

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 LXXI

Ответственный редактор
академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ



МОСКВА · «НАУКА» · 1985

Известия ордена Трудового Красного Знамени Крымской астрофизической обсерватории: Сб. статей.— М.: Наука, 1985.— 192с.

В 71-м томе публикуются оригинальные статьи, содержащие результаты исследований и разработок, выполненных в Крымской астрофизической обсерватории.

Статьи по физике Солнца посвящены новым результатам исследования долгопериодных колебаний Солнца и проявлений их в геофизических процессах, изучения разбаланса общего магнитного поля Солнца и аномального характера межпланетного магнитного поля, изучения инфракрасных линий водорода и гелия в спектрах солнечных вспышек, связи фоновых магнитных полей и солнечной активности, морфологии тонкой структуры активной области в свете водородной линии H_{α} . Приводятся результаты радиоастрономических исследований Солнца.

В статьях по физике звезд и галактик рассматриваются результаты спектральных и фотометрических исследований звезд различных типов, изучения горячей Aш-звезды методом моделей атмосфер, обсуждаются наблюдения быстрых колебаний эмиссионного спектра ядра некуляриной галактики NGC 1275.

Дается описание прибора для контроля асферических поверхностей астрономической оптики. Анализируется влияние особенностей азимутальной монтировки телескопа на выбор привода.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ (председатель),
член-кор. АН СССР А. А. БОЯРЧУК (заместитель председателя),
В. М. МОЖЖЕРИН (ответственный секретарь),
канд. физ.-мат. наук П. П. ДОБРОПРАВИН,
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

Рецензенты: С. И. ГОПАСЮК, В. В. ПРОКОФЬЕВА

УДК 523.9—1/8

КОЛЕБАНИЯ СОЛНЦА С ПЕРИОДОМ 160 ИМН И ДРУГИЕ ДОЛГОПЕРИОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ: АНАЛИЗ СПЕКТРА МОЩНОСТИ ЗА 9 ЛЕТ НАБЛЮДЕНИЙ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

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

Подробно рассматривается спектр мощности солнечных колебаний (в диапазоне периодов от 110 до 210^{мн}) по наблюдениям доплеровской скорости (центральной зоны солнечного диска относительно краевой зоны) в КАО с 1974 по 1982 г. Аналогичный спектр мощности был получен по одновременным наблюдениям (в течение 7 лет) для теллурической спектральной линии O₂ λ6879 Å с целью сравнения с солнечным спектром и последующего исключения всех пиков мощности несолнечного происхождения.

Оставшиеся после сравнения 39 пиков могут иметь солнечное происхождение (из них 19 блендируются с пиками теллурического происхождения); 20 пиков солнечного происхождения (среди которых доминирует пик 160^{мн}01) сравниваются с теоретическими периодами так называемых загрязненных моделей [8] Солнца, обогащенных тяжелыми элементами путем аккреции из межзвездного пространства. Десять периодов вполне удовлетворительно (в пределах ±0^{мн}1) согласуются с *g*-модами порядков от *n* = 11 до *n* = 21 степени *l* = 4 модели С [8], имеющей низкое исходное содержание тяжелых элементов (*Z* = 0,001) (вероятность случайного совпадения не более 2·10⁻³). Эта модель имеет неглубокую конвективную зону и дает малый выход нейтрино 1,7 SNU. Обсуждается возможность отклонений долгопериодных колебаний от линейности, и найдено, что они могут быть значительными, вследствие этого возможно появление комбинационных частот вида $lg_i - l'g_k$.

Особое внимание уделено колебанию с периодом 160^{мн}010. В частности, новые наблюдения 1982 г. подтверждают устойчивость начальной фазы этого колебания на протяжении по крайней мере последних восьми лет. Рассмотрение теоретических периодов [8] *g*-мод, близких к 160^{мн}, показывает, что для указанной выше модели С 1) существуют почти резонансные частоты: ω₁ для 2*g*, и (1*g*₁ - 2*f*) — комбинационная частота ω₂ с разностью Δω₁ = ω₁ - ω₂ = 0^{мн}03, и 2) разность еще двух комбинационных частот дает Δω₂ = ω₁ - ω₂ = 0^{мн}03, так что реализуется точный резонанс с Δω₃ = Δω₂ - Δω₁ = 0, который может быть существенным источником возбуждения и поддержания периода 160^{мн}010 для немного видоизмененной модели С. Аналогичное положение вещей наблюдается и для периодов 120,0 и 139^{мн}4, присутствующих в данных наблюдений.

Делается вывод, что модель С является, по-видимому, наиболее приемлемой с точки зрения наблюдаемых осцилляций Солнца.

OSCILLATION WITH 160-MIN PERIOD AND OTHER LONG PERIOD OSCILLATIONS OF THE SUN: ANALYSIS OF THE POWER SPECTRUM OF 9-YEAR OBSERVATIONS AND THE INTERPRETATION, by A. B. Severny, V. A. Kotov, T. T. Tsap.— A detailed study of solar oscillations power spectrum (PS, within period range 110—210 min) of the Crimean 1974—1982 observations of Doppler velocity (center portion of the solar disk minus outer rim zone) is presented. The analogous PS computed on the basis of simultaneous 7-year observations of the telluric O₂ λ6879 line was compared with the solar PS in order to eliminate all power peaks of non-solar origin.

As the result of inter-comparison of these two PS it is found that 39 peaks can be ascribed to the Sun (amongst those 19 peaks are blended by telluric peaks). The rest 20 solar peaks (with the 160.01 min peak dominating the solar PS) are compared with the theoretical periods

of the so-called «dirty» models [8] of the Sun (enriched in heavy elements by accretion from the interstellar space). Ten observed periods coincide very satisfactorily (with ± 0.1 min deviation) with periods of g -modes of the order n from 11 to 21, spherical degree $l = 4$, of the model C [8] with low initial abundance of heavy elements ($Z = 0.001$); the probability of a chance coincidence is about $2 \cdot 10^{-3}$. This model C evolves to a shallow convective zone and provides reasonably low neutrino flux 1.7 SNU. Possible significant deviation of long-period oscillations from a linearity is discussed and it is found to be quite appreciable what makes possible the appearance of combination frequencies of the type $l g_1 - l' g_k$.

Special attention is paid to the pulsation with 160^m.010 period. Particularly, the latest 1982 observations confirm the stability of its initial phase which is now found to be nearly constant over at least 8 years. A consideration of theoretical g -modes being close to the 160 min period indicates that in the above mentioned model C there are very close resonances: 1) ω_1 for the 2 g_2 -mode and $(1g_1 - 2f)$ combination frequency ω_2 with the difference $\Delta P_1 = 0.03$ min and 2) also two more combination frequencies with $\Delta P_2 = \Delta P_1$; therefore, an exact resonance is realized with $\Delta P = \Delta P_2 - \Delta P_1 = 0$. It is supposed that this resonance might constitute an important source for the excitation and feed-back of the 160.010 min period for the model C which should be slightly modified. Similar situation is observed also for periods 120.0 and 139.4 min present in the data.

It is concluded that model C [8] can be considered, from the observational point of view, as the most appropriate for the Sun.

1. Цель исследования

Данная статья продолжает цикл работ, начатых в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в 1973 г. по изучению глобальных колебаний Солнца, в результате которых, в частности, была обнаружена 160-минутная пульсация Солнца [1, 2]. В основе метода лежит измерение дифференциальной (центральной зона солнечного диска минус остальная, краевая зона диска) доплеровской скорости по линии поглощения Fe I $\lambda 5124$ Å. Наблюдательный материал представляет собой значения дифференциальной лучевой скорости, усредненные за каждый 5-минутный интервал времени. Подвергнутые первичной обработке — фильтрации с помощью полиномов второй степени — данные могут рассматриваться как единая временная последовательность или могут анализироваться отдельно по дням или годам.

Наблюдения сделаны в интервале 04.08 1974 г. — 29.11 1982 г. в течение 473 дней. Полное количество 5-минутных точек (каждая представляет среднее значение скорости в данном 5-минутном интервале) — 32630. Спектральный анализ, применяемый нами, основан на: 1) усреднении значений скорости для заданной частоты (периода) методом наложения эпох и 2) аппроксимации полученного распределения (по фазе) средних точек гармонической кривой, вычисляемой методом наименьших квадратов. Как показано в [3], получаемый спектр мощности аналогичен результату фурье-преобразования числового ряда.

Трудности, возникающие при истолковании спектров мощности, связаны со следующими обстоятельствами: 1) наш временной ряд имеет множество пропусков, где отсутствовали измерения скорости: в течение 8-летнего интервала наблюдениями охвачено ~ 2720 ч, т. е. всего лишь около 3,7% времени; такая скважность наблюдений приводит к появлению ложных линий (пиков мощности) в спектре мощности; 2) после исключения из оригинальных данных дневных трендов с помощью парабол в нашем массиве все равно остается некоторая часть неотфильтрованных трендов и прочих длинно- и короткопериодных шумов инструментальной или атмосферной природы, затрудняющих обнаружение реальных солнечных осцилляций; 3) средние амплитуды искомым осцилляций (≤ 1 м/с) сравнимы по величине с шумами.

Поэтому неоценимую помощь при интерпретации спектров оказывают записи скорости, сделанные по теллурическим линиям на втором канале магнитографа. Анализ этих записей, которые делались одновременно с измерениями скорости по солнечной линии, позволяет установить степень влияния практически всех источников помех. Записи по атмосферным линиям сделаны в интервале 17.08 1975 г. — 29.11 1982 г. в течение 166 дней;

суммарное число 5-минутных точек 10856, что соответствует ~ 905 ч наблюдений.

Главная задача — выявить те пики спектра мощности (СМ), которые действительно имеют солнечное происхождение. Это достигается в первую очередь сопоставлением их положения с положением пиков в спектре земной атмосферы: все совпадающие в обоих спектрах пики следует исключить из рассмотрения или поставить под сомнение. На первый взгляд такое сопоставление показывает, что с той или иной степенью точности почти каждому пику в спектре Солнца соответствует какой-либо пик в спектре земной атмосферы независимо от амплитуды пика (для спектра Солнца, если только он более $\sim 0,44$ единицы на рис. 4, что соответствует уровню $\geq 2\sigma$). Поэтому возникает впечатление, что все пики имеют атмосферное происхождение. Однако это заключение зависит от того, какой смысл мы вкладываем в слово «совпадение», т. е. нужен критерий «совпадения». Очевидно, он тесно связан с разрешающей силой.

