \frac{E_{U-B}}{E_{B-V}} (B - V),$$

$\alpha_{u,e}$ и $Q_{UBV,e}$ относятся к экстинкционной звезде.

Вычисленные по этому выражению значения α_u^0 (уже исправленные за эффект Форбса) указаны на рис. 9 тонкими линиями. Как видно, расхождения между значениями α_u^0 , вычисленными по точному выражению (6), и значениями, вычисленными по приближенному выражению (9), не превышают 0^m02 . Такая точность вполне сравнима с обычной точностью фотометрических наблюдений в системе BV и показывает, по нашему мнению, пригодность предлагаемой методики учета атмосферной экстинкции для ультрафиолетовой полосы U_K . Для систем U Джонсона и W Страйжиса учет атмосферной экстинкции намного сложнее. Как показал Зданавичюс [4], для обеспечения точности определения α_U и α_W около $\pm 0^m02$ необходимо привлечение дополнительного параметра

$$Q_{IV} = (B - V) + \frac{E_{B-V}}{E_{V-R}} (V - R),$$

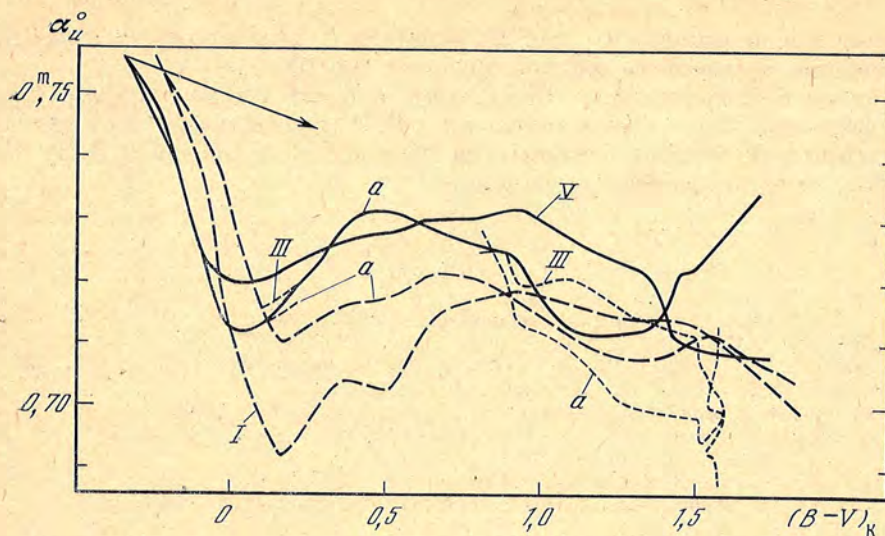


Рис. 9. Связь фактора экстинкции с цветом для крымского варианта системы U для звезд различной светимости

I — сверхгиганты, III — гиганты, V — звезды главной последовательности, α — факторы экстинкции, определенные по приближенной формуле (9)

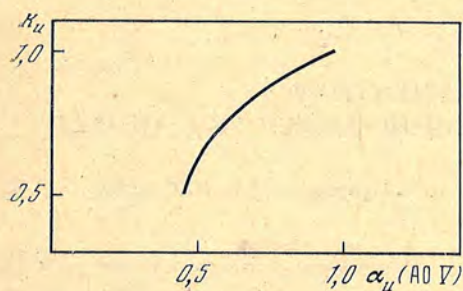


Рис. 10. Связь коэффициента пропорциональности в формуле (9) со значением фактора экстинкции в полосе U для крымского варианта системы

что требует проведения наблюдений в системе R . Поэтому методика определения α_U усложняется. Точность редукции выполненных ранее наблюдений в системе U Джонсона в W -систему в интервале $0^m7 < B - V < 1^m5$ порядка $0,03 - 0^m05$. Для других значений $B - V$ необходимо знать класс светимости данной звезды, так как отклонения от линейной зависимости между $(U - B)$ и $(W - B)$ могут достигать 0^m2 (рис. 39 монографии [9]), что намного больше отклонений, приводимых на рис. 3.

Таким образом, ограничение кривой реакции классической системы U Джонсона с коротковолновой стороны на $100 - 150 \text{ \AA}$ дает систему, близкую к осуществленной в Крымской обсерватории, обеспечивая более простой и точный учет атмосферной экстинкции.

Заключение

Расчетный метод сопоставления вариантов систем UBV Джонсона и близкой к ней системы, осуществленной в Крымской обсерватории, которую можно считать достаточно типичной для большинства фотометров нашей страны, показал, что получаемые в этой системе звездные величины V при учете межзвездного поглощения могут быть редуцированы в классическую систему Джонсона с точностью не хуже $\pm 0^m01$. Показатели цвета $B - V$ для звезд более ранних чем M также редуцируются с точностью $\sim 0^m,01$ с помощью линейных соотношений. При этом должно быть учтено влияние межзвездного покраснения. Редукция показателей $U - B$ может быть выполнена с точностью $\sim 0^m05$.

На основе формул и графиков, полученных расчетным путем и основывающихся на установленной взаимосвязи факторов экстинкции с параметрами, характеризующими эффект Форбса и цветовой коэффициент, предлагается методика более точного учета атмосферной экстинкции для систем B и V (с точностью не хуже $\pm 0^m01$). Повышение точности учета

атмосферной экстинкции до $\pm 0^m.02$ в системе U требует ограничения коротковолновой части ее кривой реакции на 100—150 Å.

Авторы благодарны А. Г. Щербакову, предоставившему кривые реакции фотометра до их опубликования, Б. А. Бурнашевой, составившей программы для обработки данных на ЭВМ, Н. Н. Петровой и В. Т. Жоголевой за изготовление иллюстраций.

Декабрь 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. Никонов В. Б. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1976, т. 54, с. 3.
2. Бурнашев В. И. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1982, т. 65.
3. Никонов В. Б., Бурнашев В. И. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1976, т. 54, с. 24.
4. Зданавичюс К. — Бюл. Вильнюс. obs., 1975, № 41, с. 3.
5. Ажусенис А., Страйжис В. — Астрон. журн., 1969, т. 46, с. 402.
6. Страйжис В., Свидерскене З. — Бюл. Вильнюс. obs., 1972, № 35, с. 3.
7. Страйжис В. — Бюл. Вильнюс. obs., 1973, № 36, с. 3.
8. Oke J. B. — Annu. Rev. Astron. and Astrophys., 1965, vol. 3, p. 23.
9. Страйжис В. Многоцветная фотометрия звезд. Вильнюс; Мокслас, 1977.

УДК 520.82/87+520.3/ 6

200-КАНАЛЬНЫЙ СПЕКТРОМЕТР КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ АН СССР

А. Н. Абрамёно, Ю. С. Александрин, В. В. Прокофьева, В. Н. Якушин

200-канальный спектрометр создан на базе фотометрической телевизионной установки КАО и мини-ЭВМ типа 15ВСМ-5 и предназначен для исследования спектров звезд. Спектрометр обеспечивает относительную точность измерения отношения интенсивностей в двух каналах до 0,3% (при достаточно высоком уровне освещенности входного фотокатода) и сохранение положения спектральной линии с точностью до 0,3 канала в течение 8 ч работы. Спектрограф с дифракционной решеткой имеет линейную дисперсию 42 Å/мм. Диапазон исследуемого участка спектра регулируется в пределах от 900 до 150 Å. Полуширина аппаратной функции спектрометра составляет 3 Å.

Наблюдения спектров звезд, имеющих блеск от 0 до 12^m, были проведены на 0,5-м менисковом телескопе. Проникающая способность прибора достигает 12^m при времени экспозиции 20 мин и отношении сигнала к шуму 20 на уровне непрерывного спектра звезды. Спектр звезды 7^m зарегистрирован с точностью около 0,6%. Полученные записи контуров линии водорода в спектре Веги показывают хорошее согласие с фотоэлектрическими данными.

Действующая квантовая эффективность каждого канала спектрометра составляет в среднем 0,03. Использование спектрометра вместо фотографической эмульсии Кодак 103 а — F обеспечивает выигрыш в квантовой эффективности приемника света в несколько десятков раз. Получение информации в цифровом виде позволяет автоматизировать обработку результатов наблюдений.

THE 200-CHANNEL SPECTROMETER OF THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY, by A. N. Abramenko, Yu. S. Alexandrin, V. V. Prokofieva, V. N. Yakushin. — The 200-channel stellar spectrometer was facilitated on the base of the photometrical TV system and a mini computer. When the luminosity is sufficiently high the accuracy of the intensity ratio measurements in continuum is 0.3%. The displacement of spectral lines is about 0.3 of the channel in the course of 8 hours. Dispersion of the grating spectrograph is 42 Å/mm. During observation this device may cover spectral interval from 150 Å to 900 Å.

Spectral observations of several stars (0—12^m) were made on the 0.5-m telescope. The limited 12 mag. was reached with the exposure time 20 min having signal-to-noise ratio 20. The spectrum of 7^m star was recorded with the accuracy of 0.6%. Balmer lines profiles of α Lyr are in good agreement with the photoelectric data. Detective quantum efficiency of each spectrometer's channel is about 0.03.

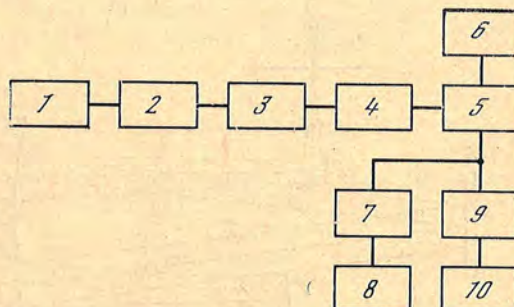
При разработке спектрометра была поставлена задача создать систему телевизионной аналого-цифровой регистрации спектров звезд в реальном масштабе времени. Она должна обеспечивать высокую квантовую эффективность, хорошую точность и повторяемость результатов измерений, стабильность в работе. При этом в системе должны использоваться приборы и комплектующие изделия отечественного производства.

1. Описание аппаратуры

Упрощенная функциональная схема спектрометра приведена на рис. 1. Изображение звезды проектируется телескопом 1 на щель спектрографа 2. Спектр звезды проектируется на фотокатод передающей телевизионной

Рис. 1. Функциональная схема телевизионного спектрометра

1 — телескоп, 2 — спектрограф, 3 — телевизионная система, 4 — устройство сопряжения телевизионной системы с вычислительным устройством 15ВСМ-5, 5 — вычислительное устройство 15ВСМ-5, 6 — устройство записи на магнитную ленту, 7, 9 — интерфейсы для сопряжения ЭВМ с периферийными устройствами; 8, 10 — периферийные устройства



трубки (ПТТ) так, чтобы считывающие строки телевизионного раstra были перпендикулярны направлению дисперсии. Аналоговый видеосигнал, несущий информацию о спектре, с выхода телевизионной установки 3 подается в аппаратуру сопряжения 4, где он преобразуется в машинный код вычислительного устройства 5. В качестве последнего используется мини-ЭВМ типа 15ВСМ-5, в которой происходит первичная обработка информации — ее усреднение в каждом канале для заданного числа телевизионных кадров. Результат усреднения может быть выведен на цифровое печатающее устройство, перфоратор или магнитную запись.

Остановимся несколько подробнее на каждом из основных узлов функциональной схемы.

1. Телескоп. При опытных наблюдениях спектров звезд использовался менисковый телескоп МТМ-500 с диаметром главного зеркала 0,5 м и фокусным расстоянием 6,5 м. Телескоп имеет только фокус Куде. Из-за наличия мениска и большого числа отражающих поверхностей коэффициент пропускания телескопа составляет около 0,3. Кроме того, наличие стеклянного мениска резко снижает коэффициент пропускания телескопа в ультрафиолетовой области спектра ($\lambda < 3900 \text{ \AA}$).

2. Спектрограф. Для получения на фотокатоде ПТТ изображения спектра излучения звезды применяется щелевой дифракционный спектрограф. Спектрограф собран по схеме Эберта—Фасти (рис. 2). Для уменьшения габаритов и удобства установки на телескопе совместно с передающей телевизионной камерой в схему спектрографа введены два плоских зеркала. Специальным подбором положения и углов отражения второго плоского зеркала достигнуто расположение спектра в плоскости фотокатода. Роль коллиматорного и камерного зеркал выполняет одно и то же сферическое зеркало диаметром 120 мм с фокусным расстоянием 386 мм. Дифракционная решетка плоская, 600 штр/мм, имеет максимум концентрации света в области 6000 $\text{\AA}$. Спектрограф имеет линейную дисперсию 42,6 $\text{\AA}/\text{мм}$ в области 3500 $\text{\AA}$ и 41,3 $\text{\AA}$ в области 6500 $\text{\AA}$. Для смены проектируемых на фотокатод участков спектра предусмотрен механизм с дистанционным управлением, вращающий дифракционную решетку вокруг оси.

Благодаря использованию зеркальной оптики система свободна от хроматических aberrаций. Однако сферическое зеркало коллиматора облада-

ет абберациями в монохроматическом свете. Анализ аббераций третьего порядка показал, что при имеющих место малых углах падения (около $0,08$ рад) наиболее существенными из них являются астигматизм ($0,08$ мм), кома ($0,015$ мм) и сферическая абберация ($0,003$ мм) в центре поля. Радиус кривизны поверхности изображения спектра равен 1869 мм. Учитывая небольшие размеры используемого участка фотокатода (до 22 мм) и относительно невысокую разрешающую способность телевизионной системы ($15\text{--}20$ штр/мм), можно заключить, что остаточные абберации спектрографа не оказывают заметного влияния на качество изображения спектра.

3. Телевизионная установка. Основной частью спектрометра является фотометрическая телевизионная установка КАО, модернизированная

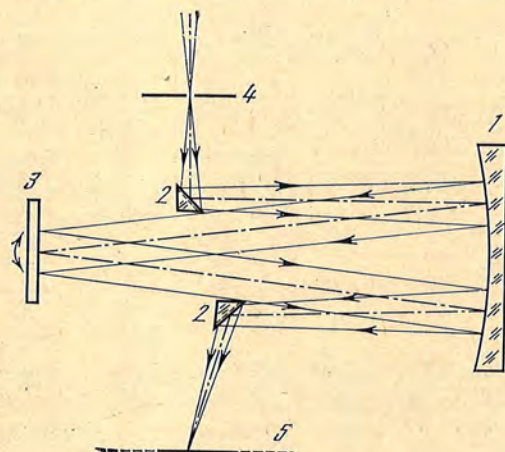


Рис. 2. Схема спектрографа

- 1 — сферическое зеркало,
- 2 — плоские зеркала (грани призмы),
- 3 — дифракционная решетка,
- 4 — входная щель,
- 5 — фокальная плоскость спектрографа

применительно к поставленным задачам. В качестве передающей телевизионной трубки (ПТТ) в ней установлен аналог ПТТ ЛИ-217 с изоконным способом съема информации с накопительной мишени [1, 2]. Как показал многолетний опыт эксплуатации, в настоящее время в реальных условиях наблюдений слабых звезд по совокупности фотометрических параметров (таких, как действующая квантовая эффективность, разрешающая способность, отношение сигнала к шуму, диапазон спектральной чувствительности, контрастная чувствительность, динамический диапазон, стабильность фотометрической ошибки поля и ее малая величина, способность к длительному докоммутационному накоплению информации с выполнением закона взаимозаместимости и др.) эта передающая трубка находится на уровне лучших зарубежных приборов подобного назначения [3]. Распространенное мнение о сложности ее настройки значительно преувеличено, а надлежащий выбор режима работы дает возможность обходиться без подстройки в течение десятков дней. Принудительное охлаждение этой трубки до $0\text{--}5^\circ\text{C}$ позволяет повысить ее пороговую проникающую способность при наблюдениях звезд на $2\text{--}3^m$ и дает возможность осуществлять длительное (до $5\text{--}10$ с) накопление потенциального рельефа на мишени с выполнением закона взаимозаместимости.