Во-первых, разрешение зависит (теоретически) от длительности τ всего ряда (8 лет $\approx 2,5 \cdot 10^8$ с), так что у нас разрешение $\tau^{-1} \sim 4 \cdot 10^{-9}$ с $^{-1}$; далее, поскольку частоты рассматриваемого диапазона $\nu \sim 100$ мкГц $\sim 10^{-4}$ с $^{-1}$, то неопределенность периода была бы $\Delta T = \tau^{-1} \nu^{-2} \sim 0,4$ с. Но практически разрешение скорее определяется полушириной пика: в среднем СМ за интервал 1974—1982 гг. все пики имеют типичную полуширину $\Delta T/2$, примерно $0^m 2$ для средней частоты $\nu \sim 10^{-4}$ Гц. При сравнении положений пиков в двух спектрах неопределенность значения периода будет в $2^{1/2}$ раз больше, т. е. составит $\sim \pm 0^m 3$. К сходной величине приходим, если рассмотрим величины разброса в положении хорошо отождествляемых (от года к году) пиков. Это распределение сходно с гауссовым при ширине $\sim 0^m 2$. Флуктуации в ходе дифференциальной рефракции краев солнечного диска (от года к году, в пиках для спектра линии O_2) могут давать разброс до $0^m 6$. Кроме того (см. п. 3), сравнение СМ для одних и тех же массивов данных, но полученных разными методами, дает ошибку, достигающую $0^m 5$. Поэтому мы будем считать пики в двух спектрах совпадающими, если различие периодов

$$|\Delta T| \leq 0^m 5. \quad (4)$$

2. Спектр мощности земной атмосферы (1975—1982 гг.)

Впервые отличие спектра мощности земной атмосферы в диапазоне периодов ~ 100 — 200^m от спектра мощности Солнца отмечено нами в [2]. Однако тогда мы базировались на данных только двух лет (1975—1976 гг.) и использовали более грубый метод построения СМ, основанный на вычислении автокорреляционной функции и усреднении спектра с окном Тьюки. С тех пор одновременные измерения доплеровской скорости на двух каналах магнитографа (один — для скорости пульсаций Солнца по солнечной линии $\lambda 5124 \text{ \AA}$, другой — для атмосферной линии O_2 $\lambda 6879 \text{ \AA}$) велись вплоть до 1982 г., в сумме в течение 166 дней (905 ч наблюдений). На основе этого материала было построено семь нормированных (отдельно для каждого года) спектров мощности путем прямого преобразования Фурье. Сравнение СМ за отдельные годы показывает, что имеются стационарные пики мощности, характерные для атмосферы.

Средний за семь лет спектр мощности для атмосферных линий (в основном линия O_2 $\lambda 6879 \text{ \AA}$) представлен на рис. 1. Его сравнение со спектрами за другие годы показывает, что существуют более или менее стационарные пики мощности, обусловленные, по-видимому, характерными частотами колебаний земной атмосферы (а не шумами, как это полагает Э. Фосса, частное сообщение). Помимо очевидных гармоник от суточных и полусуточных атмосферных приливов, которые согласно Биру [4] должны быть очень малой амплитуды, возможны колебания дифференциальной экстинкции (на восточном и западном краях Солнца) из-за волновых движений атмосферы Земли, которые весьма заметны, например, в районе 5^m . Колебания дифференциальной экстинкции не являются целиком локальным явлением, что видно из сравнения наших пиков в спектре мощности атмосферы с пиками когерент-

ного спектра, полученного в Станфорде (1977—1980 гг.), — см. табл. 2, где 22 пика хорошо совпадают по измерениям в Крыму и Станфорде, а также пять пиков — по наблюдениям в Крыму и на Южном полюсе. У земной атмосферы имеются, по-видимому, некоторые флуктуации, характерные для любого места на Земле. Для получения флуктуаций длительностью $\sim 160^m$ нужны скорости ~ 10 см/с на высоте ~ 100 км и ~ 1 см/с на высоте ~ 10 км. Стационарные пики атмосферы отмечены ниже в табл. 2 буквой «с»; таких пиков не менее 56% (32 из 57 в табл. 2).

Спектр атмосферы, кроме того, должен отражать также все статистические артефакты, связанные с периодичностью наблюдений (суточная скважность), конечной длительностью дневных наблюдений, дневными трендами сигнала лучевой скорости и т. п. (см. также [5]).

Если оставить для рассмотрения все пики с $A^2 \geq 0,35$ (что соответствует амплитудам $A \geq 2\sigma$ на рис. 1) и усреднить пики, отстоящие друг от друга не более чем на величину $|\Delta T| \leq 0^m,5$ (см. выше о разрешающей силе), то останется 57 пиков для дальнейшего сравнения со спектром Солнца (в нескольких случаях нами оставлены пики с $A^2 < 0,35$, если они подтверждены наличием аналогичных пиков, для тех же частот, в спектрах мощности по наблюдениям в Станфорде (1977—1980 гг.) или на Южном полюсе (1980—1981 гг.)). В некоторых случаях брались средние весовые (с весом, равным квадрату амплитуды) значения очень близких периодов.

Все эти величины характерных периодов, полученных по данным наблюдений за восемь лет (1975—1982 гг.) и приведенных в табл. 2 (4-й столбец), можно сравнить со спектром Солнца. Грубое сопоставление сразу показывает, что по крайней мере около половины пиков в обоих спектрах совпадают в пределах отождествления $|\Delta T| \leq 0^m,5$. (см. рис. 1, 4). Однако требуется самый тщательный анализ двух спектров, в особенности там, где заподозрено присутствие пика значимой мощности от реальных колебаний в спектре Солнца, включая также пики возле артефактных значений периодов, кратных суткам ($1440^m/m$, $m = 1, 2, \dots$), т. е. в нашем диапазоне для периодов

$$\begin{aligned} 1^d/12 = 120^m,0; & \quad 1^d/11 \approx 130^m,9; & \quad 1^d/10 = 144^m,0; & \quad 1^d/9 = 160^m,0; \\ 1^d/8 = 180^m,0; & \quad 1^d/7 \approx 205^m,7. & & \end{aligned} \quad (2)$$

Пример сравнения когерентных СМ, полученных с наибольшим разрешением ($\Delta\nu \approx 6,7 \cdot 10^{-10}$ Гц) возле значения $T_0 \approx 160^m$ ($\sim 0^m,15$ в обе стороны от T_0), приведен на рис. 2. Мы видим, что в спектре Солнца резко выделяется пик $160^m,010$ (с двумя спутниками $160,058$ и $159^m,963$, появление которых вызвано годичной периодичностью в рядах наблюдений), тогда как в спектре атмосферы на этом месте нет никакого пика. Только около $T \approx 160^m,004$ есть небольшой пик, пренебрежимо малый по сравнению с другими доминирующими пиками (рис. 2, б); кроме того, вся тонкая структура атмосферного спектра в этом частотном диапазоне резко отличается от структуры спектра для Солнца. Наличие небольшого максимума в спектре O_2 около $160^m,004$ может быть также отражением влияния колебаний дифференциальной яркости Солнца с периодом $\sim 160^m$ (см. [6]), которое может сказаться на появлении в спектре атмосферы тех же линий, что и в СМ Солнца (через разбаланс двух ФЭУ, где примерно однопроцентный разбаланс может дать сигнал до 100 м/с).

Аналогичное сравнение для других артефактных значений (2) приводит к сходному результату: значения периодов доминирующих пиков для спектра атмосферы в большинстве случаев не могут быть отождествлены с солнечными периодами (см. ниже рис. 4).

3. Спектр мощности Солнца (1974—1982 гг.)

Немагнитная линия $\lambda 5124 \text{ \AA}$ использовалась на протяжении всех девяти лет. Спектр мощности определялся тремя способами. (Естественно, что спектр мощности Солнца может включать в себя пики спектра атмосферы, во всяком случае — наиболее сильные из них, так как флуктуации дифференциальной прозрачности равным образом могут сказываться на линии $\lambda 5124 \text{ \AA}$,

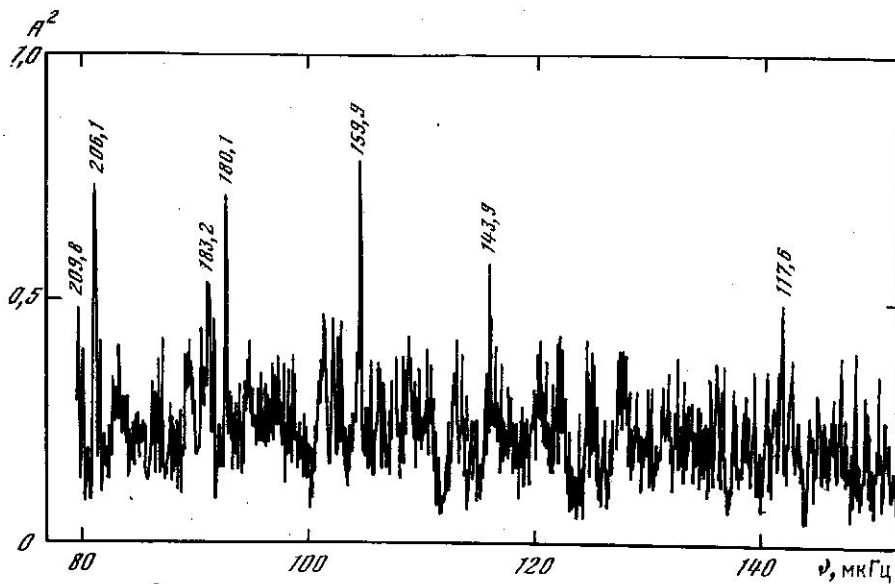


Рис. 1. Спектр мощности сигнала лучевой скорости по измерениям 1975—1982 гг. в теллурических линиях

Числами обозначены периоды (в мин) наиболее сильных пиков

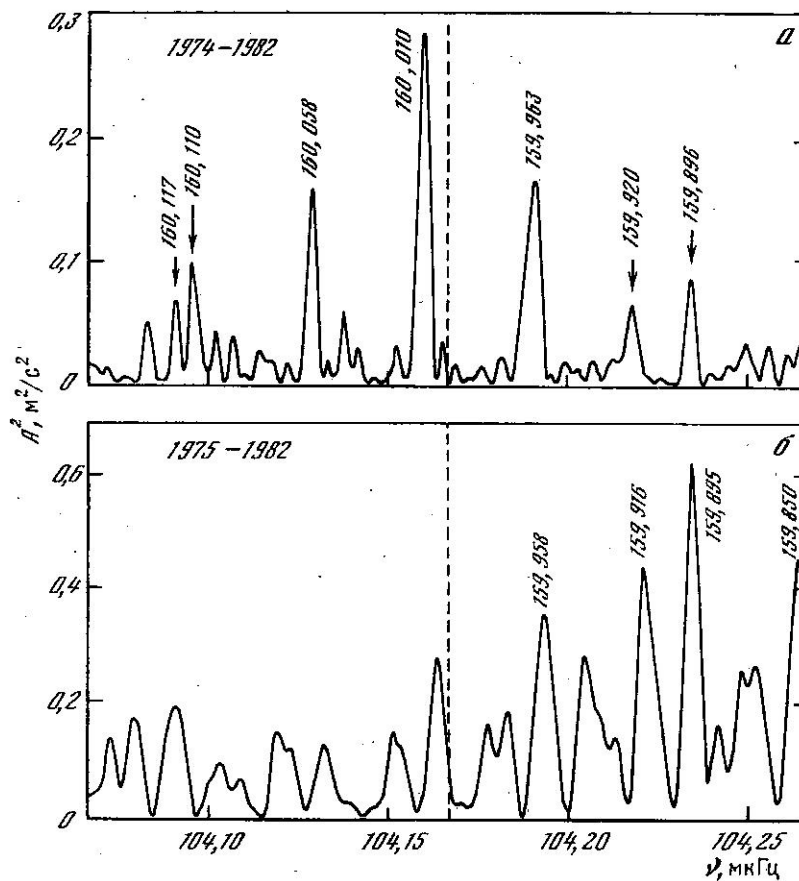


Рис. 2. Сравнение спектров мощности дифференциальной лучевой скорости в районе периода 160 мин по данным измерений в солнечной (а) и атмосферной (б) линиях

Штриховая линия соответствует периоду $160^{\text{д}}000$ (1/9 земных суток). Числами у пиков указаны величины периодов (в мин)

как и на линии земной атмосферы O_2 . Кроме того, если имеются колебания яркости Солнца, то они также могут найти отражение в СМ атмосферы (см. выше.) Во-первых, строился средний спектр за каждый год. Затем производилось осреднение за все годы; это осреднение производилось как с помощью ЭВМ по определенной программе, так и вручную, измерением положения отдельных пиков средних спектров за каждый год. Результаты, полученные обоими способами, хорошо согласуются друг с другом. Третий способ заключался в том, что данные за все годы рассматривались вместе, как один временной ряд, и через весь этот ряд от заранее выбранной начальной эпохи (у нас UT 00^h00^m, 1 января 1974 г.) методом наименьших квадратов вычислялись коэффициенты a , b функции

$$f(t) = a \sin \omega t + b \cos \omega t, \quad (3)$$

где t — время, $\omega = 2\pi v$. Этот спектр мы называем когерентным, так как он выявляет все компоненты когерентных колебаний, если таковые присутствуют и существенно превышают уровень шумов. Заметим, что Шеррер и Вилкокс [7] строили когерентный спектр несколько иным методом. Они нормировали записи каждого отдельного дня, деля все значения скорости на среднеквадратичную величину для данной записи. Тем самым возможные вариации амплитуды ото дня ко дню исключались; даже не вполне фазово-когерентные колебания при этом также подавлялись. Это позволило авторам [7] очень четко выделить колебание с периодом $\sim 160^m 0$, фаза которого сохраняется постоянной на протяжении по крайней мере восьми лет, указанное колебание при таком анализе значительно усилилось по сравнению с другими возможными колебаниями.

В связи с этим заметим, что наши новые данные 1982 г. не являются исключением: наблюдения в течение 66 дней (число 5^m-точек 4219) дали для периода 160^m010 гармоническую амплитуду $A = 0,69$ м/с и величину $2A'/\sigma \approx 4,7$ (здесь A' — «пиковая» амплитуда, σ — среднеквадратичная ошибка кривой скорости). Положение максимума скорости в 1982 г. отлично согласуется с предыдущими значениями, т. е. ложится на прямую линию, полученную до 1982 г. (см. рис. 3, где показана зависимость времени (UT) максимума скорости пульсаций Солнца, определяемого для периода 160^m000, от номера года за все девять лет).

Мы не проводили процедуру, подобную принятой в [7], желая выявить все возможные колебания, чтобы подвергнуть их далее специальному анализу (см. ниже). В интересующей нас области низких частот соответствие среднего и когерентного спектров достаточно хорошее, однако когерентный спектр дает ряд побочных максимумов, появление которых обусловлено способом обработки. Сравнение спектров, полученных тремя способами для интервала 1974—1981 гг., приведено в табл. 1, где перечислены периоды (в минутах) наиболее значимых пиков мощности в когерентном спектре, в среднем спектре и согласно нашему анализу отдельных спектров за каждый год. В таблице хорошо видно, что разброс значений $|\Delta T|$ около 0^m5 может быть связан с различием способов обработки. Таким образом, мы вновь приходим к той же оценке разброса в отождествлении пиков, что и раньше (см. п. 1).

Спектр мощности Солнца за девять лет (1974—1982 гг.) приведен на рис. 4 с отметкой периодов 32 пиков наибольшей амплитуды ($A^2 \geq 0,44$, что соответствует значимости $\geq 2\sigma$). Наибольший пик, как обычно, у периода 160^m0; затем выделяются пики возле периодов 180 и 120^m соответствующих артефактам 1/8 и 1/12 сут. Однако имеется много других пиков, сравнимых по амплитуде с указанными пиками и заведомо не соответствующих артефактам для суточного периода, но они отчетливо заметны и являются значимыми. Они могут иметь атмосферное происхождение, и требуется тщательное сопоставление их с пиками спектра мощности атмосферы (см. ниже).

Все измеренные положения пиков (тем самым величины периодов) мощности для Солнца приведены в табл. 2 (второй столбец). Здесь мы принимаем также во внимание те пики мощности для интервала 1974—1981 гг., которые не встречаются в окончательном среднем спектре мощности за девять лет, 1974—1982 гг. (эти значения периодов заключены в скобки), но могут быть

Рис. 3. Дрейф от года к году UT-момента максимальной скорости «расширения» Солнца для периода $160^m,000$ по наблюдениям в Крыму (точки), Станфорде (кружки) и на Южном полюсе (треугольник). Вертикальной чертой показана удвоенная стандартная ошибка ($\pm\sigma$) в определении фазы максимума. Прямая линейной регрессии соответствует истинному периоду пульсации Солнца $160^m,010 \pm 0^m,001$.

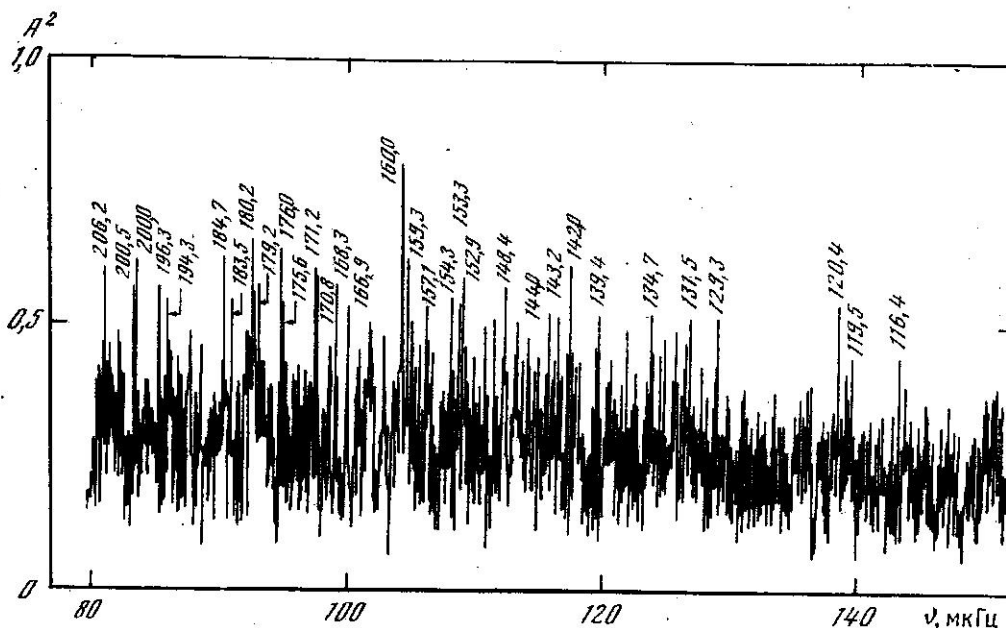
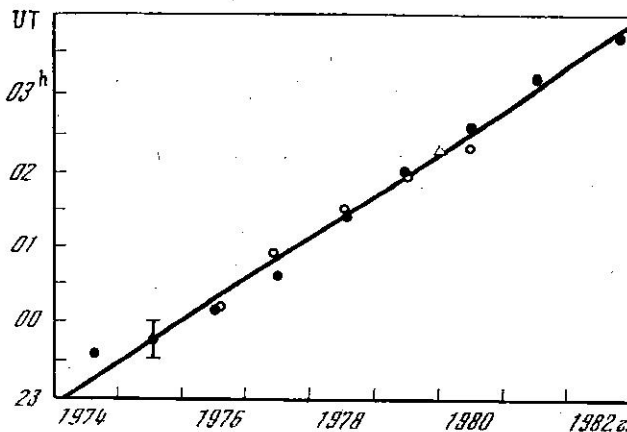


Рис. 4. Средний спектр мощности колебаний Солнца по измерениям в солнечной линии 45124 \AA в 1974—1982 гг.