Для первичной аналого-цифровой обработки видеосигнала от объекта наблюдений в реальном масштабе времени применена настольная электронно-клавишная вычислительная машина (ЭКВМ) типа 15ВСМ-5 (см. ниже), обладающая низким быстродействием. В связи с этим в блоки разверток телевизионной установки пришлось внести существенные изменения. Была разработана и осуществлена схема кадровой развертки, позволяющая оперативно переходить от обычно используемой в данной установке длительности телевизионного кадра ($\tau_k = 0,08$ с) к длительности $2,56$ или $10,24$ с. При этом благодаря охлаждению ПТТ потери информации практически отсутствуют. Однако уменьшение частоты кадровой развертки требует изменений и строчной. Обычно применяют соответствующую

щее уменьшение строчной частоты, но при этом существенно меняются условия считывания потенциального рельефа и образования видеосигнала в ПТТ, а также режим ее работы. Кроме того, значительное снижение строчной частоты ведет к необходимости кардинальных изменений в схемах, параметрах и характеристиках различных блоков телевизионной установки и исключает возможность оперативного перехода от одного режима работы к другому. Поэтому было решено при увеличении длительности кадра частоту строчной развертки оставлять неизменной, а необходимое число строк в кадре устанавливать методом «запирания» ПТТ и кинескопов на время прохождения «лишних» строк. Так, например, если при $\tau_k = 0,08$ с и частоте строчной развертки 12,5 кГц число строк в кадре равно 1000, то при $\tau_k = 2,56$ с число строк в кадре возрастает в 32 раза, и, для того чтобы число действующих строк оказалось прежним, ПТТ и кинескопы должны включаться в работу только на время прохождения каждой 32-й строки, оставаясь запертыми в течение всех остальных. Меняя длительность запирающего импульса, можно установить любое число действующих строк.

Описанная переделка блока разверток позволяет оперативно переходить от режимов поиска, фокусировки и визуального контроля наблюдаемого объекта или спектра (проводимых при длительности кадра $\tau_k = 0,08$ с) к режиму записи и обработки видеосигнала в ЭВМ. При этом в режиме работы ПТТ ничего не меняется, за исключением увеличения длительности накопления потенциального рельефа на мишени, сопровождающегося соответствующим увеличением проникающей способности.

Объем оперативной памяти ЭКВМ 15ВСМ-5 позволяет обрабатывать информацию, поступающую не более чем от 200 телевизионных строк. В связи с этим для подбора необходимого разрешения по дисперсии (конечно, в пределах разрешающей способности ПТТ) предусмотрена возможность сжатия раstra методом дискретной установки той или иной амплитуды кадровой развертки.

В телевизионной установке сделано разделение видеотрактов, питающих кинескопы и аппаратуру сопряжения с ЭКВМ, с отдельной регулировкой усиления в каждом.

В связи с высокими требованиями к точности и повторяемости измерений была существенно улучшена стабильность источников питания.

4. Аппаратура сопряжения с ЭКВМ. Она включает в себя устройство предварительной обработки видеосигнала, преобразователь аналогового видеосигнала в двоично-десятичный код, преобразователь двоично-десятичного кода в машинный код ЭКВМ и контроллер, в котором формируются различные управляющие импульсы.

Основной особенностью аппаратуры сопряжения является применение в устройстве предварительной обработки видеосигнала метода регистрации его мощности, а не амплитуды, как это обычно делается. Для этого с помощью стробирующего импульса из каждой рабочей строки выделяется участок, в котором присутствует сигнал от спектра, и вся энергия этого участка (полезный сигнал плюс шумовой сигнал аппаратуры) поступает на измерительное устройство, преобразующее значение энергии в цифровой код. Существенным моментом при первичной обработке видеосигнала является также его привязка к уровню шумового сигнала от участка строки, где полезный сигнал от спектра отсутствует. Этим уменьшаются величины шумового сигнала и ее флуктуации при измерении интенсивности данного участка спектра.

Как уже упоминалось выше, в аппаратуре сопряжения (в контроллере) формируются импульсы, осуществляющие стробирование телевизионного сигнала по длине строки и высоте кадра. Размер строка по строке регулируется в пределах от 2 до 100 элементов разложения. Размер строка по кадру, определяющий число рабочих строк (число измерительных каналов), ограничен объемом памяти оперативного запоминающего устройства (ОЗУ) и составляет 200 строк. Положение стробирующих импульсов по строке и кадру регулируется и может быть смещено в то место поля,

где находится предназначенный для регистрации участок спектра. Положение строка на растре высвечивается на экране выносного монитора.

5. Вычислительное устройство и периферия. Используемое вычислительное устройство 15ВСМ-5 отличается малыми габаритами и весом, невысокой стоимостью и может быть использовано в качестве одного из блоков при компоновке системы в одной стойке. Его основными техническими данными являются: а) система счисления — десятичная, б) разрядность числовой информации — 16, в) количество регистров ЗУ — 128, г) число одновременно индицируемых регистров — 2, д) максимальная длина программы — 960 шагов, е) количество уровней подпрограммы — 6, ж) имеется встроенное устройство записи на магнитной ленте.

Проведенные эксперименты показали, что реальное быстродействие 15ВСМ-5 при работе по избранной программе составляло около 8 мс. Поэтому для надежности работы вычислительного устройства время между двумя последовательными рабочими строками телевизионного раstra было принято равным 10 мс. С учетом запаса строк в начале и конце раstra, а также времени обратного хода длительность кадровой развертки была установлена равной 2,56 с и количество строк — 256.

В целях экономного использования ОЗУ, ограничивающего объем вводимой информации, применено уплотнение вводимого в вычислительное устройство массива, в результате чего в одном регистре размещается информация от двух последовательных рабочих строк. Благодаря этому в 100 регистрах удастся поместить информацию от 200 рабочих строк (измерительных каналов).

Периферийные устройства (электроуправляемая пишущая машинка, перфоратор и др.) подключаются к 15ВСМ-5 через соответствующие интерфейсы.

2. Исследования фотометрических характеристик спектрометра

Целью исследований было определение закономерности повышения точности относительных измерений интенсивности света с увеличением числа телевизионных кадров, информация которых усреднялась в вычислительном устройстве. Представляло интерес также оценить предельные возможности повышения точности измерений, которые мог обеспечить спектрометр.

Для проведения исследований были получены ряды цифровых записей при постоянной освещенности входного фотокатода и увеличивающемся числе телевизионных кадров. Специальное осветительное устройство обеспечивало высокую равномерность освещения фотокатода ПТТ [4]. Число кадров, с которых усреднялась информация, изменялось от нескольких кадров до 2000. В последнем случае длительность накопления достигала полутора часов.

Примеры записей представлены на рис. 3. Они были получены при высокой освещенности фотокатода, причем ширина строка составляла около 10 элементов разрешения. Высокая освещенность обеспечила работу передающей трубки в условиях, близких к насыщению информативной емкости каждого элемента разрешения. На записях заметно плавное увеличение чувствительности передающей трубки, начинающееся от центра поля и идущее вправо.

Вычисление среднеквадратичной ошибки производилось для каждой записи. Для этого в ряде записей с одной освещенностью выбиралось подряд 40—100 каналов. Значения интенсивностей в выбранном ряде каналов усреднялись, и вычислялось среднеквадратичное отклонение единичного значения интенсивности в канале от среднего значения по всем каналам. Предварительно была проведена операция учета ошибки поля, в которую вошла неравномерность чувствительности по полю и неравномерность освещения фотокатода. В качестве данных ошибки поля были приняты результаты суммирования 2000 кадров.

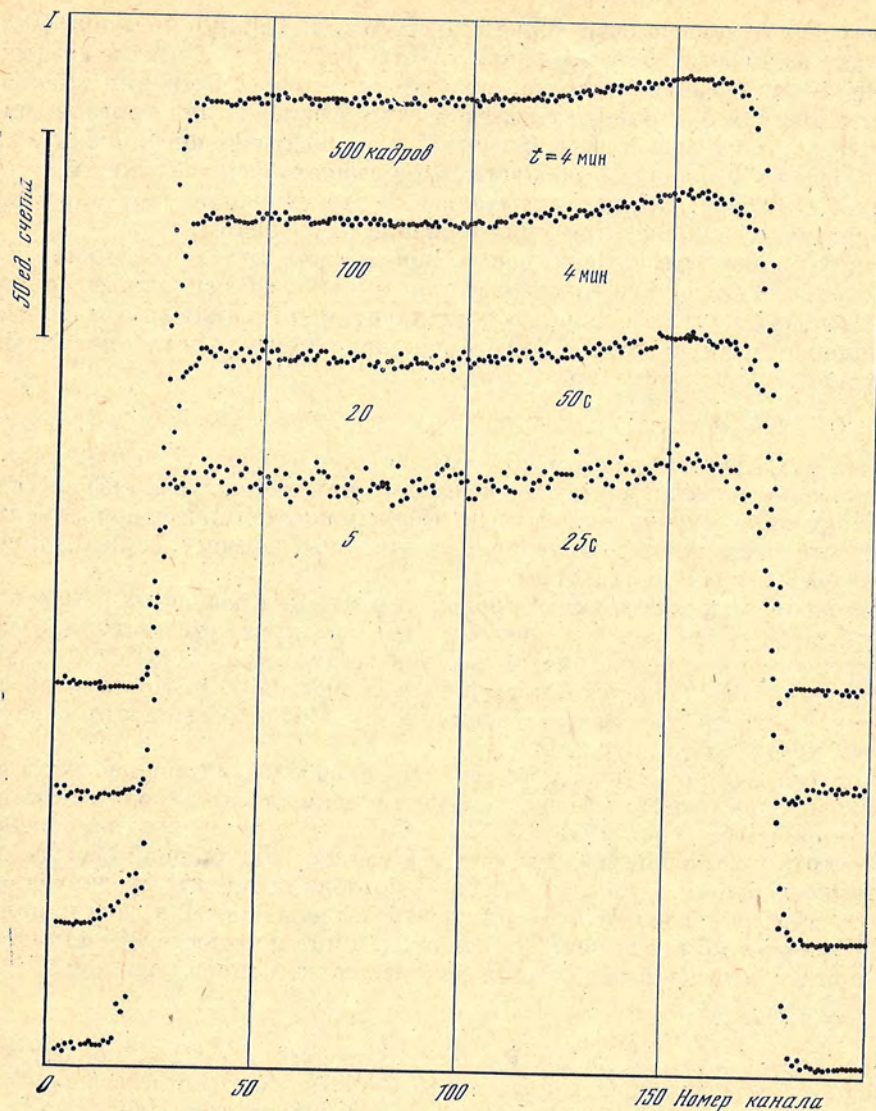


Рис. 3. Примеры записей равномерной освещенности фотокатода, полученных при усреднении 500, 100, 20 и 5 телевизионных кадров
Уровень шумового сигнала указан в начале и конце записей. Величина освещенности фотокатода была велика и поддерживалась постоянной во время работы. Нуль-пункты отсчета интенсивностей отдельных записей произвольно смещены

Рис. 4. Зависимости средней квадратичной ошибки измерения интенсивности в одном канале от числа кадров N_k , суммированных в вычислительном устройстве



По оси ординат слева отложен логарифм среднеквадратичной ошибки, справа — величина ошибки. Сплошные кривые и точки — результаты лабораторных испытаний при разных уровнях освещенности входного фотокатода, штриховые и крестики — данные об ошибках измерения, полученные по записи спектра звезды 5^m в сине-зеленой области спектра

Полученные зависимости приведены на рис. 4. Точки и крестики соответствуют экспериментальным данным. Для сравнения на том же графике приведены аналогичные данные, полученные при регистрации спектра звезды с блеском 5^m . Записи спектра звезды в районе линии поглощения H_β приведены на рис. 5. Вычисления среднеквадратичной ошибки производились по 40 каналам в области непрерывного спектра в левой части графика. Ошибка поля не учитывалась, и это ухудшило значение среднеквадратичной ошибки при суммировании 1000 кадров.

Рассмотрение графика на рис. 4 показывает, что зависимость $\lg \sigma$ от $\lg N_k$ линейна вплоть до величины $\sigma = 0,005$. Обе сплошные кривые в этой области идут параллельно друг другу, что говорит об одинаковой закономерности накопления. Угол наклона прямых позволяет найти коэффициент K в уравнении

$$-\lg \sigma = K \lg N_k,$$

который оказывается равным 0,4 вместо ожидаемого $K = 0,5$. Меньшее значение коэффициента K указывает, что накопление информации в исследуемой аппаратуре идет менее эффективно, чем при использовании идеального накопителя. Обусловлено это, по-видимому, присутствием внутренних шумов аппаратуры.

Изменение наклона верхней кривой при высоких точностях измерений может быть вызвано как влиянием собственных шумов аппаратуры, так и несовершенной методикой учета ошибки поля системы (относительная ошибка поля определялась с погрешностью около 0,002). Поэтому исследования фотометрической точности при высокой освещенности следует считать предварительными.

Максимальная относительная точность измерений интенсивности в одном канале, достигнутая при исследованиях накопительных свойств макета спектрометра, составила 0,002 и была получена при накоплении 2000 кадров. Две специально полученные записи равномерной освещенности фотокатода при таком же накоплении позволили оценить среднеквадратичную ошибку относительных измерений интенсивностей в двух каналах $\sigma_{\text{отн}}$. Для этого были вычислены отношения интенсивностей 40 пар каналов, причем в каждой реализации брались те же номера каналов:

$$L_i = I_i / I_{i+50},$$

где i изменялось от 50 до 89. Разности значений L_{i1} и L_{i2} , полученных в разных реализациях (где индексы 1 и 2 обозначают соответственно первую и вторую записи), были использованы для вычисления среднеквадратичной ошибки $\sigma_{\text{отн}}$ измерения относительных интенсивностей по методу двойных измерений однородных величин:

$$\sigma_{\text{отн}} = \sqrt{\sum_{i=0}^n \frac{(L_{i1} - L_{i2})^2}{2n}},$$

где n — число пар.

Полученное значение $\sigma_{\text{отн}} = 0,003$ хорошо согласуется со среднеквадратичной ошибкой измерения интенсивности в одном канале, полученной выше при накоплении 2000 кадров. Отметим, что повторение эксперимента дало то же значение $\sigma_{\text{отн}} = 0,003$. Подчеркнем, что полученный результат носит лишь предварительный характер, указывает на возможность получения высоких точностей относительных измерений с помощью спектрометра и требует дальнейших исследований.

3. Лабораторные исследования повторяемости данных, характеристика свет — сигнал

Одним из важнейших требований, предъявляемых ко всякой новой аппаратуре, предназначенной для спектрометрических исследований, является повторяемость данных, полученных в разное время. С этой

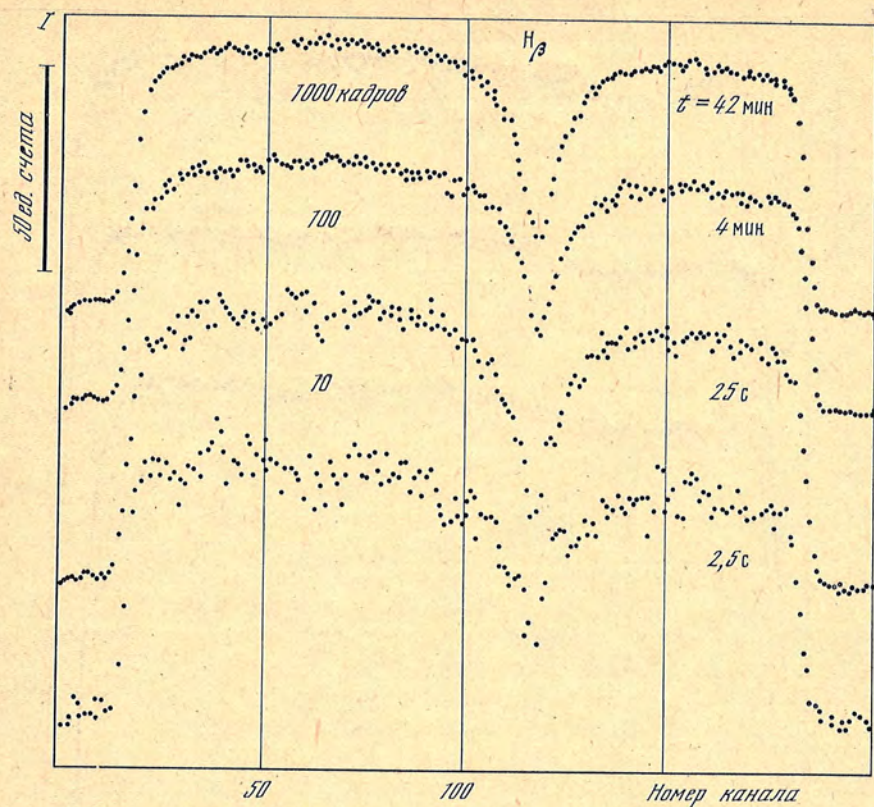


Рис. 5. Записи спектра звезды BD 3955 ($m_v = 5^m$), полученные при разном числе кадров, суммированных в вычислительном устройстве
 В середине спектра расположена линия $H\beta$. Нуль-пункты отсчета интенсивностей для отдельных записей произвольно смещены

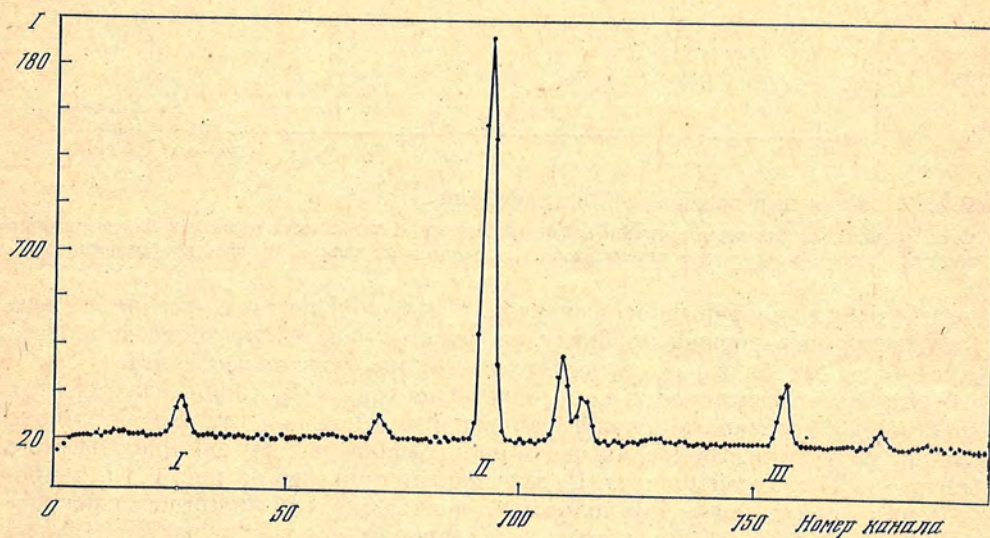


Рис. 6. Одна из 28 записей спектра сравнения

Римские цифры — спектральные линии, точность положения которых исследовалась

целью нами были проведены исследования спектрометра по различным тестам в лабораторных условиях. Основное внимание уделялось повторяемости относительных измерений.

Задача имеет две стороны: исследование сохраняемости положения спектральной линии и повторяемости значения интенсивности линии

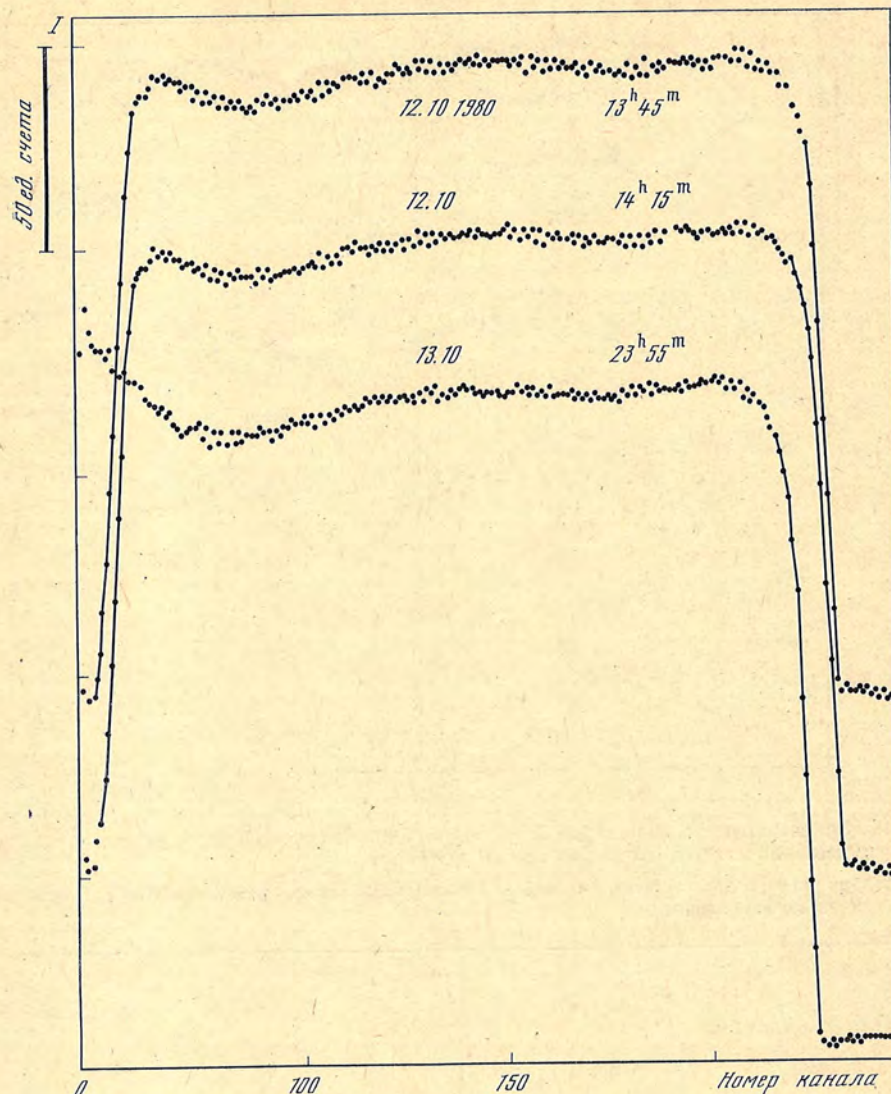


Рис. 7. Три записи равномерной освещенности поля

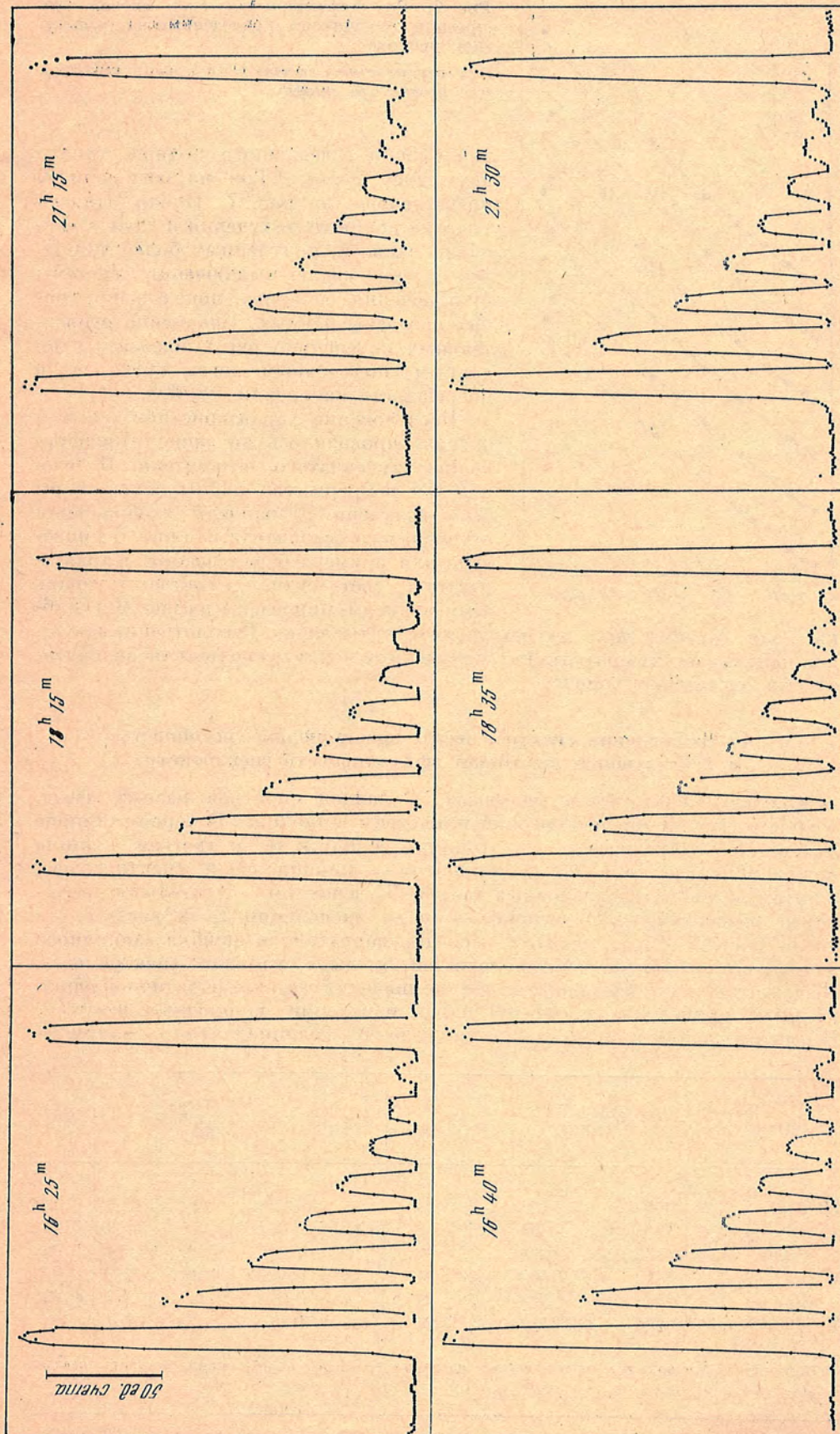
Одна из них получена через сутки. На ней была освещена большая часть поля, чем на предыдущих записях. Нуль-пункты отсчета интенсивностей для отдельных записей произвольно смещены

или уровня непрерывного спектра. Они обусловлены стабильностью настройки передающей трубки и ее режима работы, постоянством места установки строка в растре, а также стабильностью видеотракта.

Оценка сохраняемости положения спектральной линии излучения в растре была сделана по спектру сравнения, в котором имелось несколько линий излучения. За восемь часов непрерывной работы аппаратуры было получено 28 записей спектра. Пример записи приведен на рис. 6. Для проведения точных измерений положения центра тяжести линий нами использовались данные об их контуре. Измерения показали, что положение линий сохранялось на протяжении 8 ч работы аппаратуры с точностью $\pm 0,3$ канала.

Повторяемость передачи относительных интенсивностей была исследована при регистрации равномерной освещенности фотокатода передающей телевизионной трубки. Для этого было получено несколько записей

Рис. 8. Записи ступенчатого ослабителя
Около записей указано время их получения



Номер канала

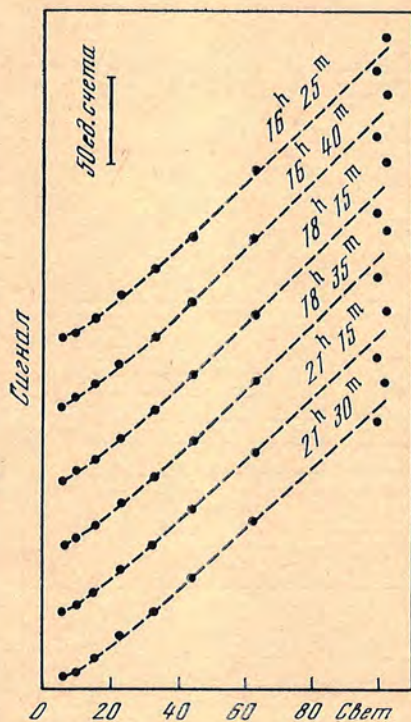


Рис. 9. Ряд характеристик свет—сигнал, построенных по записям, приведенным на предыдущем рисунке

Нуль-пункты отсчета сигнала для отдельных характеристик произвольно смещены

равномерно освещенного поля в течение двух дней работы. Три из этих записей представлены на рис. 7. Около записей указано время их получения и даты. Сравнение записей, полученных более чем через сутки после выключения системы и включения ее снова, показывает хорошее согласие данных. Сравнение относительных интенсивностей, вычисленных по данным, полученным через сутки, дало погрешность измерений $\pm 0,008$.

Исследование характеристики «свет — сигнал» проводилось по записям изображения ступенчатого ослабителя. В течение 6 ч непрерывной работы аппаратуры было получено 20 записей изображения ступенчатого ослабителя. На рис. 8 приведено для примера 6 реализаций. Характеристики свет—сигнал, соответствующие этим записям, приведены на рис. 9. Ошибка

поля системы при их получении учитывалась. Рассмотрение рисунков показывает, что результаты, полученные через несколько часов, согласуются достаточно хорошо.

4. Наблюдения спектров звезд, проникающая способность и действующая квантовая эффективность спектрометра

Осенью 1980 г. были получены 32 записи спектров разных звезд. Условия проведения наблюдений приведены в таблице. В первом столбце указано название звезды, во втором — ее блеск m , в третьем — длина волны в центре поля $\lambda_{ц}$, в четвертом — ширина щели спектрографа, в пятом — число телевизионных кадров N_K , в шестом — длительность кадровой развертки τ_K , в седьмом — время экспозиции $t_{\text{э}}$, в восьмом — число записей $N_{\text{зап}}$, в девятом — среднеквадратичная ошибка единичного измерения отношения интенсивностей в двух каналах спектра $\sigma_{\text{отн}}$. Во всех случаях приведенные в таблице значения среднеквадратичной ошибки были вычислены по 40—60 парам измерений однородных величин. В десятом столбце приведена дата наблюдений, в одиннадцатом — напряже-

Звезда	m	$\lambda_{ц}, \text{\AA}$	Щель, мм	N_K	$\tau_K, \text{с}$	$t_{\text{э}}, \text{мин}$	$N_{\text{зап}}$	$\sigma_{\text{отн}}$	Дата, октябрь 1980 г.	$U_{\text{вх}}, \text{кВ}$	ДКЭ
38 Peg	5,5	6560	0,2	100	2,56	4,2	8	0,029	8	6,8	0,010
ι And *	4,3	4860	0,2	200	2,56	8,3	11	0,027	10	12,9	0,037
RW Aur	11,0	4860	0,1	200	5,12	17	3	0,042	10	12,9	0,043
ι And	4,3	4860	0,03	500	2,56	21	2	0,0064	10	12,9	0,033
ι And	4,3	3960	0,05	500	2,56	21	4	0,011	12	7,7	0,030
ι And	4,3	3960	0,05	500	2,56	21	4	0,010	13	7,7	0,037

* Наблюдения проводились через серый светофильтр НС-9, ослаблявший яркость звезды на $4^m,9$.