Числами указаны периоды (в мин) пиков мощности, превышающих уровень значимости 2σ

реальными и требуют рассмотрения, поскольку: 1) большая часть их подтверждена СМ, полученным в Станфорде; 2) некоторые могут быть нестационарными, и их амплитуда может быть случайно подавлена измерениями 1982 г.

Всего для спектра Солнца в табл. 2 перечислено 56 значений, из которых 12 относятся к интервалу 1974—1981 гг. (в скобках), девять величин взяты из спектра мощности, полученного на Южном полюсе ¹ (1980—1981 гг.), они отмечены буквой F; остальные 35 значений относятся к итоговому спектру 1974—1982 гг. (рис. 4). Из них 25 значений, отмеченных буквой «с», в пределах $|\Delta T| \leq 0^m,5$ совпадают с периодами в среднем спектре 1974—1981 гг., что указывает на стационарность положения пиков. С учетом 12 значений 1974—1981 гг. получаем 37 стационарных периодов, т. е. $\sim 80\%$. В третьем столбце табл. 2 даны амплитуды колебаний A в относительных единицах; все значения A соответствуют значимости $A^2 \geq 2\sigma$. Затем в столбце 4 приведены все пики для атмосферного спектра (рис. 1). Здесь имеется 57 значений

¹ Мы признательны доктору Э. Фосса за предоставление данных для получения этого спектра.

Таблица 1

Когерентный спектр	Средний спектр	Анализ отдельных спектров	Когерентный спектр	Средний спектр	Анализ отдельных спектров	Когерентный спектр	Средний спектр	Анализ отдельных спектров
—	—	206,3	173,9	—	—	143,5	143,5	143,0
—	200,0	200,1	171,0	171,1	171,2	139,6	—	—
195,6	—	—	168,2	168,3	169,5	139,3	139,3	139,5
194,9	—	—	166,7	166,7	—	137,0	—	—
194,0	194,4	194,4	165,6	—	—	133,9	134,5	134,6
192,6	—	—	163,7	164,2	—	131,8	—	—
—	—	191,7	160,0	160,0	160,1	130,1	—	130,2
190,4	190,6	190,9	159,0	—	—	129,2	—	—
188,5	—	—	156,5	156,5	156,8	127,1	—	127,0
187,4	—	—	154,7	—	—	125,6	—	—
186,5	—	—	154,2	154,3	—	124,9	—	—
184,8	184,8	185,0	153,5	153,3	153,2	123,0	—	122,8
181,3	—	181,2	152,9	—	—	122,8	—	122,3
180,2	180,2	—	151,8	—	151,8	120,8	—	—
179,2	—	—	—	—	150,5	120,5	—	—
178,0	—	—	148,4	148,4	148,5	120,4	—	—
177,2	177,2	—	147,5	—	—	120,2	—	—
175,5	175,6	175,8	144,0	—	—	119,5	119,5	119,5

(случайно получилось почти то же число, что и число солнечных пиков); в столбце 5 дается амплитуда пиков в относительных единицах; все значения A^2 соответствуют также значимости $\geq 2\sigma$. Наконец, столбец 6 содержит данные о пиках по когерентному спектру мощности Шеррера и Вилкокка [7] за четыре года (1977—1980 гг.)². Всего здесь 36 пиков; в тех случаях, когда возле одного пика группируются несколько других, в пределах $|\Delta T| \leq 0^m5$, мы брали среднее значение; число букв S означает число дополнительных пиков возле основного пика (такие составные пики осреднялись).

4. Сопоставление спектров мощности Солнца и земной атмосферы. Отождествление пиков

Перейдем теперь к весьма ответственной части работы по выделению пиков чисто солнечного происхождения на основе сопоставления спектров мощности Солнца и земной атмосферы. Количественно из 56 солнечных пиков 25 совпадают (с точностью $|\Delta T| \leq 0^m5$) с атмосферными пиками, т. е. немного менее половины (~45%). Остальные 31 являются пиками, наблюдаемыми только в спектре Солнца.

Сравнение с пиками в станфордском спектре показывает, что из 36 пиков в станфордском спектре 30 (83%) совпадают с нашими, солнечными или атмосферными. Остальные шесть пиков станфордского спектра мощности не имеют аналогов в наших спектрах. Таким образом, соответствие спектров, наших и станфордских, в целом вполне удовлетворительное. Из 30 совпадающих пиков станфорда 19 (63%) совпадают с нашими атмосферными пиками и 19 — с солнечными.

Заключительные столбцы 7 и 8 табл. 2 содержат данные по отождествлению всех 93 наблюдаемых (включая Станфорд и Южный полюс) пиков. К атмосферным пикам мы относили только те, которые наблюдались только в СМ атмосферы (столбец 4) независимо от того, поддержано ли это отождествление наличием такого же пика в СМ Станфорда или нет. Такие пики мы считаем определенно атмосферными, их насчитывается 36. (Если пик наблюдался только в Станфорде или на Южном полюсе, в столбце 8 ставился прочерк; таких случаев семь). Таким образом, подлежат более детальному рассмотрению $93 - (36 + 7) = 50$ пиков; однако из этих 50 пиков нужно исключить те «солнечные» пики, которые не поддаются отождествлению вовсе; таких насчитывается (см. ниже) 10. Следовательно, детально следует рассмотреть 40 пиков. Они представляют собой пики определенно солнечного

² Мы благодарны доктору Ф. Шерреру за предоставление данных.

Таблица 2

№ п/п	Спектр Солнца, 1974-1982 гг. T, мин	A ²	Спектр атмосферы T, мин	A ²	Спектр Станфорда T, мин	Отождествление	
						Модель C, l=4 (O-C, мин)	Комбинация l _{gk} - l' _{gi}
1	204,0 F		—				—
2	200,5 c	0,71	200,6	0,52			2g ₂ - 2g ₄ ; 2g ₁ - 4g ₅ (200,6; 200,5); атм ?
3	200,0 c	0,77	—		S 199,8	g ₂₀ = 199,9 (0,4)	4g ₂₀
4	196,3 c	0,71	—				1g ₂ - 4g ₂₁ (196,5)
5	(194,9)		—		SS 195,3		?
6	194,3 c	0,67	—				?
7	—		193,4 c	0,41			АТМ
8	192,6 c		192,3 c	0,49			2g ₃ - 4g ₁₄ (192,3); атм ?
9	(192,0)		—		S 192,0	g ₁₉ = 191,8 (0,2)	4g ₁₉
10	—		191,4 c	0,54			АТМ
11	(190,6)		—		SS 190,7		?
12	190,0 F		—				?
13	(188,5)		—		S 188,2		1g ₁ - 2g ₅ (188,3)
14	—		187,1 c	0,49	S 186,9		АТМ
15	—		186,4 c	0,53	S 186,9		АТМ
16	—		185,9	0,47			АТМ
17	184,7 c	0,77	—				3g ₄ - 4g ₁₂ (184,9)
18	183,5	0,67	184,0 c	0,57		g ₁₈ = 183,6 (-0,1)	4g ₁₈
19	183,0 F		—				4g ₁₈
20	—		182,6	0,69	S 182,3		АТМ
21	—		181,8	0,57			АТМ
22	180,2 c	0,81	—		SSS 180,0		2g ₃ - 4g ₁₅ (180,1); A
23	179,2 c	0,71	179,5 c	0,90	S 179,0		АТМ?
24	(178,0)		—		S 178,1		?
25	176,0	0,78	176,1	0,47			АТМ
26	175,6 c	0,65	—		S 175,0	g ₁₇ = 175,5 (0,1)	4g ₁₇
27	173,9 c		—				1g ₁ - 3g ₈ (173,7)
28	—		172,1	0,46			АТМ
29	171,2 c	0,74	171,5 c	0,48			} 3g ₄ - 4g ₁₃ (170,8); атм ?
30	170,8	0,72	170,4 c	0,46			
31	—		169,6 c	0,44			АТМ
32	—		169,0	0,50			АТМ
33	168,3 c	0,71	168,6	0,44			3g ₂ - 4g ₇ (168,4); атм ?
34	167,0 F		—				4g ₂₆
35	166,9 c	0,67	—			g ₁₆ = 167,2 (-0,3)	4g ₁₆
36	(164,2)		164,7 c	0,49			АТМ
37	(163,8)		—				?
38	—		163,1	0,58	S 162,9		АТМ
39	—		162,2 c	0,53			АТМ
40	—		161,6 c	0,59	S 161,8		АТМ
41	161,0 F		—		SS 160,0		—
42	160,0 c	1,00	159,7 c	1,00			2g ₈ (160,80); 1g ₁ - 2f (160,83); 2g ₁ - 4g ₆ (160,24) 3g ₄ - 4g ₁₄ (160,21); A
43	159,2 c	0,77	—			g ₁₅ = 158,8 (0,4)	4g ₁₅
44	—		158,0	0,47	S 158,1		АТМ
45	157,1 c	0,67	156,9 c	0,39			1g ₁ - 2g ₆ (157,2); атм ?