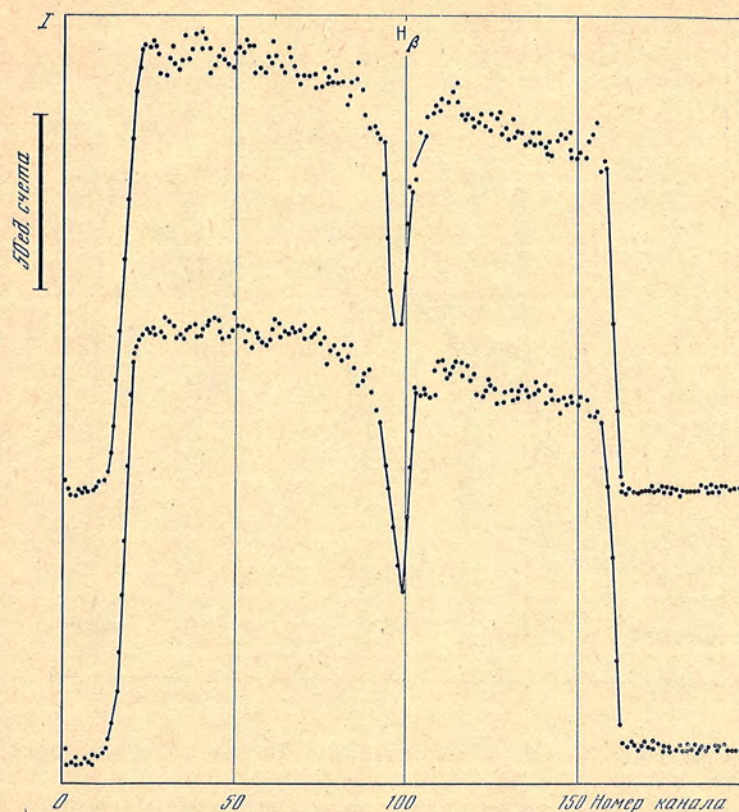


Рис. 10. Примеры записей спектра звезды ι And через нейтральный светофильтр НС-9, ослабляющий свет до 9^{m2}

В центре — линия поглощения водорода $H\beta$. Экспозиция 8,3 мин. Уровень непрерывного спектра имеет отношение сигнала к шуму 37

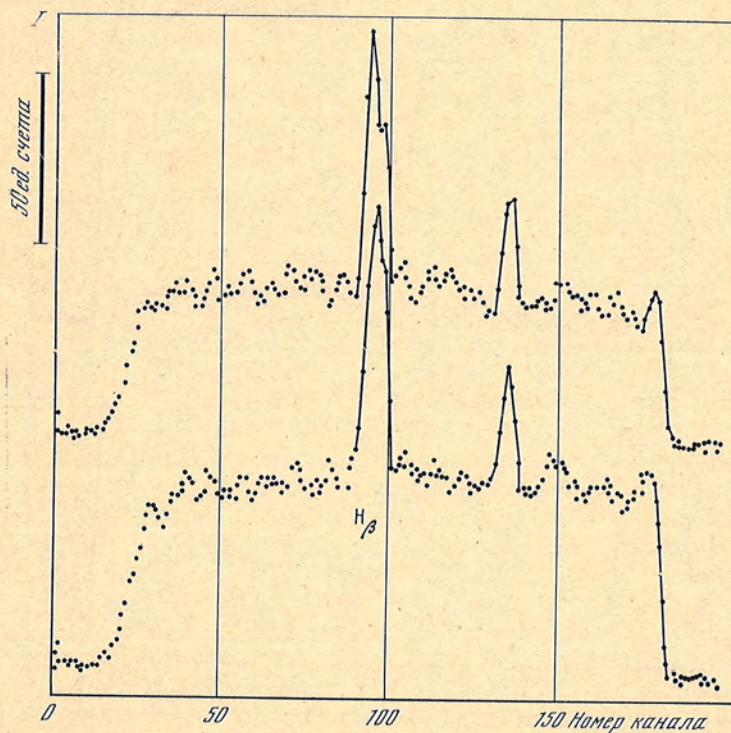


Рис. 11. Записи спектра звезды RW Aur, имевшей во время наблюдений блеск 11^m . Экспозиция 17 мин. Отношение сигнала к шуму на уровне непрерывного спектра 23. В центре расположена линия излучения водорода $H\beta$

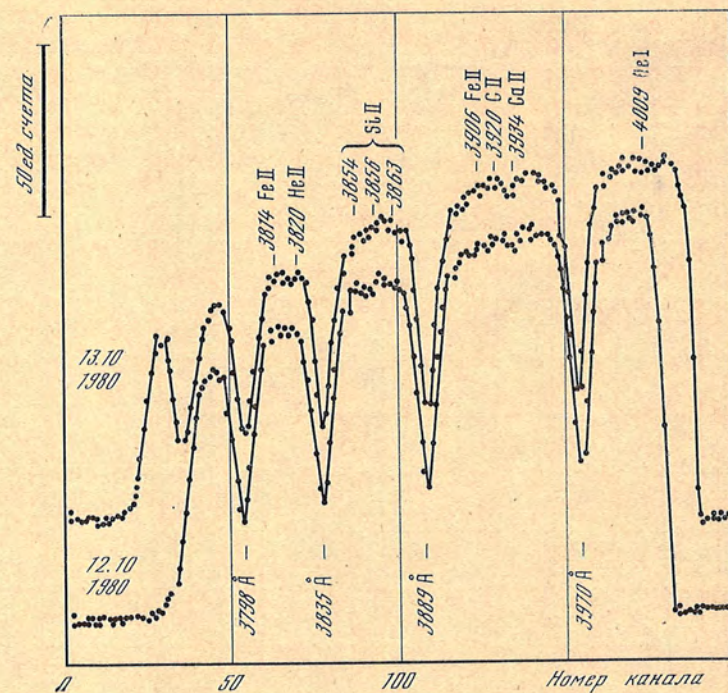


Рис. 12. Примеры записей спектра звезды ι And с блеском $4^m,3$ в ультрафиолетовой области спектра

Экспозиция 21 мин. Для сравнения представлены записи, сделанные в разные ночи наблюдений. Отношение сигнала к шуму на уровне непрерывного спектра 100. Черточками вверх указано положение слабых спектральных линий

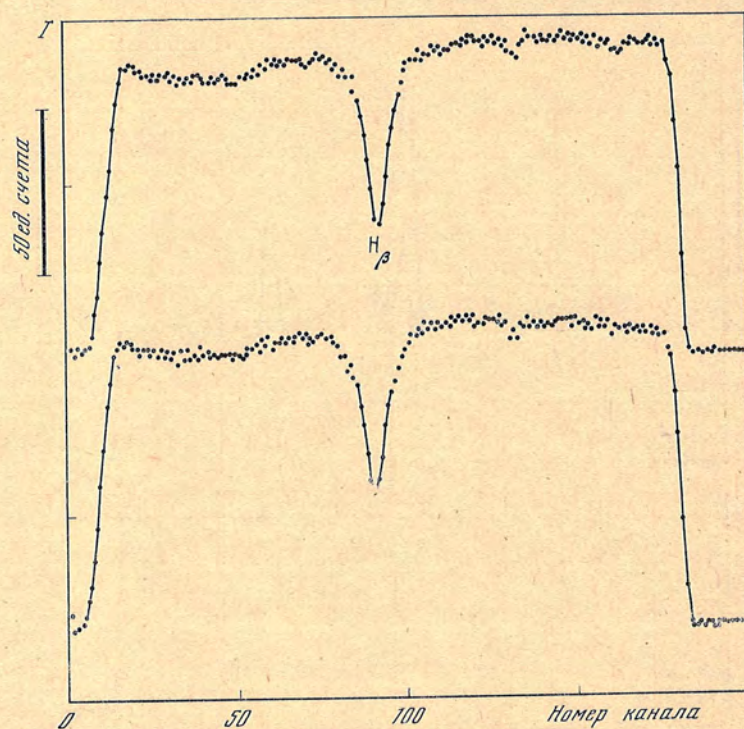


Рис. 13. Записи спектра звезды ι And в области $H\beta$

Экспозиция 21 мин. Отношение сигнала к шуму на уровне непрерывного спектра 160

ние на каскаде ЭОП $U_{\text{вх}}$, который имеется перед изоконом. В двенадцатом — действующая квантовая эффективность (ДКЭ), приведенная к длине волны 4900 Å.

Трудность визуального гидирования изображения звезды на щели спектрографа привела к необходимости в некоторых случаях ослаблять световой поток с помощью светофильтра. Применялся паспортизованный серый светофильтр НС-9 толщиной 3,03 мм, дающий ослабление света в области 4800 Å на 4^м88.

Примеры записей спектров приведены на рис. 10—13. По оси абсцисс везде отложен номер канала, по оси ординат — интенсивность в единицах

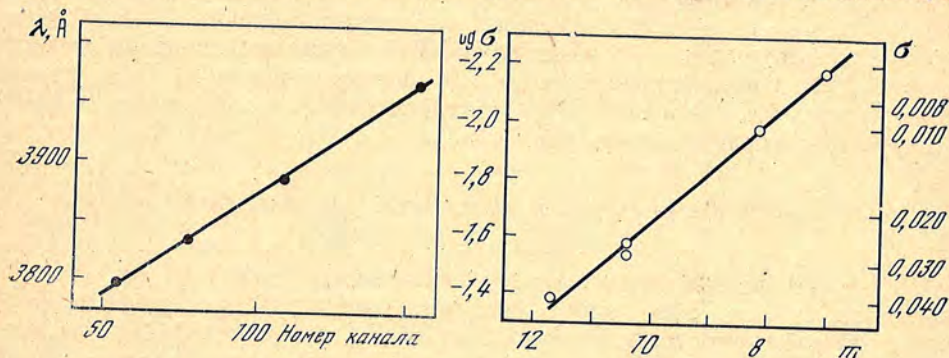


Рис. 14. Дисперсионная кривая, построенная по наблюдениям спектра звезды ι And в ультрафиолетовой области спектра

Рис. 15. Зависимость логарифма среднеквадратичной ошибки единичного измерения отношения интенсивностей непрерывного спектра в двух каналах от звездной величины, приведенной к экспозиции 21 мин, воздушной массе 1, области спектральной чувствительности 4900 Å при наблюдениях на телескопе диаметром зеркала 0,5 м. Дисперсия составляет 1,7 Å/канал

счета ЭВМ. Около линий поглощения или излучения указаны длины волн или название водородной линии серии Бальмера. В начале и конце каждой записи регистрировался уровень шумового сигнала. Абсолютная величина его при наблюдениях колебалась в пределах от 20 до 30 единиц счета. Нуль-пункты отсчета интенсивностей для отдельных записей смещены.

Дисперсионная кривая, полученная по линиям серии водорода звезды ι And, приведена на рис. 14. Дисперсия в этой области спектра составила 1,7 Å/канал. При этом 180 каналов представляют участок спектра около 300 Å.

Оценка действующей квантовой эффективности спектрометра была сделана по всем полученным записям спектра. Чувствительность аппаратуры была приведена к ее величине в области спектра около 4900 Å, где было проведено большинство наблюдений. При этом учитывались как спектральная чувствительность фотокатода, так и концентрация света дифракционной решеткой. Звездные величины были приведены к одним условиям наблюдений: воздушная масса около единицы, ширина щели спектрографа 0,2 мм, напряжение на входном фотокатоде ПТТ 12,9 кВ. Полученные значения ДКЭ приведены в последнем столбце таблицы. В среднем значение действующей квантовой эффективности равно 0,03. Отметим, что при наблюдениях звезд и регистрации их изображений на фотографической эмульсии значение ДКЭ для такой же передающей трубки составляло 0,04 при времени экспозиции около 1 мин [2].

Зависимость точности единичного измерения относительных интенсивностей в двух каналах в области непрерывного спектра звезды от блеска звезды показана на рис. 15. Все наблюдения приведены к одной длительности времени экспозиции 21 мин. По оси абсцисс отложен приведенный

блеск звезды, по оси ординат слева логарифм среднеквадратичной ошибки, справа — величина ошибки. Прямой линией дана средняя зависимость точности измерения от блеска звезды. Наклон ее показывает, что точность растет с увеличением квантового потока пропорционально его величине в степени 0,44. Интересно напомнить, что примерно такой же закон увеличения точности был получен и в лабораторных условиях.

Сравнение квантовой эффективности телевизионного приемника света, имеющего аналого-цифровую обработку видеосигнала, и фотографической фотоэмульсии Кодак 103 а — F было проведено в лабораторных условиях. При этом было учтено различие спектральной чувствительности эмульсии и мультищелочного фотокатода, старение фотоэмульсии и дана поправка за отступление от закона взаимозаменяемости при больших (2—4 ч) экспозициях на фотоэмульсии. В обоих случаях вычислялось отношение сигнала к шуму для элемента разрешения или фотометрирования. Проведенное сравнение дало отношение ДКЭ телевизионного спектрометра к ДКЭ фотоэмульсии, равное примерно 30—40.

5. Регистрация контуров и вычисление эквивалентных ширин спектральных линий

Наиболее жестким испытанием спектрометра является регистрация контуров спектральных линий. При построении контуров существенную роль играют аппаратная функция прибора, равномерность его чувствительности по полю и правильность построения характеристики свет—сигнал.

Аппаратная функция спектрометра была получена в лабораторных условиях. При ширине щели спектрографа 0,01 мм были сделаны цифровые записи функции рассеяния линии излучения неона. Для получения точной формы инструментального контура записи проводились при высокой степени сжатия раstra, когда ширина канала составляла около 0,5 Å (рис. 16). Полуширина аппаратной функции равна 3 Å. Ограничение спектрального разрешения обусловлено в основном передающей телевизионной трубкой, позволяющей получать при оптимальной яркости изображения разрешение 15 штр/мм в масштабе ее входного фотокатода.

В ноябре 1980 г. было сделано несколько записей контуров линий H_β и H_γ в спектре Веги. Световой поток от звезды ослаблялся в несколько десятков раз специальной секторной диафрагмой, устанавливаемой перед отверстием телескопа. Ширина щели спектрометра составляла 0,01—0,02 мм. Звезда находилась низко над горизонтом (зенитное расстояние 60—80°), и сильная атмосферная дисперсия затрудняла гидировку ее изображения на щели.

Записи участков спектра шириной около 200 Å были получены в областях линий H_β и H_γ при усреднении 200 и 500 телевизионных кадров. Вычисление остаточных интенсивностей для построения контура производилось по одной записи для каждой из линий. Результаты представлены на рис. 17. Сплошной линией приведены контуры этих же линий, полученные Петерсон [5] на вакуумном спектрографе солнечного телескопа обсерватории Кит-Пик при спектральном разрешении 0,3 Å. Там использовался фотоэлектрический сканер, дающий точность измерений около $\pm 1\%$, и каждый контур был получен усреднением 16 записей. Совпадение результатов, полученных при фотоэлектрических исследованиях контуров бальмеровских линий и при единичных цифровых записях на спектрометре, достаточно хорошее. Небольшое уширение контура линии H_β в районе ее ядра объясняется малым спектральным разрешением спектрометра. Отметим, что преимуществом телевизионного спектрометра перед фотоэлектрическим сканером является одновременность регистрации информации во всех используемых каналах. Благодаря этому в условиях низкого положения звезды над горизонтом оказалось возможным достаточно точно получить контуры водородных линий.

Вычисление эквивалентных ширин линий поглощения водорода проводилось на ЭВМ ЕС-1020 по специально составленной программе. При

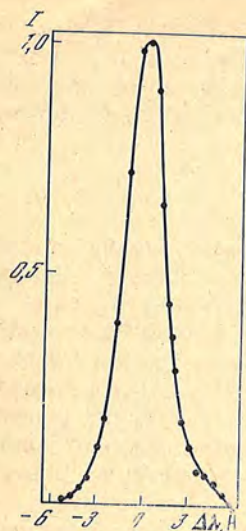


Рис. 16. Аппаратная функция спектрометра

Точки — измерения интенсивности в каналах

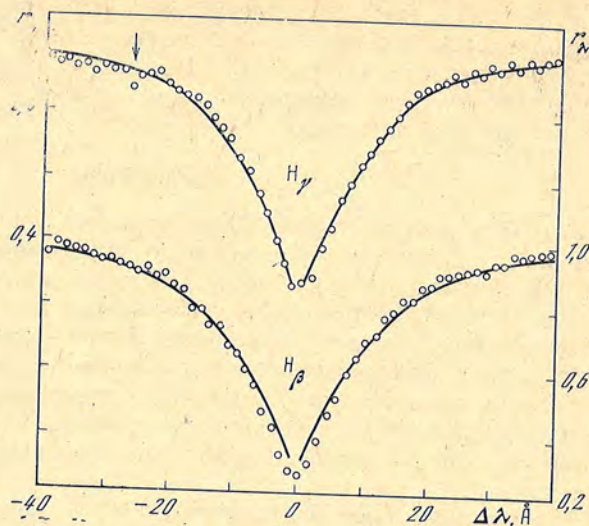


Рис. 17. Контуры балмеровских линий H_γ и H_β в спектре Веги, полученные на спектрометре (кружки)

Для регистрации контура H_γ в ЭВМ суммировалась информация 500 телевизионных кадров, а для H_β — 200. По оси ординат отложены остаточные интенсивности I_λ , по оси абсцисс — длины волн. Стрелкой в крыле линии H_γ указано положение линии 4314 Å Ti II, Fe II

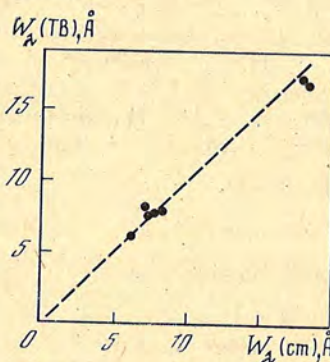


Рис. 18. Сравнение эквивалентных ширин линий водорода, полученных на спектрометре W_λ (ТВ), с известными W_λ (ст) [5—7]

Группа точек около центра рисунка — данные для звезды ι And, а две точки в верхней части рисунка — данные для линий H_β и H_γ в спектре Веги

обработке данных спектрометра учитывалась ошибка поля и характеристика свет—сигнал телевизионной системы, вычислялась дисперсия спектрометра и измерительным каналам присваивались соответствующие длины волн. По заданным участкам непрерывного спектра определялось его положение в наблюдаемом интервале длин волн, вычислялись остаточные интенсивности и эквивалентные ширины линий поглощения.

Средние значения эквивалентных ширин W_λ (ТВ) четырех линий водорода H_ϵ , H_δ , H_γ и H_β были найдены по семи цифровым записям спектра ι And (см. рис. 12). Значение эквивалентной ширины линии H_β у той же звезды было определено по двум записям спектра, одна из которых приведена на рис. 13. В среднем относительная ошибка определения эквивалентной ширины по одной реализации составляет около $\pm 0,03$. В основном она определяется неточностью проведения уровня непрерывного спектра. Эквивалентные ширины линий H_β и H_γ в спектре α Lyr были вычислены по записям участков спектра этой звезды, приведенным на рис. 17.

Сравнение полученных значений W_λ (ТВ) с данными, взятыми из публикаций W_λ (ст), приведено на рис. 18. Для звезды ι And использованы W_λ (ст) Копылова, приведенные к «стандартной» системе эквивалентных ширин по опубликованной им формуле [6, 7]. Эквивалентные ширины H_β и H_γ у Веги, определенные Копыловым, оказались существенно меньше, чем у Петерсон [5]. Поскольку наблюдения Петерсон выполнены с

большей дисперсией и лучшей точностью, чем наблюдения Копылова, мы взяли значения W_λ (ст), полученные Петерсон. Штриховая линия на рис. 18 проведена под углом 45° . Как видно из рисунка, данные, полученные на спектрометре, хорошо согласуются с определениями эквивалентных ширин другими авторами.

Заключение

Результаты испытаний 200-канального спектрометра показали, что он позволяет автоматизировать трудоемкий процесс регистрации и первичной обработки спектров звезд. По квантовой эффективности, точности фотометрических измерений и стабильности в работе в реальных условиях наблюдений он находится на уровне лучших зарубежных систем подобного типа, подробный обзор которых приведен в [3]. Сравнительная простота устройства, использование серийных приборов и комплектующих изделий делает доступным его изготовление небольшому коллективу специалистов соответствующей квалификации непосредственно в астрономическом учреждении.

Авторы выражают благодарность А. Б. Северному за постановку задачи, А. А. Боярчуку за обсуждение результатов в процессе выполнения работы, В. Б. Никонову за постоянный интерес к работе, Р. Е. Гершбергу, Д. Н. Рачковскому за полезные консультации, а также В. Н. Комиссаровой, А. С. Андрееву за составление программ, В. И. Краснобабцеву, П. П. Петрову, А. И. Каплиной, Е. П. Павленко, Л. И. Филатовой за помощь в работе.

Декабрь 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. Телевизионная астрономия/Под ред. В. Б. Никонова. М.: Наука, 1974.
2. Абраменко А. Н., Агапов Е. С., Анисимов В. Ф. и др. — Астрон. цирк., 1977, № 968, с. 1—2.
3. Прокофьева В. В. — УФН, 1979, т. 127, вып. 3, с. 501—526.
4. Абраменко А. Н. — Астрон. цирк., 1981, № 1153, с. 4—6.
5. Peterson D. M. — In: Smithsonian Inst. Astrophys. Observ. Astron. Pap. Cambridge (Massac.), 1969, Spec. rep., N 293, p. 200.
6. Копылов И. М. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1960, т. 22, с. 189—206.
7. Копылов И. М. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1958, т. 20, с. 123—155.

УДК 537.591

МЕТОД РАЗДЕЛЕНИЯ ЧЕРЕНКОВСКИХ ВСПЫШЕК ГАММА-КВАНТОВ ОТ ПРОТОННО-ЯДЕРНОГО КОМПОНЕНТА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

А. А. Степанян, В. П. Фомин, Б. М. Владимирский

Представлены результаты расчетов, показывающие, что черенковские вспышки широких атмосферных ливней, инициируемые γ -квантами и заряженными частицами космических лучей, заметно отличаются: 1) по распределению яркости и 2) интенсивности ультрафиолетового излучения в полосе длин волн $\lambda\lambda$ 200—300 нм. Эти различия предлагается использовать для выделения γ -квантов на фоне космических лучей при гамма-наблюдениях с помощью черенковских детекторов. Проведена оценка эффективности методики выделения γ -ливней, состоящей в измерении отношений амплитуд в нескольких каналах регистрации. Показано, что фон космических лучей с помощью этой методики может быть снижен на два порядка, что позволит не менее чем на порядок повысить результативность наземных гамма-астрономических наблюдений в области сверхвысоких энергий.

A METHOD TO DISTINGUISH THE GAMMA-RAY CERENKOV FLASHES FROM PROTON COMPONENT OF COSMIC RAYS, by A. A. Stepanian, V. P. Fomin and B. M. Vladimirovsky. — The results of calculations show that Cerenkov flashes of EAS

initiated by gamma-ray quanta and by charge particles are essentially distinguished by 1) the brightness distribution on the sky and 2) the intensity of ultraviolet radiation in wavelengths 200—300 nm. These distinctions are proposed to be used to extract gamma-ray quanta from cosmic ray background with detectors for Cerenkov flash registration. We estimated the efficiency of this method measuring the signal amplitude ratio in several channels of registration. It is shown that this method of separation might reduce the background by two orders of magnitude, thus increasing the efficiency of ground-based high-energy gamma ray observations by an order.

Поиски источников гамма-квантов сверхвысоких энергий ($E_\gamma \approx 10^{12}$ эВ) методом регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней (ШАЛ) осуществляются вот уже более двух десятков лет. За это время построено не менее десятка регистраторов черенковских вспышек ШАЛ. Как правило, подобные установки работают в режиме сканирования участка неба близ того или иного гипотетического источника, используя суточное вращение Земли. При таком методе измерений прохождение источника гамма-квантов через поле зрения детектора должно сопровождаться повышением скорости счета черенковских вспышек над фоном, обусловленным изотропным потоком космических лучей. Так как ожидаемые потоки гамма-квантов от источников составляют в лучшем случае десятые доли процента от фона космических лучей, надежное обнаружение объекта требует длительного времени. Так, при средней скорости счета ливней $\sim 1 \text{ с}^{-1}$, типичной для работающих ныне установок, для уверенного измерения потока, составляющего $\sim 10^{-3}$ фона, необходимо проводить наблюдения в течение ~ 3 лет. Совершенно очевидно, что это делает практически невозможным исследование переменных (непериодических) гамма-источников, хотя именно такие объекты являются, видимо, наиболее распространенными.

В связи с этим в последние годы некоторыми группами исследователей были предприняты попытки повысить эффективность наблюдений. Например, группой Смитсоновской обсерватории был построен составной рефлектор с диаметром 10 м. Увеличение площади светоприемника приводит к понижению энергетического порога установки и соответственно к увеличению скорости счета черенковских вспышек. Время обнаружения источника гамма-квантов t и площадь светоприемника установки S связаны соотношением

$$t \propto S^{\frac{p-2\gamma}{2}},$$

где γ и p — показатели спектра гамма-излучения и фона космических лучей ($p = 1,6$). Если спектр гамма-квантов источника не является «плоским» ($\gamma > p/2$), время его обнаружения, как видно, уменьшается с увеличением площади светоприемника.

Значительно более эффективным средством повышения результативности гамма-измерений может быть частичное исключение фона космических лучей путем отбора ШАЛ, инициируемых гамма-квантами (γ -ливней). Как показывают оценки, исключение фона космических лучей (p -ливней) на 90% приводит к уменьшению времени обнаружения гамма-источника примерно в 10 раз.

Вопрос о принципиальной возможности разделения γ - и p -ливней впервые был поднят Хиллом и Портером еще в 1961 г. [1]. Они отметили, что γ -ливни можно отличить от p -ливней, анализируя фотографии черенковских вспышек. Конкретная схема разделения ливней на основе этой идеи была предложена Гриндли [2]. Он указал на то, что направленный поток гамма-квантов, регистрируемый внутри круга на поверхности Земли радиусом около 50 м, образует черенковские вспышки преимущественно круговой формы, а изотропный фон космических лучей создает в большинстве случаев изображения вспышек, близкие по форме к эллипсу. Если использовать систему фотоумножителей с охран-

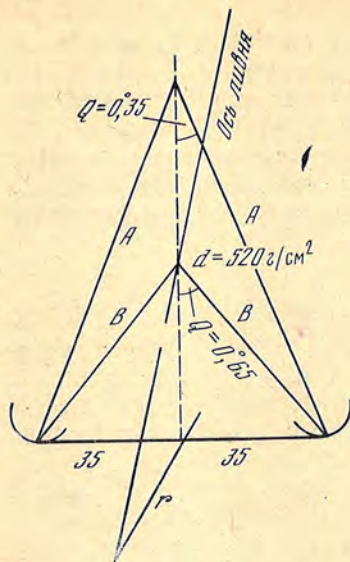


Рис. 1. Диаграмма расположения детекторов в эксперименте Гриндли [3]

А — оси первой пары детекторов; В — второй пары детекторов; d — глубина атмосферы на пересечении осей; Q — половинный угол между осями детекторов, r — расстояние от оси ливня до центра установки

ным кольцом, можно в значительной мере понизить фон космических лучей. На практике этот метод не был реализован.

Первая экспериментальная попытка по разделению двух типов ливней была сделана Гриндли в 1971 г. [3]. В этих измерениях ливень фиксировался двумя парами детекторов с двух точек, разнесенных на расстояние около 70 м (рис. 1). Оси детекторов первой пары (лучи А) пересекались на глубине остаточного давления $d_1 \approx 330 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ (половинный угол между детекторами $Q_1 = 0^\circ,35$) и регистрировали сигнал от области максимума развития ливней обоих типов. Оси детекторов второй пары (лучи В) пересекались ниже на глубине $d = 520 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ ($Q = 0^\circ,65$). Они детектировали вспышку в области максимума проникающей компоненты р-ливня. Отбор осуществлялся путем включения этого канала (В) на антисовпадения с каналом А. При такой методике, по оценкам автора, исключалось около 70 % р-ливней.

Ниже предлагается еще один возможный метод разделения γ - и р-ливней. В этом методе предполагается использовать основное различие в каскадных кривых электронов для двух указанных типов ливней, а именно то, что электроны от р-ливней данной энергии проникают в среднем на заметно большие глубины в атмосфере, чем от γ -ливней (той же энергии). Это приводит к тому, что черенковские вспышки от р-ливней не только имеют несколько большие угловые размеры, но и заметно отличаются от вспышек γ -ливней по распределению яркости в картинной плоскости. Кроме того, заметная доля черенковского излучения р-ливня идет с небольших высот. Вследствие этого во вспышке от р-ливня присутствует ощутимая доля того компонента ультрафиолетового излучения, который сильно поглощается в атмосфере. Расчеты, результаты которых представлены ниже, показывают, что можно добиться высокой эффективности отбора ливней, инициируемых γ -квантами, если регистрировать вспышки с существенной концентрацией яркости к оси ливня (в видимой области спектра) и относительно малым потоком излучения в области длин волн $\lambda\lambda 200-300 \text{ нм}$.

1. Некоторые угловые и спектральные характеристики черенковских вспышек ШАЛ на уровне земли

В качестве исходных данных для расчетов были взяты результаты, полученные В. И. Зацепиным и А. Е. Чудаковым [4] и В. И. Зацепиным [5]. Хотя со времени публикации этих работ многие авторы уточняли и дополняли их, удобно воспользоваться именно [4, 5], так как в данном случае оба типа ливней (р и γ) рассчитывались одним и тем же методом для интересующего нас значения первичной энергии (10^{12} эВ).

Как уже отмечалось, согласно [4] эффективные угловые размеры вспышки γ -ливня заметно меньше эффективных угловых размеров вспышки р-ливня (рис. 2). Это различие может быть выявлено, если одновременно регистрировать вспышку по двум каналам: один канал измеряет яркость вспышки на оси детектора, а второй в кольце, окружающем центральную часть поля зрения. В предположении, что максимум яркости вспышки находится на оси детектора, были рассчитаны отношения ам-

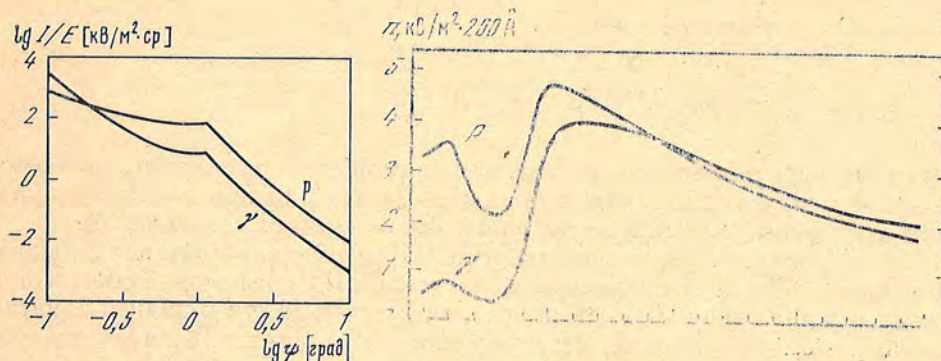


Рис. 2. Угловое распределение яркости в черенковской вспышке для двух типов ливней [4]

I/E — интенсивность излучения, приведенная к энергии первичной частицы; φ — угол между центром вспышки и некоторым произвольным направлением

Рис. 3. Спектральные характеристики черенковской вспышки для p - и γ -ливней

λ — длина волны; n — интенсивность

плитуд световых сигналов, попадающих в центральную область поля зрения $A_{\text{ц}}$ и кольцевую область $A_{\text{к}}$. При расчетах радиус центральной области принимался равным $0^{\circ},3$, радиус внешнего кольца — $1^{\circ},0$. Величины этих отношений были получены для вертикальных ливней в функции расстояния точки пересечения оси ливня с земной поверхностью до детектора (R (м) — прицельное расстояние) и представлены в табл. 1.

Из рассмотрения табл. 1 видно, что при фиксированном прицельном расстоянии R отношения $A_{\text{к}}/A_{\text{ц}}$ существенно различаются для γ - и p -ливней (хотя диапазоны изменений отношений при этом несколько перекрываются). Тем не менее это различие таково, что можно добиться эффективного отбора γ -ливней, применяя методику, описанную в следующем разделе.

Таблица 1

Ливни	$A_{\text{к}}/A_{\text{ц}}$ для $R(\text{м})$					
	0	50	75	100	150	200
γ	0,42	0,80	0,36	0,45	0,80	1,23
p	1,30	1,56	1,10	0,82	1,14	1,50

Таблица 2

Ливни	$A_{\text{ц}}/A_{\text{в}}$ для $R(\text{м})$			
	20	40	80	160
γ	0,055	0,050	0,040	0,023
p	0,170	0,140	0,090	0,070

Для расчета спектров черенковских вспышек в диапазоне длин волн 200—700 нм были взяты значения потока черенковского излучения на уровне земли, приходящегося на один электрон в ливне на глубине p , ось которого находится на расстоянии R от детектора [5]. Поток излучения, пересчитанный на интервал длин волн, находился из выражения

$$F(\lambda, R) d\lambda = d\lambda \int_{p_1}^0 \Phi(\lambda, R, p) e^{-\beta(\lambda, p, p_1)} dp,$$

где $\Phi(\lambda, R, p)$ — поток, излучаемый электронами ливня с глубины p на длине волны λ в направлении на детектор, отстоящий от оси ливня на расстояние R ; переход от излучения одного электрона к полному потоку света был сделан умножением на число электронов на данной глубине в соответствии с каскадными кривыми p - и γ -ливней; p_1 — глубина атмосферы, на которой находится детектор; $\beta(\lambda, p, p_1)$ — коэффициент ослабления света на пути $p_1 - p$. Значения коэффициентов находились

численным интегрированием

$$\beta(\lambda, p, p_1) = \int_p^{p_1} \beta(\lambda, p') dp'.$$

Учитывалось релеевское рассеяние, поглощение аэрозолем (включая водяной пар) и поглощение озоном. Использовались параметры стандартной атмосферы, распределение озона было принято согласно [6].