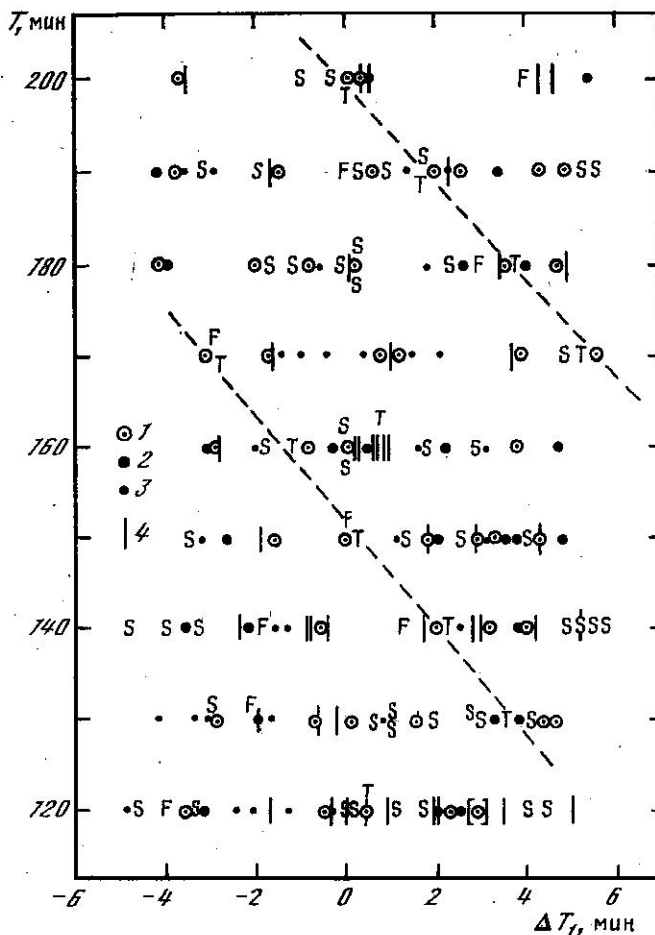
Таблица 2 (окончание)

№ п/п	Спектр Солнца, 1974—1982 гг. T, мин	A*	Спектр атмосферы T, мин	A*	Спектр Станфорда T, мин	Отождествление	
						Модель C, $l=4$ (O—C, мин)	Комбинация $lg_k - l'g_i$
46	—		154,8	0,48			АТМ
47	154,3 с	0,68	153,8 с	0,49	S 153,9		АТМ?
48	153,3 с	0,67	153,3 с	0,54			} $1g_1 - 4g_{12}$ (152,85); атм?
49	152,9 с	0,74	152,9	0,49	S 152,6		
50	(151,8)		152,0	0,46			$3g_4 - 4g_{15}$ (151,6); атм?
51	—		151,1 с	0,51	S 151,3		АТМ
52	(150,0)		—			$g_{14} = 150,3$	$4g_{14}$
53	150,0 F		150,3 с	0,47		(-0,3)	$4g_{14}$
54	148,4 с	0,70	—				$3g_3 - 4g_{11}$ (148,1)
55	—		147,3 с	0,53			АТМ
56	—		146,7	0,50	S 146,6		АТМ
57	—		—		SSSS 144,9		—
58	144,0 с	0,65	143,8	0,45			$3g_1 - 4g_5$ (144,2); атм?; A
59	143,2 с	0,64	143,2 с	0,73			$1g_1 - 4g_{13}$ (143,0); атм?
60	—		142,5	0,52			АТМ
61	142,0	0,75	—			$g_{13} = 142,1$	$4g_{13}; 2g_3 - 4g_{21}$ (141,7)
62	141,0 F		—			(-0,1)	?
63	139,4 с	0,64	—				$1g_1 - 2g_7$ (139,6); $2g_2 - 4g_{13}$ (139,2); $3g_4 - 4g_{17}$ (139,0)
64	—		138,7 с	0,50			АТМ
65	—		138,4	0,53			АТМ
66	138,0 F		137,8	0,48			АТМ
67	—		136,4	0,53	S 136,6		АТМ
68	—		—		S 136,0		—
69	134,7	0,64	—		S 135,2		?
70	134,3		133,8 с	0,53	S 134,1	$g_{12} = 133,6$	($4g_{12}$) атм?
71	—		133,3	0,51		(0,2)	АТМ
72	131,5	0,64	—		S 131,8		?
73	—		130,8 с	0,49	SSS 130,9		?; A
74	130,1		—		SS 130,0		$3g_3 - 4g_{13}$ (129,8)
75	129,3	0,64	—				$1g_1 - 4g_{15}$ (129,3)
76	—		128,3	0,42			АТМ
77	—		128,0	0,42			АТМ
78	(127,1) с		126,9	0,43	S 126,9		АТМ
79	—		126,6 с	0,45			АТМ
80	—		125,8	0,47		$g_{11} = 125,0$	$4g_{11}$; атм?
81	—		—		S 124,6	(0,8)	—
82	—		—		S 124,1		—
83	(122,8)		122,5 с	0,48			АТМ
84	(122,3)		122,0 с	0,47	S 121,8		$3g_1 - 4g_6$ (122,1); $2g_1 - 4g_8$ (121,9); атм?
85	—		—		S 121,0		—
86	120,4	0,67	—		SS 120,1		$2g_1 - 1g_2$ (120,03); $3g_2 - 4g_{10}$ (120,45); $3g_8$ (120,90); A
87	119,5 с	0,55	119,6	0,47			$1g_1 - 3g_{13}$ (119,7); атм?
88	—		118,7 с	0,46			АТМ
89	—		117,9 с	0,45			АТМ
90	—		117,5 с	0,63			АТМ
91	116,4		116,8	0,49	S 116,7		
92	116,0 F		—			$g_{10} = 116,6$	} $4g_{10}$; атм?
93	—		115,1 с	0,40	S 115,2	(-0,2)	

Примечание. Буквой А в последнем столбце отмечены периоды, совпадающие с артефактными гармониками суток $24^h/N$, где N — целое число.

Рис. 5. Эшеле-диаграмма периодов в диапазоне 110—210^m

1 — спектр Солнца; 2 и 3 — стационарные и нестационарные периоды атмосферы; S и F — периоды в спектрах мощности Станфорда и Южного полюса соответственно; T — теоретические периоды *g*-мод согласно модели С, $l = 4$ [8]; 4 — комбинационные периоды. Штриховыми линиями показана последовательность теоретических периодов *g*-мод



происхождения (если они не блендированы, не совпадают с атмосферными) и те, которые можно с сомнением отнести к солнечным, если они блендированы каким-либо атмосферным пиком. Рассмотрение показывает, что из этих 40 пиков неблендированных пиков 20 (50%), остальные блендируются атмосферными линиями. Для удобства обозрения результирующей картины все пики нанесены на эшеле-диаграмму (рис. 5), построенную с шагом по горизонтали $\Delta T_1 = 1^m 0$ и по вертикали $\Delta T' = 10^m$ (аналогично тому, как это сейчас делается при изучении 5^m-колебаний).

Наиболее важным и существенно новым в этой работе является попытка отождествления пиков солнечного СМ с теоретическими периодами колебаний Солнца.

Попытка отождествления пиков сделана для моделей так называемого «загрязненного Солнца», для которых Кристенсен-Далсгаардом, Гафом и Морганом [8] выполнены наиболее подробные вычисления периодов собственных колебаний *f*- и *g*-мод для азимутальных чисел (степени) $l = 1, 2, 3, 4$ и трех типов моделей, отличающихся друг от друга в основном начальным обилием тяжелых элементов $Z_0 = 0,004$ и $Z_0 = 0,001$ (модели В и С соответственно), а также для стандартной модели А с $Z_0 = 0,02$; начальное содержание водорода принято равным соответственно 0,73; 0,81 и 0,84 для моделей А, В и С, а современное содержание водорода в центре Солнца 0,39; 0,47; 0,50 соответственно. Последняя модель С обладает тем преимуществом, что она имеет не очень глубокую внешнюю конвективную зону (ее глубина равна $0,042 R_{\odot} \approx 29$ тыс. км) и имеет выход нейтрино 1,7 единицы (SNU) — более близкий к наблюдаемому (2,3), чем для стандартной модели А, где он составляет 5,2 SNU (по вычислениям [8]).

Сравнение наблюдаемых периодов с периодами [8] сразу показало хорошее соответствие наших данных с периодами g -мод для модели С при степени $l = 4$ и высоких порядках n , начиная с g_{10} и кончая g_{21} . Теоретические значения периодов для этих мод выписаны отдельно в столбце 7 табл. 2 (вместе со значениями $O-C$ в минутах). Мы видим, что для десяти мод отличие отдельных наблюдаемых значений от теоретических не выходит за рамки нашего критерия отождествления $|\Delta T| \leq 0^m 5$, если не считать лишь одной моды g_{11} , которая если и отождествляется, то только с атмосферным пиком $125^m 8$; разность $|\Delta T|$ здесь $\sim 0^m 8$. Обращает на себя внимание, что все остальные пики (кроме соответствующих g_{10} и g_{12}) не блендированы линиями атмосферы и относятся целиком к пикам спектра Солнца (для пиков g_{10} и g_{12} имеется также «поддержка» станфордским спектром). Для других моделей А и В такого соответствия не получается.

Теперь оценим статистическую надежность результата — совпадения с учетом нашего критерия (1) десяти теоретических периодов g -мод модели С [8] с наблюдениями, или, иначе говоря, оценим, какова вероятность получить такое совпадение случайно.

Так как на весь рассматриваемый диапазон периодов шириной $\sim 100^m$ приходится около 50 пиков в спектре Солнца (см. выше, а также рис. 4), то среднее расстояние между ними $\sim 2^m$. Отсюда находим, что вероятность случайного попадания одного теоретического периода в область $|\Delta T| \leq 0^m 5$ около какого-либо наблюдаемого пика равна $\sim 0,5$. У нас наблюдается десять совпадений одновременно, поэтому вероятность, что такое совпадение случайно, равна

$$p = (0,5)^{10} \approx 10^{-3}. \quad (4)$$

Вероятность случайного совпадения была вычислена также методом Монте-Карло. С этой целью все 11 теоретических частот g -мод ($l = 4$ модели С [8]) были заменены 11 случайными числами, равномерно распределенными в рассматриваемом частотном диапазоне. Таких испытаний на ЭВМ было произведено 10^4 , и оказалось, что только в трех случаях 10 «случайных» периодов совпали с наблюдаемыми в спектре Солнца периодами (см. табл. 2) в пределах $|\Delta \nu| \leq 0,33$ мкГц; вероятность такого события, следовательно, $\sim 3 \cdot 10^{-4}$.

В итоге приходим к выводу, что совпадение десяти периодов теоретических g -мод высокого порядка (число n в пределах от 10 до 21) модели С [8] при $l = 4$ с пиками мощности в наблюдаемом спектре Солнца достоверно с уровнем значимости $\geq 0,999$.

На рис. 5 штриховые прямые линии соответствуют теоретическим g -модам для $l = 4$; видно, что они хорошо согласуются с наблюдаемыми значениями периодов.