Результаты для первичной энергии 10^{12} эВ при значении прицельного параметра $R = 20$ м представлены на рис. 3. Из графиков видно, что в диапазоне длин волн 200—300 нм потоки излучения для р-ливней заметно больше, чем для γ -ливней. Этот результат легко понять, если учесть, что излучение в упомянутом спектральном интервале поглощается очень сильно, так что оно приходит к детектору с малых высот, не более 2 км. Поскольку на таких малых высотах при данной энергии первичной частицы имеются электроны только у р-ливней, то и возникает указанное различие. Это различие может быть положено в основу для выделения γ -ливней. Отношение потоков излучения в ультрафиолетовой области A_u и видимом A_v диапазоне для обоих типов ливней показано в табл. 2. Как видно, осязаемое различие между ливнями имеет место практически при всех прицельных параметрах ливней.

2. Методика выделения ливней, инициируемых γ -квантами, и оценка ее эффективности

Основная идея предлагаемой методики разделения γ - и р-ливней состоит в том, что для каждой зафиксированной черенковской вспышки измеряется отношение амплитуд светового сигнала в различных каналах регистрации. При отборе по угловому распределению яркости вспышки находится отношение амплитуд внешней кольцевой зоны и центральной области. Далее найденная величина отношения сравнивается с некоторым пороговым значением. В зависимости от того, окажется ли это отношение больше или меньше порогового, ливень относится к р- или γ -ливням.

Амплитуда сигнала в канале, выраженная в числе фотоэлектронов, есть, очевидно,

$$A = I(R)S\eta,$$

где S — площадь светоприемника детектора, а η — квантовый выход ФЭУ. В дальнейшем предполагается, что $S = 30$ м², а приемником света служит фотокатод ФЭУ-85. Отношение сигналов от краевой зоны и центральной области

$$y(R) = A_k(R)/A_c(R)$$

будет определяться при заданном энергетическом пороге, что соответствует наложению условия

$$A_0 \leq A_k(R) + A_c(R).$$

Записанное условие приводит к зависимости эффективной энергии регистрации ливня от прицельного параметра R . Эту зависимость необходимо учитывать при вычислении ошибки в определении $y(R)$. Предполагается, что основной причиной, определяющей точность измерения $y(R)$, будут флуктуации в числе выбиваемых с фотокатода фотоэлектронов. В этом случае нетрудно показать, что ошибка в измерении $y(R)$ определяется как

$$\Delta y(R) = y(R) \sqrt{\frac{1}{A_k(R)} + \frac{1}{A_c(R)}}.$$

Результаты расчетов величины $y(R)$ с соответствующими областями ошибок (штриховка) приведены на рис. 4. Кривые y_p и y_γ относятся к

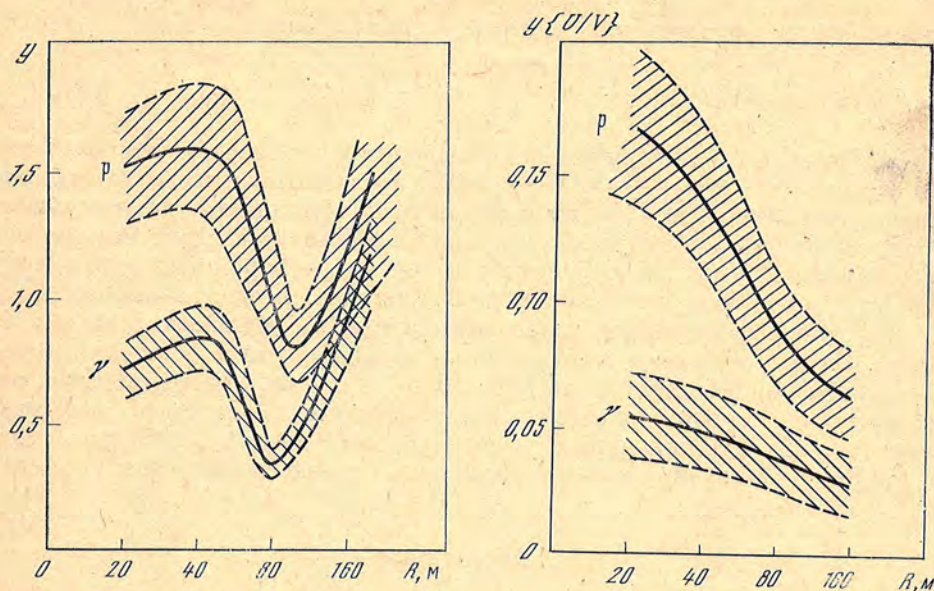


Рис. 4. Отношение амплитуд сигналов от краевой и центральной области черенковской вспышки в зависимости от прицельного параметра R для p - и γ -ливней

Рис. 5. Отношение амплитуд сигналов ультрафиолетовой и видимой спектральных областей черенковской вспышки для двух типов ливней

p - и γ -ливням. Из рассмотрения рис. 4 можно заметить, что кривые для двух типов ливней с их ошибками достаточно далеко отстоят друг от друга вплоть до значений $R \approx 100$ м. Следовательно, можно подобрать такое пороговое значение y_0 , при котором большинство событий, удовлетворяющих условию $y \leq y_0$, будут обусловлены γ -ливнями. Как показывают оценки, сделанные с учетом зависимости площади регистрации и эффективного телесного угла приемника от прицельного параметра R , при значении порога, близкого к оптимальному $y_0 \approx 0,5$, доля зарегистрированных p -ливней не будет превышать приблизительно 0,5% от общего числа событий с $y \leq y_0$. Столь высокую эффективность отбора γ -ливней удастся, видимо, реализовать, однако ценой существенного уменьшения площади регистрации. Это связано с тем, что приведенные расчеты справедливы при условии попадания самой яркой области вспышки в центральную зону детектора. Согласно сделанным оценкам, для принятых размеров центральной и внешней зон поля зрения детектора площадь регистрации сокращается не менее чем на порядок по сравнению с обычным детектированием ливней без их разделения.

Для разделения γ - и p -ливней по спектральным особенностям вспышки в одном канале регистрируется сигнал в видимом диапазоне длин волн 300—600 нм, в другом — в ультрафиолетовой области 200—300 нм. Для амплитуды сигналов в числе фотоэлектронов имеем

$$A(R) = S \int_{\lambda} F(\lambda, R) \eta(\lambda) d\lambda,$$

где S , как и прежде, площадь, $\eta(\lambda)$ — квантовый выход ФЭУ, $F(\lambda, R)$ определено в предыдущем разделе, а спектральной зависимостью коэффициента отражения от зеркала пренебрегается. При измерении отношений амплитуд $A_u(R)$ и $A_v(R)$ в ультрафиолетовом и видимом каналах

$$y(R) = A_u(R)/A_v(R)$$

устанавливается порог по энергии для некоторого значения R $A_v(R) \geq A_0$. Как и в случае разделения ливней по распределению яркости, предполагается, что погрешность в определении в основном обусловлена

флуктуациями фотоэлектронов. Тогда ошибка измерения будет

$$\Delta y(R) = y(R) \sqrt{\frac{1}{A_u(R)} + \frac{1}{A_0}},$$

расчеты приведены для случая, когда в видимом канале применен ФЭУ-85, а в ультрафиолетовом — ФЭУ-56 TUVР с узкополосным фильтром, вырезающим полосу 200—300 нм с большим коэффициентом пропускания. Площади зеркал в обоих каналах равны и составляют 30 м². Результаты представлены на рис. 5 в функции прицельного параметра. Кривые y_p и y_γ относятся соответственно к р- и γ -ливням. Штриховкой показаны ошибки. Они сосчитаны для пороговой энергии (т. е. являются максимальными). Из рассмотрения кривых рис. 5 следует, что хорошее разделение ливней можно получить до $R \approx 100$ м. Оценки эффективности разделения ливней с учетом площади регистрации и телесного угла детектора показали, что для оптимального значения порога $y_0 \approx 0,015$ доля регистрируемых р-ливней составляет около 1% от общего числа фиксируемых событий с $y \leq y_0$.

3. Обсуждение

Следует отметить, что при реализации изложенной методики отбора γ -ливней на практике придется столкнуться с рядом трудностей и приведенные выше численные величины эффективности отбора, возможно, не смогут быть достигнуты. В числе причин, в частности, можно указать на следующие.

1. Магнитное поле Земли приводит к некоторому увеличению угловых размеров черенковских вспышек и как следствие к уменьшению различия между р- и γ -ливнями, что существенно при разделении по угловому распределению яркости. К сожалению, выполненными в [7] расчетами уширения вспышки невозможно воспользоваться, так как они проведены для первичной энергии 10¹¹ эВ.

2. В приведенных расчетах не учитывались флуктуации в развитии самих ШАЛ. Однако из общих соображений ясно, что наличие таких флуктуаций должно приводить к некоторому понижению эффективности разделения в обоих рассмотренных вариантах. При разделении ливней по распределению яркости вспышки важны флуктуации яркости в картинной плоскости. Существенным в данном случае будет не столько имитация γ -ливней р-ливнями — вероятность отклонения y в сторону малых значений меньше чем в сторону увеличения (р-ливень) — сколько понижение эффективности регистрации γ -ливней. Для разделения ливней по спектру вспышки существенны флуктуации в глубине первого взаимодействия, снижающие эффективность разделения.

3. Для разделения ливней по угловому распределению яркости существенными могут оказаться также аберрации зеркал, которые невозможно практически полностью избежать. Наличие аберраций приводит к некоторому размазыванию изображения вспышки и как следствие к уменьшению различия между параметрами р- и γ -ливней.

4. При разделении ливней по спектру вспышки важным является высотное распределение концентрации озона в нижней, 1—2 км, части атмосферы. Известно, что указанное распределение изменчиво. Следствием этого может быть некоторая нестабильность во времени параметров ШАЛ, что, возможно, потребует усложнения процедуры измерений.

Не исключено, что существуют и другие факторы, могущие так или иначе затруднить разделение р- и γ -ливней. Тем не менее, думается, результаты приведенных расчетов позволяют надеяться на то, что отделение γ -ливней может быть в достаточной степени эффективным, чтобы оправдать соответствующее усложнение аппаратуры. Важно подчеркнуть, что даже если из-за перечисленных выше или других трудностей эффективность выделения γ -ливней окажется на практике не столь высокой для каждого из рассмотренных вариантов в отдельности, применение одновременно

двух критериев, несомненно, позволит повысить эту эффективность до приемлемого уровня.

Некоторые вопросы, связанные с разработкой методики выделения γ -ливней, требуют постановки специальных экспериментов. В связи с этим можно отметить, что такие эксперименты целесообразно провести, используя поток первичных электронов с энергией $\sim 10^{12}$ эВ (имитация γ -ливней). Существование первичных электронов таких энергий в настоящее время надежно установлено.

Наблюдения точечных источников γ -квантов высоких энергий, анизотропии в приходе таких квантов представляет большой интерес. Между тем многолетний опыт подобных наблюдений, накопленный как в Крымской астрофизической обсерватории, так и другими исследовательскими группами, показывает, что надежное обнаружение источника обычной методикой счета черенковских вспышек требует накопления данных в течение нескольких лет. Сам факт обнаружения нескольких источников этой методикой является важным достижением, однако сейчас не подлежит сомнению, что возможности ее весьма ограничены. Новые результаты в области наземных гамма-наблюдений могут быть получены лишь на установках, где применен принцип выделения γ -ливней.

Декабрь 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. Hill D. A., Porter R. A. — Nature, 1961, vol. 191, p. 690.
2. Grindlay J. E. — In: Proc. Gamma-Ray. Symp. Goddard, 1976, p. 84.
3. Grindlay J. E. — In: Smith. Inst. Astrophys. Observ. Astron. Pap., 1971, Spec. rep., N 334.
4. Зацепин В. И., Чудаков А. Е. — ЖЭТФ, 1962, т. 42, № 6, с. 1622.
5. Зацепин В. И. — ЖЭТФ, 1964, т. 47, № 8, с. 689.
6. Гуцун Г. П. Исследование атмосферного озона. М.: Гидрометиздат, 1963.
7. Browning R., Turver K. E. — Nuovo sim., 1977, vol. 38A, p. 223.

КОМПЕНСАЦИЯ ПАРАЗИТНЫХ СИГНАЛОВ В РАДИОМЕТРАХ

УДК 522.26

В. А. Ефанов

Описывается метод компенсации в низкочастотной части радиометров высокочастотных паразитных сигналов. Промодулированный на произвольной частоте сигнал от шумового генератора проходит весь усилительный тракт радиометра, синхронно детектируется и вновь модулируется на частоте модуляции паразитного сигнала. Полученное компенсационное напряжение суммируется с паразитным сигналом на входе усилителя низкой частоты в противофазе.

THE PARASITIC SIGNAL COMPENSATION IN RADIOMETERS, by V. A. Efانov. — The method of compensation in low frequency radiometer part of high frequency parasitic signals is described. Noise generator signal modulated at arbitrary frequency and passed through the radiometer amplification stages is synchronously detected and modulated on the parasitic modulation frequency again. The obtained compensation voltage is summed up in anti-phase with the parasitic signal on the input of low frequency amplifier.

При регистрации слабых сигналов от радиоисточников приходится сталкиваться с тем, что полезный (исследуемый) сигнал нужно выделять на фоне «паразитного», который в большинстве случаев значительно превышает исследуемый. Такое положение особенно типично для радиометров миллиметрового диапазона волн, где трудно выполнить идентичность приемных каналов (в том числе и идентичность облучения антенны по двум направлениям приема — основному и опорному), что приводит к появлению на выходе модулятора интенсивности модуляционного радиометра некоторой составляющей на частоте Ω (Ω — частота переключения мо-

дутьатора интенсивности), обусловленной названными выше причинами и др.

В обычных радиометрах, которые используются только для измерения интенсивности от радиоисточников, компенсация паразитного сигнала, появляющегося на частоте Ω , производится, как правило, с помощью подшумливания от генератора шума того или иного измерительного канала, добиваясь их симметрии по шумам [1]. Положение значительно усложняется, если проводятся поляризационные измерения радиополяриметром, измеряющим параметры Стокса I , V , Q и U , которые выделяются с помощью соответствующих модуляторов-анализаторов поляризации, частоты модуляции которых отличны от частоты переключения модулятора интенсивности. Требования к выполнению высокочастотных элементов приемника весьма высоки и не всегда выполнимы в достаточной мере (особенно для радиометров миллиметрового диапазона волн), что приводит к появлению на выходе поляризационных модуляторов паразитных сигналов. Причины появления паразитной модуляции (поляризации) в поляриметрах достаточно подробно исследованы в [2]. Применение генераторов шума для компенсации паразитных сигналов по высокой частоте в поляризационных приемниках затруднено и не всегда оправдано, так как в значительной степени усложняет высокочастотную часть поляриметра. Выделение полезного сигнала на фоне «паразитного», который значительно превышает полезный, приводит к существенному уменьшению масштаба регистрации последнего и как следствие к большим ошибкам измерения.

Здесь приводится краткое описание метода компенсации паразитных сигналов по низкой частоте, не чувствительного к возможным колебаниям коэффициента усиления высокочастотных узлов радиометра (мазера, смесителя, УПЧ и т. п.).

Традиционно в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР при наблюдениях на 22-м радиотелескопе в радиометрах миллиметрового диапазона волн применяют метод непрерывного сквозного контроля и учета усиления радиометрической аппаратуры с помощью шумового модулированного сигнала, подаваемого на тот или иной вход модулятора интенсивности с последующим выделением этого сигнала и использованием его для устранения возможных вариаций коэффициента усиления радиометра в реальном масштабе времени с помощью ЭВМ [3, 4]. Этот же шумовой сигнал при необходимости используется для симметрии по шумам каналов измерения интенсивности [4].