Далее, из руководств по физике (см., например, Хвольсон [9]) известно, что у звучащих тел, испускающих частоты колебаний ω_1 и ω_2 , могут возникнуть колебания с частотами $\omega_1 - \omega_2$ и $\omega_1 + \omega_2$ — так называемые комбинационные частоты. Теоретически их появление связано с отклонениями первого порядка от линейности в простейших колебаниях (см. изложение этого вопроса у Ландау и Лифшица [10]). Вычисленные в [8] для Солнца g -моды степени l от 1 до 4 получены в линейном приближении. Однако имеется ряд соображений о наличии существенных отклонений от линейности в солнечных колебаниях и, следовательно, о возможном в принципе появлении комбинационных частот. Упомянем эти соображения в пользу нелинейности.

1. Из зависимости амплитуды колебаний от фазы солнечного вращения (наличие одного максимума за период вращения) следует, что в колебаниях Солнца присутствует дипольный компонент $l = 1$ с полусью диполя, вытянутой в одну сторону несколько больше, чем в другую (напомним, что симметричное дипольное колебание непосредственно мы наблюдать не можем, его эффект при усреднении за большой промежуток времени равен нулю).

2. Если дипольное колебание присутствует, то надо учесть следующие обстоятельства: а) все политропные газовые шары находятся в нейтральном равновесии относительно колебания $l = 0$, т. е. возможны произвольные, в

том числе большие, смещения из положения равновесия [11]; б) при наличии моды $l = 1$ у стандартной модели согласно работе Сайо [12] моды g_1 и g_2 неустойчивы, т. е. показывают экспоненциальный рост амплитуды со временем (даже для степени $l = 2$ мода g_2 является неустойчивой).

3. Амплитуды g -мод возрастают, как правило, к центру Солнца, что следует, например, из работ Воронцова и Жаркова [13], Косовичева и Северного [14] и др.; у центра эти моды делаются сравнимыми и даже больше по амплитуде, чем чисто радиальные пульсации. Поэтому нелинейности, по крайней мере первого порядка, у центра Солнца могут иметь место.

4. Наконец, имеется еще один признак возможного наличия нелинейности, который появляется при сравнении произведений амплитуд наблюдаемых осцилляций со средними значениями амплитуд³. С этой целью мы выбираем 15 доминирующих, хорошо выраженных (свободных от бленд с атмосферными пиками) колебаний и всю последовательность делим на девять примерно равных промежутков времени (т. е. отдельно по годам, см. табл. 3, где приведено также отождествление lg_n -колебаний) и сопоставляем среднее произведение (средних за год) фактических амплитуд $a_1 a_2$ с произведением средних $\bar{a}_1 \bar{a}_2$ за весь интервал времени. Для выбранных периодов мы находим 11 пар таких значений. Средние значения суть $(\bar{a}_1 \bar{a}_2)^{1/2} = 0,640$ и $(\bar{a}_1 \bar{a}_2)^{1/2} = 0,708$ (м/с), т. е. вполне сравнимые величины; отсюда получаем, что средняя гармоническая амплитуда

$$(\overline{a_1 a_2})^{1/2} \approx 1,11 (\bar{a}_1 \bar{a}_2)^{1/2}; \quad (5)$$

иначе говоря, билинейный член $\overline{a_1 a_2}$ (содержащий произведение «простых» гармонических, «линейных» колебаний) по амплитуде сравним со средней амплитудой «линейного» колебания. Это указывает на существенное отклонение колебаний от линейности.

Все это дает повод исследовать комбинационные частоты g -мод модели С, у которой имеются вибрации g_n для $l = 4$, совпадающие с измерениями. Оставляя временно в стороне проблему колебаний с периодом $160^m, 0$, рассмотрим все другие колебания, кроме отождествленных g -мод в столбце 7 табл. 2, и в первую очередь те, которые не блендированы атмосферными колебаниями (десять пиков в спектре мощности). В качестве примера возьмем колебание периода $139^m, 4$. Из табл. 3 работы [8] находим для модели С, что при $l = 1$ период моды g_1 есть $71^m, 28$, а для $l = 2$ период моды g_2 $T = 145^m, 64$, поэтому период комбинационного колебания $1g_1 - 2g_2$, соответствующий разности частот, будет равен

$$\left(\frac{1}{71^m, 28} - \frac{1}{145^m, 64} \right)^{-1} = 139^m, 6. \quad (6)$$

Кроме этого периода, имеется также другой комбинационный период $2g_2 - 4g_{13}$ ($139^m, 2$), а также комбинация $3g_4 - 4g_{17}$ ($139^m, 0$). Таким образом, фиксируя данное l и перебирая все вычисленные для него g_n , для других l' и соответствующих им g_i по табл. 3 в [8] можно сосчитать все комбинационные периоды, которые можно сопоставить затем с периодами СМ Солнца. Это было сделано для всех 20 солнечных пиков, не блендированных атмосферой, а также для 20 блендированных (учитывая замечание о том, что бленда может означать эффект влияния колебаний яркости Солнца). Эти последние отождествления обозначены «атм?» в столбце 8 табл. 2. Мы видим, что из 57 подлежащих отождествлению пиков 40 (70%) в пределах нашей точности отождествляются вполне удовлетворительно с теоретически вычисленными для модели С комбинационными периодами (включая сюда 11 периодов, отождествленных с самими g_n -модами вибрации $l = 4$). Семь пиков из 57 принадлежат измерениям на других обсерваториях, и десять пиков (18%) остаются неотожествленными.

³ Один из авторов (А. Б. Северный) обязан С. М. Рытову, обратившему наше внимание на этот признак.

Таблица 3

№ п/п	T, мин	A, м/с								
		1974	1975	1976	1977	1978	1979	1980	1981	1982
1	200,0	1,71	1,05	0,26	0,72	0,48	0,53	0,47	0,52	0,61
2	192,0	1,73	0,64	0,11	0,58	0,41	0,64	0,71	0,52	0,45
3	184,7	1,76	0,52	0,54	0,41	0,32	0,69	1,12	0,61	0,75
4	183,5	1,53	0,53	0,53	0,34	0,34	0,54	0,57	0,57	0,56
5	180,2	1,88	0,52	0,27	0,77	0,45	0,82	0,41	0,72	0,65
6	175,6	1,99	0,72	0,19	0,62	0,41	0,53	0,57	0,55	0,81
7	166,9	0,89	0,53	0,23	0,57	0,42	0,85	0,66	0,42	0,71
8	160,0	1,97	0,91	0,43	0,75	0,53	0,63	0,61	0,48	0,69
9	159,2	1,43	0,59	0,29	0,68	0,26	0,65	0,70	0,41	0,83
10	150,0	0,80	0,60	0,27	0,54	0,34	0,67	0,26	0,50	0,68
11	142,0	1,20	0,61	0,40	0,83	0,34	1,00	0,26	0,54	0,83
12	139,4	1,32	0,44	0,45	0,44	0,41	0,82	0,41	0,68	0,68
13	120,4	0,95	0,48	0,30	0,56	0,32	0,63	0,34	0,32	0,69
14	119,5	1,05	0,46	0,31	0,73	0,47	0,55	0,51	0,59	0,76
15	116,8	0,32	0,60	0,43	0,55	0,23	0,54	0,60	0,40	1,13

№ п/п	T, мин	Отождествление	Комбинация	$(\bar{a}_1 \bar{a}_2)^{1/2}$, (м/с)	$(\bar{a}_1 \bar{a}_2)^{1/2}$, (м/с)
1	200,0	$4g_{20}$	$4g_{20} - 4g_{19}$	0,674	0,781
2	192,0	$4g_{19}$	$4g_{19} - 4g_{18}$	0,628	0,721
3	184,7	$3g_4 - 4g_{12}$			
4	183,5	$4g_{18}$	$4g_{18} - (2g_3 - 4g_{16})$	0,664	0,757
5	180,2	$2g_3 - 4g_{15}$			
6	175,6	$4g_{17}$	$4g_{18} - 4g_{17}$	0,660	0,764
7	166,9	$4g_{16}$	$4g_{16} - 4g_{17}$	0,646	0,696
8	160,0	$2g_8$ и др.	$2g_8 - 4g_{15}$	0,711	0,798
9	159,2	$4g_{15}$	$4g_{15} - 4g_{16}$	0,617	0,660
10	150,0	$4g_{14}$	$4g_{14} - 4g_{15}$	0,580	0,616
11	142,0	$4g_{13}, 2g_3 - 4g_{21}$	$4g_{13} - 4g_{14}$	0,588	0,630
12	139,4	$1g_1 - 2g_7$ и др.			
13	120,4	$2g_1 - 1g_2, 3g_3$ и др.	$3g_3 - 4g_{13}$	0,584	0,632
14	119,5	$1g_1 - 3g_{13}$	$3g_3 - 2g_8$	0,685	0,736
15	116,8	$4g_{10}$			
Среднее				0,640	0,708

Заметим, что ни одна из комбинационных частот $\omega_i + \omega_k$ не соответствует наблюдениям, так как все эти комбинации дают периоды меньше 100 мин и нами не рассматриваются.

Из примера с комбинационными периодами 139,6; 139,2; 139^m,0 видно, что отличия периодов здесь составляют $\sim 0,4$ и $0^m,2$ (отметим, что в массиве 1974—1981 гг. наблюдаются периоды 139,6; 139^m,3 и еще ряд близких пиков). Это показывает, что реализуются условия, весьма близкие к резонансу. Кроме того, мода $l = 1, g_1$ может быть по Сайо [12] неустойчива.

Рассмотрим теперь частоты, соответствующие периоду 160^m,0. Здесь прежде всего отметим первое важное свойство, что комбинация первой моды g_1 степени $l = 1$ (эта мода согласно Сайо [12] может быть неустойчивой) и фундаментальной моды при $l = 2$ дает следующий период:

$$\left[\frac{1}{T(2f)} - \frac{1}{T(1g_1)} \right]^{-1} = \left(\frac{1}{49^m,39} - \frac{1}{71^m,28} \right)^{-1} = 160^m,83, \quad (7)$$

который, вероятно, при очень небольшом изменении частоты f - или g_1 -мод (например, при изменении периода $49^m,39$ на $49^m,30$) может привести к периоду $159^m,9$, даже немного меньшему, чем $160^m,0$ (для g_1 -моды нужна частота $71^m,44$, чтобы получить период $160^m,01$). Поэтому очень небольшое отклонение модели С от вычисленной в [8] способно привести к полному согласию комбинационной частоты (7) с наблюдаемой $1/160^m,01$. Весьма существенно то, что частота, близкая к $(160^m,0)^{-1}$, появляется от первой ($1g_1$) и фундаментальной ($l = 2$) мод, т. е. от самых низших мод. Мы намерены в дальнейшем определить соответствующее изменение модели С.

Вторым важным свойством является то, что имеется период *основного* колебания (не комбинационной моды), очень близкий к периоду (7):

$$T(2g_2) = 160^m,80; \quad (8)$$

этот период всего на $0^m,03$ отличается от комбинационного $160^m,83$, т. е. и здесь получаются условия, очень близкие к *точному резонансу*. Опять-таки очень незначительное изменение модели С, очевидно, может привести к *точному резонансу*. Далее, внимательное рассмотрение мод $l = 1$, $l = 3$ и $l = 4$ показывает, что здесь существуют две комбинационные моды: одна имеет период

$$\left[\frac{1}{T(2g_1)} - \frac{1}{T(4g_4)} \right]^{-1} = \left(\frac{1}{54^m,86} - \frac{1}{82^m,42} \right)^{-1} = 160^m,24, \quad (9)$$

другая

$$\left[\frac{1}{T(3g_3)} - \frac{1}{T(4g_{14})} \right]^{-1} = \left(\frac{1}{77^m,56} - \frac{1}{150^m,34} \right)^{-1} = 160^m,21, \quad (10)$$

т. е. периоды, практически совпадающие между собой; период $160^m,24$ всего на $0^m,03 = 1^s,8$ отличается от $160^m,21$, что опять соответствует условиям почти точного резонанса. Более того, получаются две *точно одинаковые* разности периодов $\Delta T = 0^m,03 = 1^s,8$, одна возле периода $160^m,8$, другая — около $160^m,2$; иначе говоря, возникает явление резонанса более высокого порядка, причем не только в первых разностях, но и во вторых, что нам представляется очень важным, так как указывает на возможность возбуждения частоты $(160^m,0)^{-1}$ путем «резонанса двух резонансов» — резонанса второго порядка, т. е. от весьма ничтожной разности частот. В дальнейшем мы рассмотрим более детально этот эффект. Сейчас же мы склонны рассматривать: 1) явление $160^m,01$ -колебаний как явление *очень сильного резонанса* и 2) как *возможно неустойчивое явление*, сопровождающееся ростом амплитуды со временем, так как мода $l = 1$, по-видимому, неустойчива и для модели С. О возможности резонансного возбуждения $160^m,0$ -колебаний указано также в работе Вандакурова [15]; автор, однако, не располагал конкретными данными и рассматривал резонанс между колебанием с частотой ω_1 при $l = 1$ и комбинационной частотой $\omega_1 + \omega_3$ при $l = l_2 \pm 1$, причем $l_2 = 2$. Мы видим, что фактические резонансные условия, по-видимому, другие, хотя роль вибрации $l = 1$, как отмечено Сайо [12] и Вандакуровым [15], в возможном появлении неустойчивости (см. наше выражение (7)) нельзя недооценить. Все эти вопросы будут рассмотрены более подробно в дальнейшем (резонансы с комбинационными частотами $\omega_i - \omega_k$ согласно [16] всегда устойчивы).

Третьим периодом, для которого реализуются условия, близкие к резонансу, является $120^m,0$ (наблюдаемый пик $120^m,4$ подтвержден, так же как и $160^m,0$, двумя станфордскими пиками со средним периодом $\sim 120^m,1$). Здесь также участвует неустойчивая (по Сайо [12]) мода $l = 1$, а именно — в комбинационной частоте

$$\left[\frac{1}{T(2g_1)} - \frac{1}{T(1g_2)} \right]^{-1} = \left(\frac{1}{54^m,86} - \frac{1}{101^m,04} \right)^{-1} = 120^m,03. \quad (11)$$

Имеется также другая комбинационная частота

$$\left[\frac{1}{T(3g_2)} - \frac{1}{T(4g_{10})} \right]^{-1} = \left(\frac{1}{59^m,24} - \frac{1}{116^m,57} \right)^{-1} = 120^m,45. \quad (12)$$

Разность периодов (11) и (12) составляет $0^m42 = 25^s.2$. Кроме того, имеется «прямая» мода $l = 3g_8$, имеющая период 120^m90 и дающая с периодом (12) разность $0^m45 = 27^s.0$, так что разность близких к резонансу двух комбинационных мод и имеющейся модой $3g_8$ составляет всего $0^m03 = 1^s.8$, ту же величину, что и для 160^m -колебания; таким образом, опять реализуется «резонанс резонансов», и становится возможным возбуждение колебаний от малых возмущений второго порядка. Небольшим изменением модели можно, вероятно, добиться еще лучшего совпадения периода основной моды $3g_8$ с наблюдаемым периодом. Чтобы добиться полного совпадения, здесь тоже следует, так же как и для 160^m -колебания, слегка уменьшить теоретический период.

Отметим, что во всех случаях колебаний с периодами $120,4$; $139,4$; 160^m0 отождествляется мода $l = 1$; будет ли она строго неустойчива в модели С — вопрос, подлежащий дальнейшему исследованию, так как мода $l = 1$ согласно Сайо [12] неустойчива для стандартной модели типа модели А. Поскольку периоды колебаний $120,0$ и 160^m0 являются кратными долями суток ($1/12$ и $1/9$), то возможны также дополнительные биения с артефактными периодами $160,00$ и 120^m00 . Однако столь точные резонансные условия для модели С исключают возможность объяснения сильных пиков в СМ Солнца простыми артефактами суточного периода (вместе с иными неоднократно приводившимися нами и другими авторами соображениями).

Роль резонанса g -мод при низких значениях l недавно отмечена также Дзиембовским [17]. Однако этот автор рассмотрел только связь между g -модами малых l и g -модами очень высокой степени; взаимодействие этих мод значительно ограничивает их амплитуду; например, для g_1 -мод, $l = 1$, в [17] получена амплитуда ~ 10 см/с. В то же время мы видим, что имеется связь (благодаря нелинейности) между комбинациями g -мод низкой и умеренной степени, приводящих к резонансу. В более общем виде проблема нелинейных осцилляций с точки зрения появления неустойчивости колмогоровского (турбулентного) типа рассмотрена недавно Пердангом [18]; нелинейность возникает даже при малой энергии возмущений в случае гамильтоновских колебаний (об этих колебаниях также см. в [10]). Автор [18] показывает, как могут возникать бифуркации (нулевые собственные значения) при таких колебаниях, и полагает, что процесс перехода через нулевые собственные значения (называемый им колмогоровской неустойчивостью, близкой к тому, что имеет место в теории турбулентности) может иметь место и для Солнца.

Так или иначе мы приходим к выводу, что модель С [8], которая, кстати, находится в лучшем согласии с экспериментальными данными по нейтрину, является более адекватной моделью Солнца. Если этот вывод правильный, то обогащение солнечной атмосферы тяжелыми элементами есть результат процесса аккреции межпланетного вещества на Солнце (см. работы Джосса [19], Мак-Кри [20, 21], где обсуждается вероятность такого процесса). Модель имеет слишком узкую конвективную зону, что не вяжется с сильным дефицитом лития в атмосфере Солнца [22]. Однако такое возражение против этой модели оказывается несостоятельным, если учесть роль турбулентной диффузии [23] и мод высокой степени l в перемешивании вещества водорода Солнца.

В заключение авторы выражают благодарность Д. Н. Рачковскому за разработку программ для вычисления спектров мощности.

Май 1983 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T.* Observations of solar pulsations.— *Nature*, 1976, vol. 259, p. 87—89.
2. *Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T.* Observations of oscillations of the Sun.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1978, vol. 183, p. 61—78.
3. *Абраменко В. И., Рачковский Д. Н.* Аналогия метода наложения эпох и Фурье-преобразования данных. Влияние наличия тренда на результаты обработки данных, неравномерно распределенных по времени.— *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, 1983, т. 66, с. 71—76.

4. Beer T. Atmospheric waves. L.: Adam. Hilger, 1974.
5. Connes J., Connes P. Solar oscillations: atmospheric and instrumental problems.— Preprint CNRS, Verrieres (France), 1982.
6. Комов В. А., Кучми С. Исследование колебаний яркости Солнца.— УФН, 1979, т. 128, с. 730—731.
7. Scherrer P. H., Wilcox J. M. Structure of the solar oscillation with period near 160 minutes.— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 37—42.
8. Christensen-Dalsgaard J., Gough D. O., Morgan J. G. Dirty solar models.— Astron. and Astrophys., 1979, vol. 73, p. 121—128.
9. Хвольсон О. Д. Курс физики, т. 1. Л.; М.: Гостехтеоретиздат, 1933. 656 с.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. М.: Физматгиз, 1958. 206 с.
11. Северный А. Б. Об устойчивости и колебаниях газовых шаров и звезд.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1948, т. 1, ч. 2, с. 3—90.
12. Saio H. Stability of nonradial g^+ -mode pulsations in $1 M_{\odot}$ models.— Astrophys. J., 1980, vol. 240, p. 685—692.
13. Воронцов С. В., Жарков В. Н. О теоретическом спектре собственных колебаний Солнца. Астрон. журн., 1978, т. 55, с. 84—95.
14. Косовичев А. Г., Северный А. Б. О возбуждении колебаний Солнца.— Письма в Астрон. журн., 1981, т. 7, с. 304—307.
15. Вандажуров Ю. В. О природе 160-минутных солнечных колебаний.— Астрон. цирк., 1981, № 1173, с. 1—2.
16. Вандажуров Ю. В. Об устойчивости радиальных пульсаций звезд.— Астрон. журн., 1966, т. 43, с. 1009—1017.
17. Dziembowski W. Resonant coupling between solar gravity modes.— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 259—266.
18. Perdang J. Kolmogorov unstable stellar oscillations.— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 297—321.
19. Joss P. C. Are stellar surface heavy-element abundances systematically enhanced? — Astrophys. J., 1974, vol. 191, p. 771—774.
20. McCrea W. H. Ice ages and the galaxy.— Nature, 1975, vol. 255, p. 607—609.
21. McCrea W. H. Solar system as space-probe.— Observatory, 1975, vol. 95, p. 239—255.
22. Gabriel M., Noels A. On the possibility of contamination of the solar surface by accretion.— Astron. and Astrophys., 1977, vol. 59, p. 427—431.
23. Schatzman E., Maeder A., Angrand F., Glowinski R. Stellar evolution with turbulent diffusion mixing. III. The solar model and the neutrino problem.— Astron. and Astrophys., 1981, vol. 96, p. 1—16.