В основе метода компенсации паразитных сигналов по низкой частоте лежит сложение в противофазе на входе избирательного усилителя низкой частоты двух напряжений: паразитного и компенсационного. В качестве компенсационного напряжения применяется модулированный сигнал от шумового генератора (в основной схеме радиометра он используется для контроля коэффициента усиления приемника и симметрии по шумам каналов измерения потоков от радиоисточников), который выделяется усилителем низкой частоты, настроенным на его частоту модуляции, детектируется синхронным детектором и далее полученное постоянное напряжение, пропорциональное мощности генератора шума, вновь модулируется с помощью электронного коммутатора на тех частотах, на которых выделяются параметры Стокса [2]. Как известно, в радиополяриметрах с ферритовыми модуляторами и с четвертьволновой пластинкой на входе выражение для мощности в анализаторе имеет следующий вид:

$$P(t) = \frac{I}{2} + 0,23Q + 0,57V \sin \Omega t + 0,25Q \cos 2\Omega t. \quad (1)$$

На выходе анализатора возможно появление паразитных сигналов на частотах Ω и 2Ω , обусловленных неидеальностью, например, фазосдвигающей четвертьволновой пластинки: поглощением в ней γ , конечной электрической длиной, отличной от $\lambda/4$ ($\Delta \neq 90^\circ$), непараллельностью ее анализатору ($\alpha \neq 0$):

$$P(\Omega t, 2\Omega t) \approx [Q - I\gamma + 2(V - U)\alpha] J_2(\beta_0) \cos 2\Omega t + [V + 2I\gamma\alpha + U\Delta - 2Q\alpha] J_1(\beta_0) \sin \Omega t. \quad (2)$$

Здесь J — функции Бесселя, β_0 — вращение плоскости поляризации на угол $\pm 45^\circ$. Как видно из выражения (2), даже при идеально выполненном высокочастотном тракте поляриметра паразитные сигналы появляются на частотах выделения параметров Стокса Ω и 2Ω , обусловленные конечной точностью изготовления и установки (в данном случае) фазосдвигающей пластинки.

Принцип работы системы компенсации иллюстрируется рис. 1. Для простоты приведены только два измерительных низкочастотных канала: выделение одного из параметров Стокса (в нашем случае на частоте Ω_1) и сигнала от модулированного генератора шума (Ω_2). Как видно на рис. 1, модулированный шумовой сигнал ГШ через дистанционно управляемый аттенуатор ДА и направленный ответвитель НО подается на один из вхо-

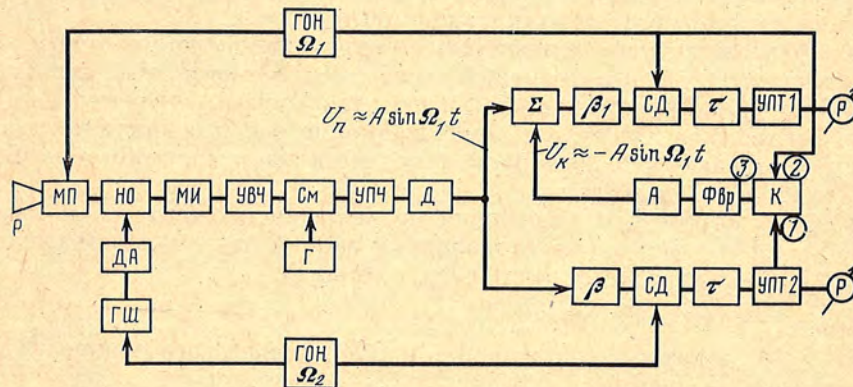


Рис. 1. Функциональная схема системы компенсации паразитных сигналов по низкой частоте (объяснения в тексте)

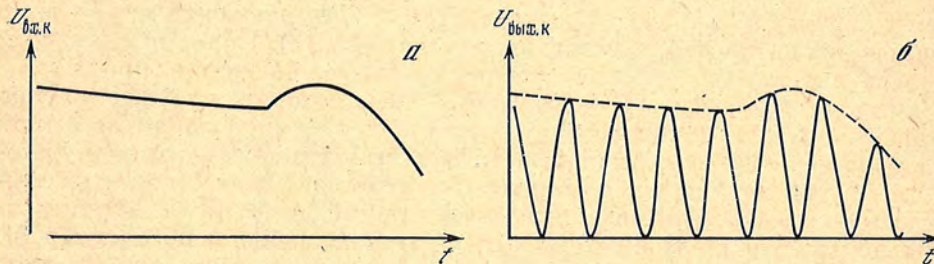


Рис. 2. Эпюры напряжений на входе коммутатора (а) и его выходе (б)

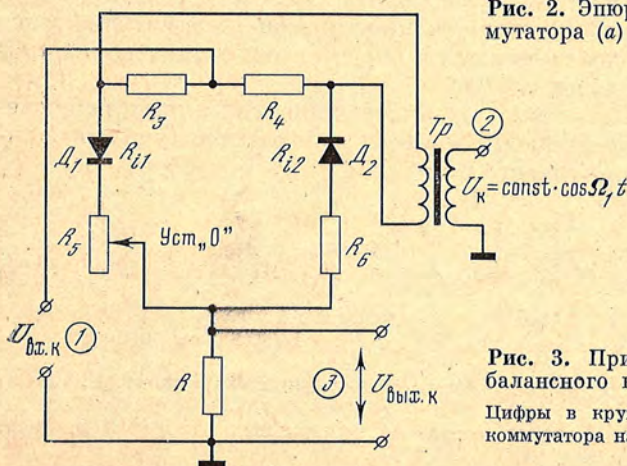


Рис. 3. Принципиальная схема диодного балансного коммутатора (К на рис. 1)

Цифры в кружках соответствуют подключению коммутатора на рис. 1 в соответствующих точках

дов модулятора интенсивности МИ. Далее этот сигнал усиливается усилителем высокой частоты УВЧ, преобразовывается смесителем См в промежуточную частоту УПЧ и детектируется квадратичным детектором Д. Потом он выделяется избирательным усилителем β_2 , детектируется синхронным детектором СД, интегрируется (τ), усиливается усилителем постоянного напряжения УПТ 2 и поступает на регистрирующий прибор Р.

Как было рассмотрено выше, на выходе поляризационного модулятора МП возможно появление паразитного сигнала, который проходит те же самые высокочастотные каскады радиополяриметра, что и модулированный шумовой сигнал. Для компенсации огибающей паразитного сигнала $U_n = A \sin \Omega_1 t$ на входе избирательного усилителя β_1 используется напряжение, пропорциональное мощности ГШ. С выхода усилителя постоянного напряжения УПТ 2 сигнал подается на вход электронного коммутатора К, который превращает постоянное напряжение вновь в синусоидальное, но уже необходимой нам частоты Ω_1 . Частота коммутации поступает от генератора опорного напряжения ГОН $\Omega_1 t$, с помощью которого также работает поляризационный модулятор МП. Таким образом получается синусоидальное (или прямоугольной формы) напряжение той же частоты, что и паразитный сигнал. Далее с помощью фазовращателя (Фвр) формируется противофазное с паразитным сигналом напряжение. Необходимая амплитуда компенсационного напряжения устанавливается с помощью аттенюатора А и подается на вход сумматора Σ , где складывается с паразитным.

В общем случае при модуляции медленно меняющегося напряжения $U_{\text{вых ГШ}} = A \sin \omega t$ по синусоидальному закону ($\omega \rightarrow 0$) напряжение на выходе коммутатора будет иметь следующий вид:

$$U_{\text{вых.к}} = \text{const } A \sin \omega t \cos \Omega_1 t. \quad (3)$$

Здесь A — амплитуда напряжения, пропорционального мощности ГШ, Ω_1 — частота прерывания (коммутации).

На рис. 2 приведены эпюры напряжений на входе коммутатора (а) и его выходе (б) при нестабильном коэффициенте усиления радиометра. Как видно из рис. 2, огибающая промодулированного напряжения полностью повторяет входное (с выхода УПТ 2). Для проверки метода нами применялся диодный балансный коммутатор (рис. 3). Принцип его работы основан на том, что условия равновесия балансной системы при $U_{\text{вх}} = 0$ следующие: $R_3 = R_4$; $R_{i1} + R_5 = R_{i2} + R_6$, которые нарушаются при подаче на вход постоянного напряжения той или иной полярности (или медленно меняющегося напряжения). При выполнении такого коммутатора из полупроводниковых элементов с применением соответствующей термостабилизации обеспечивается незначительный дрейф нуля. Теория работы коммутаторов подобного и других типов подробно изложены в [5, 6].

Как видно из изложенного, незначительное усложнение низкочастотной части поляриметра позволяет осуществлять компенсацию паразитных сигналов на всех частотах, на которых выделяются параметры Стокса (формула (1)), причем во всех случаях используется один и тот же модулированный сигнал от генератора шума.

Данный метод может быть также применен при солнечных наблюдениях для компенсации «постоянной» составляющей радиоизлучения Солнца (некоторый аналог квазиулевого метода).

Декабрь 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. Ефанов В. А. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1974, т. 50, с. 183.
2. Корольков Д. В., Соболева Н. С., Гельфрейх Г. Б. — Изв. ГАО, 1960, т. 21, № 164, с. 61.
3. Ефанов В. А., Моисеев И. Г. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1965, т. 34, с. 53.
4. Домнин С. Л., Ефанов В. А., Корсенская Е. С. и др. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1977, т. 57, с. 205.
5. Войшвилло Г. В. Усилители низкой частоты на электронных лампах. М.: Связьиздат, 1959, с. 703.
6. Радиотехнические схемы на транзисторах и туннельных диодах/Под. ред. Р. А. Валитова. М.: Связьиздат, 1972, с. 14.

СВЕТОСИЛЬНАЯ ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВАЯ СИСТЕМА ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЙ В УЛЬТРАФИОЛЕТЕ

УДК 520.2

Г. М. Попов

Рассмотрена методика расчета зеркально-линзовой системы, состоящей из вогнутого сферического зеркала и компенсатора из двух линз, установленного в параллельном пучке лучей. Приведены данные двух систем с исправленными аберрациями. Системы имеют отверстие 70,0—77,0 мм и относительное отверстие около 1 : 1,3 при поле зрения порядка 6°. Первая система имеет компенсатор из плавленого кварца и может использоваться в спектральной области 2000—3000 Å. У второй системы линзы из фтористого лития, а рабочая область спектра 1130—2000 Å. Системы могут применяться как для прямых наблюдений, так и для спектральных приборов.

FAST-SPEED MIRROR-LENS CAMERA FOR OBSERVATIONS IN U. V. SPECTRAL REGION, by Popov G. M. — The method used for «mirror-lens» system design consisting of a concave mirror and a two-lens compensator is described. The compensator is located in front of the mirror in parallel beam. According to design, a pupil is 70,0—77,0 mm, speed is about $f/1,3$ and field of view is about 6 deg; all surfaces are spherical. Parameters of two aberration-free systems are tabulated.

The first system has a fused quartz compensator and may be used for spectral band 2000—3000 Å. In the second one the lenses are made of LiF and its spectral region is 1130—2000 Å. These systems can be used as for simple observations, so as to get spectra of astronomical objects.

Современная астрофизика остро нуждается в светосильных оптических системах, работающих в видимой и ультрафиолетовой области спектра, включая «вакуумный» ультрафиолет. В качестве примера можно назвать изучение комет, туманностей, зодиакального света и метеоров, где используются такие системы. Широко применяемые в настоящее время системы Максудова [1, с. 331] хорошо работают только при умеренных относительных отверстиях, так как остаточная сферическая аберрация ограничивает дальнейшее повышение светосилы. Применение ретушированных систем Максудова [1, с. 343] нецелесообразно, так как это усложняет и удорожает изготовление системы. Система Шмидта [1, с. 323], позволяющая получить светосилу, близкую к предельной, теоретически возможной, имеет принципиальный недостаток — несферичность формы одной из поверхностей, весьма трудной в изготовлении. «Сплошная» система Шмидта («толстый Шмидт»), кроме того, обладает дисторсией, а фокус ее труднодоступен. Существуют системы, совмещающие в себе идеи и Шмидта и Максудова [2—4]. Они отличаются сложностью и также содержат несферические поверхности. Система Слефогта—Рихтера [5], состоящая из вогнутого сферического зеркала и афокального компенсатора из двух линз, работающего в параллельном пучке лучей, позволяет получать относительные отверстия 1 : 1,2—1 : 1,4 при фокусных расстояниях порядка 200 мм [5, с. 388]. Объективы Рейтона [6] и Брейси [7] представляют собой увеличенные объективы микроскопа и обладают всеми недостатками, свойственными микрообъективам; — они имеют сложную многолинзовую конструкцию и как следствие большие светопотери и светорассеивание.

Представляется целесообразным изучить систему Слефогта—Рихтера, введя конечные толщины линз компенсатора, и попытаться повысить ее светосилу. Для этого нами была разработана специальная общая методика расчета, позволяющая весьма просто изучить многочисленные варианты системы и выбрать из них наилучшие, имеющие относительное отверстие порядка 1 : 1,3 и выше.

1. Методика расчета

Рассмотрим систему, состоящую из вогнутого сферического зеркала и афокального компенсатора из двух линз (рис. 1). В отличие от системы Слефогта—Рихтера [5] рассмотрим линзы значительной толщины, соиз-

меримой с их радиусами кривизны. Поверхности системы будем считать сферическими и исправим хроматические aberrации, сферическую aberrацию и кому. Как известно [5], астигматизм и кривизна поля в системе, изображенной на рис. 1, не могут быть исправлены иначе, как применением линзы Пиацци—Смита, поэтому мы их исправлять не будем.

Условие коррекции хроматизма положения и увеличения в системе из двух линз запишется в виде

$$\varphi_1/\nu_1 + \varphi_2/\nu_2 = 0, \quad (1)$$

где ν_1, ν_2 — коэффициенты дисперсии (числа Аббе), а φ_1 и φ_2 — оптические силы линз компенсатора, связанные условием масштаба:

$$\varphi_1 + \varphi_2 = \varphi, \quad (2)$$

где φ — оптическая сила компенсатора. Как известно [5, с. 384], из условия исправления вторичного спектра компенсатора следует равенство относительных частных дисперсий для рассматриваемой области спектра; в частности, если линзы изготовлены из одной марки стекла, то $\nu_1 = \nu_2$ и из (1) и (2) находим

$$\varphi_1 = -\varphi_2; \quad \varphi = 0. \quad (3)$$

Строго говоря, (3) справедливо только для бесконечно тонких линз, находящихся в контакте, но анализ показывает, что и для системы из двух соприкасающихся линз разумной толщины это условие выполняется достаточно хорошо.

Рассмотрим вопрос о возможности исправления сферической aberrации в системе, изображенной на рис. 1. Целесообразно сначала рассмотреть общий случай, когда система состоит из m сферических центрированных поверхностей. Из рис. 2 очевидно, что для одной поверхности волновая aberrация δ равна

$$\delta = \frac{n_2 y_1}{\sin u_2} - \frac{n_1 y_1}{\sin u_1} + n_1 s_1 - n_2 s'_1.$$

Поскольку волновая aberrация системы равна сумме aberrаций ее компонентов, находим точное выражение

$$\delta = \sum_{v=1}^m \left[n_{v+1} \left(\frac{y_v}{\sin u_{v+1}} - s'_v \right) - n_v \left(\frac{y_v}{\sin u_v} - s_v \right) \right], \quad (4)$$

причем $s_{v+1} = s'_v - d_v$, где d_v — расстояние между вершинами поверхностей с номерами v и $v+1$. Будем исходить из (4), считая известными δ , радиусы кривизны поверхностей, толщины и показатели преломления, за одним исключением, — радиус кривизны r_m последней поверхности и ее расстояние от предпоследней поверхности d_{m-1} будем считать произвольными. Эти величины входят в (4) в неявном виде, поскольку $y_v, u_v, u_{v+1}, s_v, s'_v$ зависят от конструктивных элементов системы. Обозначим выражение в квадратных скобках в (4) через δ_v , где δ_v есть точное значение волновой сферической aberrации для v -й поверхности. Приравняем (4) требуемой величине сферической aberrации δ' в системе на заданной зоне y_1 и введем вспомогательный множитель M (масштабный коэффициент), подлежащий определению:

$$\delta' = \sum_{v=1}^{m-1} \delta_v + M \delta_m. \quad (5)$$

Откуда находим

$$M = \frac{\delta' - \sum_{v=1}^{m-1} \delta_v}{\delta_m}. \quad (6)$$

Физический смысл множителя M — изменение масштаба последней поверхности системы, т. е. изменение ее радиуса кривизны и расстояния от предпоследней поверхности, но без изменения угла u_{m+1} . При этом значения y_m , s_m , s'_m также увеличиваются в M раз, что приводит к увеличению в M раз волновой aberrации последней поверхности (это очевидно из (4)). Таким образом, меняя масштаб последней поверхности, можно получить любое значение сферической aberrации в системе на заданной зоне y_1 . В частном случае сферическая aberrация будет исправлена, если $\delta' = 0$. Заметим, что, поскольку углы u_v луча с оптической осью не меняются, значения углов падения и преломления на всех поверхностях

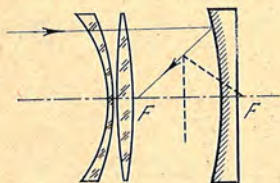


Рис. 1

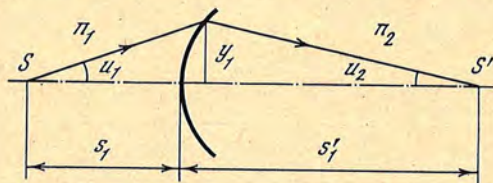


Рис. 2

системы сохраняются. Если предмет находится на бесконечности, то $s_1 = -\infty$ и $u_1 = 0$, а потому δ_1 в (5) и (6) становится неопределенным. В этом случае из рис. 2 находим

$$\delta_1 = n_2 (y_1 / \sin u_2 - s'_1) + n_1 x_1,$$

где

$$x_1 = r_1 - \sqrt{r_1^2 - y_1^2}.$$

Отметим также, что заднее фокусное расстояние f' системы не меняется при изменении масштаба последней поверхности, так как

$$f' = y_1 / \sin u',$$

а y_1 и u' не меняются (при этом параксиальное фокусное расстояние системы изменяется). Поэтому целесообразно в исходной системе выбирать такие значения d_{m-1} и r_m , чтобы ее фокусное расстояние равнялось нужному значению у исправленной системы. Если изменять масштаб у последней поверхности нежелательно, то можно совершенно аналогично изменить масштаб у любой другой поверхности или группы поверхностей, добиваясь получения системы с исправленной или требуемой сферической aberrацией на заданной зоне y_1 отверстия. При изменении масштабов двух или более поверхностей системы можно получить также требуемое значение параксиального фокусного расстояния системы f'_0 , в частности исправить aberrацию фокусов

$$f' - f'_0 = 0.$$

Возможно также выполнить и условие изопланатизма, а тем самым получить систему с исправленной комой.

Описанный метод не требует проведения сложных вычислений, исключая расчет хода луча для зоны y_1 , и не связан с трудоемкими итерациями [8], как это принято при расчетах на ЭВМ. Имея расчет одного луча, можно получить много систем с исправленной aberrацией и затем выбрать из них наилучшую. Этот метод изложен нами для системы сферических поверхностей, но без каких-либо изменений он может быть применен и для системы центрированных асферических поверхностей, поскольку выражения (4) — (6) справедливы и в этом случае.

2. Расчеты конкретных систем

Нами были изучены многочисленные варианты системы, изображенной на рис. 1, с компенсатором из фтористого лития и плавленого кварца. Из полученных систем были отобраны системы с минимальными aberr-

Таблица 1

r	d	n
-84,220	3,0	1,0
-132,916		Кварц плавленный
907,047	0,0	1,0
-330,555	4,0	Кварц плавленный
-181,1	65,0	1,0
		-1,0

$D = 70$; $f' = 89$; $s' = -90,76$; $A = 1 : 1,28$; $2w = 6^\circ$.

Таблица 2

r	d	n
-85,158	3,91	1,0
-126,533		LiF
3404,72	0,0	1,0
-304,35	4,0	LiF
-181,1	65,0	1,0
		-1,0

$D = 70,0$; $f' = 89$; $A = 1 : 1,27$; $s' = -90,8$.

Таблица 3

r	d	n
-96,980	3,0	1,0
-139,760		Кварц плавленный
318,431	0,0	1,0
6444,60	4,0	Кварц плавленный
-181,1	65,0	1,0
-300,0	-46,0	-1,0
		1,0

$D = 71,0$; $f' = 128$; $A = 1 : 1,8$; $s' = 63,8$; $2w = 4^\circ$.

рациями при относительном отверстии порядка $1 : 0,8$ — $1 : 1,3$ и фокусном расстоянии системы около 90 мм.

Система № 1. Конструктивные элементы системы даны в табл. 1 (размеры здесь и ниже даны в миллиметрах). Материал линз — плавленный кварц.

Графики аберраций даны на рис. 3, рабочая область спектра 2000—3000 Å. Если взамен кварца применить фтористый литий, то система может использоваться в диапазоне 1770—1378 Å без изменения конструктивных элементов; использование стекла ОК1 в линзах компенсатора позволяет получить систему, работающую в области 2500—20000 Å, наконец, применение стекла К8 позволяет работать в диапазоне 3600—20000 Å.

Система № 2. Конструктивные элементы системы даны в табл. 2. Материал компенсатора — фтористый литий.

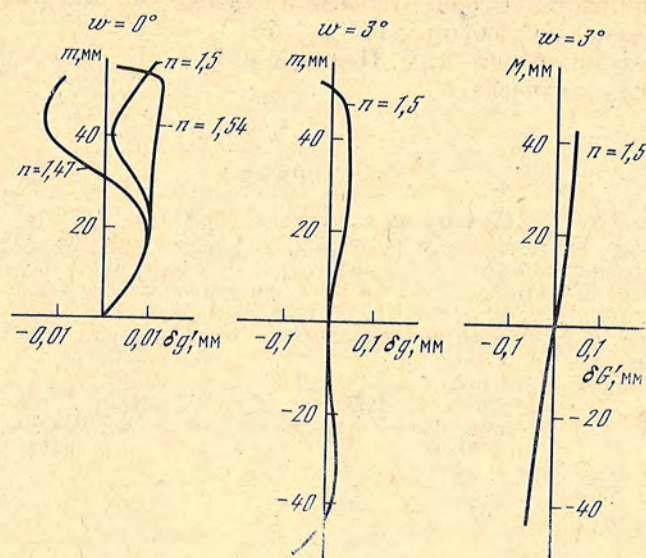


Рис. 3

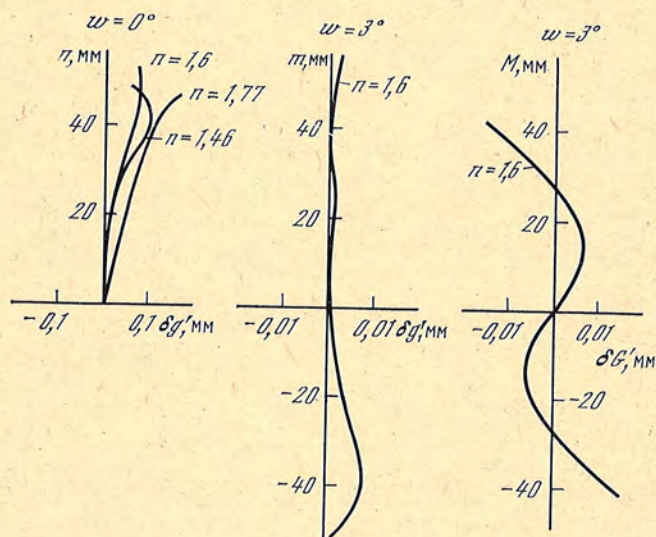


Рис. 4

Графики aberrаций даны на рис. 4. Осевые aberrации и хроматизм хорошо исправлены в ультрафиолетовой области спектра $\lambda = 2000 \div 1130 \text{ \AA}$. Основной aberrацией, ограничивающей поле зрения, является астигматизм; полезное поле системы $2w = 6^\circ$ для прямых наблюдений. Астигматизм не является помехой при использовании системы как камеры спектрографа; спектр может быть получен на плоском светоприемнике. Изображение в системах № 1 и 2 можно вынести наружу с помощью плоского зеркала, как показано на рис. 1 штриховой линией. Однако применение плоского зеркала приводит к большим потерям света на экранирование; лучшие результаты могут быть получены при использовании не плоского, а выпуклого сферического зеркала, т. е. система преобразуется в систему Кассегрена с помещенным перед ней двухлинзовым компенсатором. Параметры подобной системы даны в табл. 3. Фокальная плоскость находится снаружи на расстоянии 17,8 мм от вершины главного зеркала, поэтому система может использоваться с громоздкими светоприемниками. Ее aberrации похожи на aberrации системы № 1 и рабочая область спектра та же (2000—3000 $\text{\AA}$); возможна замена плавленого кварца стеклом ОК1 или К8, как и у системы № 1. Если вместо

кварца применить фтористый литий, то система может использоваться и в далеком ультрафиолете (1770—1378 Å).

Автор признателен М. Б. Поповой и В. И. Пронику за проверку работы и ценные указания.

Декабрь 1980 г.

Литература

1. *Максutow Д. Д.* Астрономическая оптика. Л.: Наука, 1979.
2. *Bouwers A.* Achievements in optics. N. Y.: Elsevier Publ. Co, 1946.
3. *Baker J.* Super-Schmidt.— *Sky and Telesc.*, 1951, vol. 10, N 9, p. 219.
4. *Hawkins D. G., Linfoot E. H.* An improved type of Schmidt camera.— *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1945, vol. 105, N 6, p. 334—344.
5. *Волосов Д. С.* Методы расчета сложных фотографических систем. Л.; М.: Гостехиздат, 1948.
6. *Rayton W. B.*— *Astrophys. J.*, 1930, vol. 72, p. 59—61.
7. *Bracey R. J.*— *Astrophys. J.*, 1936, vol. 83, p. 179—186.
8. *Слюсарев Г. Г.* Методы расчета оптических систем. Л.: Машиностроение, 1969.

ХРОНИКА

В 1980 г. в Крымской астрофизической обсерватории проходил ряд совещаний внутрисоюзного значения.

В феврале здесь состоялся очередной Пленум Центрального совета Всесоюзного астрономо-геодезического общества (ВАГО) при Академии наук СССР. Участники Пленума ознакомились с обсерваторией, тематикой исследований и некоторыми их результатами, осмотрели крупные телескопы, совершили поездку на РТ-22, установленный на южном берегу Крыма, близ Симеиза.

В апреле состоялось совещание по гиперсенсibilизации фотоэмульсий.

Школа наблюдателей комет по программе «Беннет», а затем совещание по эфемеридному обеспечению этой программы проходили в сентябре.

В октябре проведен Всесоюзный семинар по рентгеновской и гамма-астрономии.

Состоялись также два рабочих совещания специалистов Лаборатории космической астрономии (Марсель, Франция) с сотрудниками обсерватории по вопросам, касающимся будущих совместных экспериментов.

Сотрудники обсерватории принимали участие в работе многих совещаний, конференций, симпозиумов: совещания «Строение и физика галактик» в Боржоме; совещания по переменным звездам (Одесса); международного семинара по космическим лучам, проходившего в Ленинграде; совещания по магнитным звездам (САО АН СССР); симпозиума «Химический состав и эволюция звезд» в Баку; астрофизического семинара в Бюраконе; Пленума секции «Солнце» в Кисловодске; конференции по динамике и физике малых тел солнечной системы (Душанбе); VII съезда ВАГО (Алма-Ата) и других совещаний по различным научным и научно-организационным вопросам.

Кроме этого, ряд сотрудников обсерватории участвовали в совещаниях, конференциях и других мероприятиях, проходивших за рубежом.

В Крымскую астрофизическую обсерваторию на различные сроки приезжали зарубежные ученые и специалисты для ознакомления с оборудованием, тематикой исследований и их результатами, для проведения наблюдений на больших телескопах, для обсуждения и выполнения совместных работ, на стажировку.

В течение 1980 г. обсерваторию посетили: Г. Вольте, Ж. Грек, П. Крувелле, С. Кучми, А. Маньян, Р. Мора, Э. Фосса, Д. Югенэн (Франция); Ш. Абдулла, М. Кафтан, С. Рауф, М. Хассан (Ирак); О. Вилху, В. Пиирола, М. Тиури, С. Урпо (Финляндия); Д. Кемп, Д. Раст, В. Салливан (США); Н. Зентелис, Р. Лизо (Швеция); Я. Беллас, Т. Бонев, З. Иванова, Г. Петров (Болгария); Б. Балаж (Венгрия); В. Хойшль, Ю. Штауде (ГДР); Л. Кулчар (ЧССР). После семимесячной стажировки в мае отбыл на родину О. Альварес (Куба). В сентябре закончил трехлетнюю стажировку Ч. Цовоохуу (МНР). В середине декабря на трехмесячную стажировку прибыл Дон Ир Зюн (КНДР).

На заседаниях Ученого совета обсерватории с докладами выступили: Ж. Грек и Э. Фосса, «Глобальные солнечные осцилляции по наблюдениям с географического Южного полюса»; М. Тиури, «Радиоастрономические исследования в Финляндии»; Д. Раст, «Наблюдения со спутника солнечного максимума (ССМ) по исследованию солнечных вспышек и наблюдения рентгеновской короны на Скайлабе»; Д. Кемп, «Оптические изме-

нения в объекте Лебедь X-1 во время вспышки рентгеновской эмиссии», «Фотометрические данные об объекте SS 433».

Сотрудниками обсерватории в этом году осуществлено 25 выездов в зарубежные командировки.

Н. В. Стешенко в январе был в США, где участвовал в конференции «Оптические и инфракрасные телескопы 1990-х гг.».

В. А. Котов в течение двух недель находился во Франции, где им совместно с С. Кучми завершены обработка и анализ измерений колебаний яркости Солнца в ближней ИК-области спектра.

В феврале — марте Т. С. Галкина была в Чехословакии для совместной работы по физике тесных двойных систем.

П. П. Петров в течение месяца (апрель—май) находился в Швеции, где продолжал начатую ранее совместную работу по исследованию звезд типа Т Тельца.

В мае по приглашению ректора Хельсинкского университета А. Б. Северный выезжал в Финляндию для чтения лекций. В июне А. Б. Северный участвовал в работе XXIII Пленума КОСПАР в Будапеште.

Н. С. Чуваева в течение месяца находилась в Финляндии для выполнения совместной работы по магнитно-переменным звездам.

А. А. Боярчук участвовал в совещании Проблемной комиссии «Физика и эволюция звезд» многостороннего сотрудничества, которое состоялось в ГДР.

Н. В. Стешенко, Л. В. Границкий, А. В. Брунс в июле выезжали во Францию в связи с подготовкой совместных экспериментов по внеатмосферной астрономии.

В. А. Котов и И. И. Проник участвовали в работе 5-й Европейской региональной конференции МАС в Бельгии.

В. М. Кувшинов в августе выезжал в ГДР для обмена результатами исследования магнитных Ар-звезд и обсуждения планов дальнейшего сотрудничества.

Т. Т. Цап две недели в сентябре работал в Потсдаме (ГДР) по изучению распределения магнитных полей с высотой в активных областях на Солнце.

В. А. Котов и А. Б. Северный участвовали в работе 14-го симпозиума Европейского космического агентства «Физика солнечной переменности», проходившего в Нидерландах.

М. Е. Боярчук и Р. Е. Гершберг выезжали в Италию для участия в работе 59-го коллоквиума МАС «Эффекты потери массы в звездной эволюции».

А. В. Брунс был в Японии на XXXI Конгрессе МАФ.

Н. Н. Степанян в октябре участвовала в работе X Консультативной конференции КАПГ в ГДР.

Л. С. Любимков в октябре выезжал в Чехословакию для участия в рабочем совещании подкомиссии «Звездные атмосферы».

В течение всего ноября А. А. Боярчук находился в Великобритании.

По приглашению Даремского университета в Великобританию выезжал А. А. Степанян.

Ю. Ф. Юровский в ноябре выехал в годичную командировку на Кубу для работы в Институте геофизики и астрономии АН Кубы.

В обсерватории завершен монтаж оптико-механических систем автоматизированного фотоэлектрического рефлектора АЗТ-11. Проведены пробные фотографические наблюдения. Заканчивается монтаж и наладка электронных блоков, предназначенных для обеспечения работы телескопа в автоматическом режиме.

В. В. Прокофьева, П. Ф. Чугайнов и А. А. Степанян подготовили докторские диссертации.

Вышли из печати 61-й и 62-й тома «Известий Крымской астрофизической обсерватории». В мае сдан в печать 65-й том, в декабре — настоящий 66-й том.