УДК 523

О ПРИСУТСТВИИ 160-МИНУТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ, ВЕРОЯТНО ОБУСЛОВЛЕННЫХ ПУЛЬСАЦИЯМИ СОЛНЦА, В АЕ-ИНДЕКСЕ

В. П. Бобова, Б. М. Владимирский, М. И. Пудовкин *

Массив 2,5-минутных значений АЕ-индекса за 1966—1974 гг. проанализирован методом косинор-анализа с целью поиска эффекта 160-минутных пульсаций Солнца в полярной ионосфере. Эффект надежно обнаруживается в летний сезон (четыре месяца с центром вблизи летнего солнцестояния). В полярную ночь признаков 160-минутных пульсаций не найдено, что однозначно указывает на солнечную природу эффекта. Среднее значение периода составляет $160^m0094 \pm 0^m0006$, что совпадает со значением, найденным в оптических наблюдениях. Однако в равноденственные сезоны период значимо отличается от этой величины. Амплитуда вариаций АЕ-индекса около 1,5 нТл, фаза соответствует максимуму электронной концентрации в слое Е ионосферы, найденному ранее по критическим частотам. Эффект, вероятно, обусловлен 160-минутной модуляцией потока солнечного ультрафиолетового излучения в диапазоне $\lambda < 1000 \text{ \AA}$.

ON THE PRESENCE OF 160-MINUTE PULSATIONS IN THE GEOMAGNETIC АЕ-INDEX EVIDENTLY INDUCED BY THE SOLAR PULSATIONS, by V. P. Bobova, B. M. Vladimirovsky, M. I. Pudovkin.— In order to find possible manifestation of the 160-min pulsations of the Sun in the polar ionosphere, we used the 2.5-min averages of АЕ-index for the interval 1966—1974. The data were analysed by a cosinor method. The periodic ef-

* НИИФ ЛГУ.

fect is found to be remarkable during summer season (over 4 months centered on the summer solstice). The polar night data give no evidence for the 160-min pulsations thus indicating the solar origin of the effect. The mean value of period $160^m0094 \pm 0^m0006$ agrees well with the optical observations of the Sun. However, in the equinox seasons the period value can significantly differ from the cited one. The mean amplitude of AE -index variations equals to about 1.5 nTl the phase of maximum corresponds to the maximum of electron concentration in E -ionosphere, found earlier in critical frequencies. It is suggested, that 160-min periodic effect is caused by the solar UV-flux modulation for $\lambda < 1000 \text{ \AA}$.

Предпринятые ранее попытки обнаружить эффект глобальных пульсаций Солнца с периодом 160^m в земной магнитосфере привели к следующим основным результатам [1—3]: в огибающей амплитуд A микропульсаций геомагнитного поля $Pc\ 3,4$ (по измерениям на средних широтах) и критических частотах f_oE среднеширотного E -слоя ионосферы обнаружен период, практически совпадающий с периодом, найденным в оптических наблюдениях: 160^m010 (сводка оптических наблюдений дана в [4, 5]). Вариации A , $Pc\ 3, 4$ и f_oE с этим периодом имеют одну и ту же устойчивую фазу, совпадающую с фазой максимума яркости центра солнечного диска в радиоизмерениях [6]. Полученные данные могут быть объяснены в предположении, что синхронно с вариациями доплеровских скоростей в оптических наблюдениях изменяется поток коротковолнового излучения Солнца. При этом необходимо допустить, что в диапазоне длин волн $\lambda 800\text{—}1000 \text{ \AA}$ амплитуда относительных изменений яркости составляет $\sim 1\%$.

Эти результаты были получены на ограниченном материале и, естественно, нуждаются в подтверждении. Возможным вариантом их проверки могло бы быть обнаружение соответствующих эффектов в геомагнитном AE -индексе. AE -индекс был разработан в 60-х годах для изучения вариаций тока в токовой системе, располагающейся в зоне максимальной повторяемости полярных сияний ($\pm 67^\circ$ широты) [7]. Он представляет собой полный диапазон отклонений от спокойного уровня (положительных и отрицательных) горизонтального компонента геомагнитного поля в данный момент времени, усредненный по кольцу 10—12 станций, расположенных в широтной зоне $55\text{—}78^\circ$ с. ш. На протяжении последних десятилетий AE -индекс широко использовался для изучения сложного комплекса электромагнитных явлений, протекающих в полярных областях [8]. При этом было выяснено, что поведение AE -индекса существенно зависит от параметров солнечного ветра и межпланетного магнитного поля. Однако для относительно спокойных условий величина индекса зависит, в частности, и от проводимости E -слоя ионосферы (высоты $\sim 100\text{—}140$ км), где расположена токовая электроструя. Если ионосфера освещена и если ее проводимость изменяется на $\sim 1\%$ с периодом 160^m (как это следует из описанных выше результатов), то можно ожидать появления соответствующего периода и в AE -индексе. Поиск такого рода эффекта тем более оправдан, что некоторые исследователи неоднократно отмечали наличие циклических вариаций магнитной активности с периодами около $2\text{—}4^h$ (на высокоширотных станциях), наблюдающихся синхронно на большой территории (см., например, [9, 10]). Наконец, имеются полученные на небольшом материале прямые указания на присутствие периода 160^m в AE -индексе [11] (этот же период наблюдается иногда и во время возмущений [12, 13]). Таким образом, имеются достаточно серьезные основания для проведения специального поиска периода 160^m в AE -индексе. Изложению первых результатов такого поиска и посвящено настоящее сообщение.

1. Материал и методика обработки

Из общих соображений ясно, что эффект должен быть довольно слабым, так что для успешного поиска необходимо иметь достаточно большой массив данных. Анализировались 2,5-минутные значения AE -индекса, построенного по десяти станциям, за девять лет (1966—1974 гг.). Цифровой материал в записи на магнитной ленте был получен из МЦДА (США), всего около $1,8 \cdot 10^6$ значений.

Методика обработки была той же самой, что и ранее [1—3]: использовался косинор-анализ и — для контроля результатов — обычный метод наложения эпох. Для возможности сравнения данных все результаты приведены к одной и той же единой реперной дате (00^h00^m UT 01.01 1974 г.).

Математическая программа вычислений фазы φ_i и амплитуды A_i за данные сутки предусматривала предварительное исключение возмущений большой амплитуды (значение индекса иногда превышает 2000 нТл). Суточный интервал не рассматривался, если хотя бы одно из 2,5-минутных значений превышало 500 нТл. Это пороговое значение индекса было выбрано на основании изучения частотных распределений (частоты встречаемости) индекса, построенных для разных сезонов и интервалов с разным уровнем возмущенности. В некоторых вариантах обработки были взяты более низкие пороговые значения, в частности 100 нТл. В таких случаях из рассмотрения исключались не суточные, а трехчасовые возмущенные интервалы (это позволяло иметь статистически обеспеченные данные для сравнительно коротких интервалов времени). Из соображений экономии машинного времени в вычислениях для каждого суточного интервала бралось только каждое шестое значение индекса. Было найдено, что использование вместо каждого шестого значения соответствующих 10-минутных средних не влияет на излагаемые ниже результаты. При применении метода наложения эпох среднее вычислялось для всех значений индексов ниже принятого порогового значения.

2. Признаки наличия периода глобальных 160-минутных пульсаций Солнца в AE -индексе

Учитывая полученные ранее результаты анализа A Ps 3,4 и f_oE , можно, очевидно, ожидать, что эффект пульсаций Солнца должен наблюдаться, когда ионосфера освещена (полярный день). Напротив, в полярную ночь эффект обнаруживаться не должен. На рис. 1 для этих двух сезонов года представлены периодограммы для соответствующих диапазонов пробных периодов. Рассматриваемые отрезки времени составляют соответственно четыре месяца (± 2 месяца относительно летнего солнцестояния 22.06 каждого года) для основного полярного дня и два месяца (± 1 месяц относительно зимнего солнцестояния 22.12) для полярной ночи. Периодограммы строились следующим образом [2]: для данного значения пробного периода сначала находилось частотное распределение фаз (фаза в данном случае — расстояние максимума косинусоиды от реперной точки); одно значение вычислялось каждые сутки для анализируемых месяцев по всем годам. Затем вычислялась мера отклонения данного распределения от равномерного распределения χ^2 для пяти степеней свободы. Из представленного графика видно, что в полярный день, когда ионосфера непрерывно освещена, для периода $\sim 160^m,010$ имеется достоверный пик ($P(>\chi^2) = 2 \cdot 10^{-3}$). Его ширина соответствует неопределенности в значении периода $\pm 0^m,002$. В левой части кривой имеется также пик близ периода $160^m,000$, девятой гармоники суток. Его относительно слабая выраженность обусловлена, очевидно, усреднением магнитограмм по кольцу станций через $30-40^\circ$ долготы при построении AE -индекса и освещением ионосферы незаходящим Солнцем. Приведенная на рис. 1 кривая для полярного дня в принципе не меняется, если использовать очень спокойные интервалы ($AE_{2,5} \leq 100$ нТл), либо более высокий порог для исключения возмущений ($AE_{2,5} \leq 750$ нТл). Для интервала времени, соответствующего полярной ночи, эффект блиа $160^m,010$ отсутствует.

Рассматриваемые вариации имеют стабильную фазу на протяжении всего анализируемого девятилетнего интервала. Это следует из рис. 2. Здесь по вертикальной оси отложено значение фазы для периода $160^m,000$, вычисленное для двухмесячных интервалов лета каждого года. Среднее значение смещения фазы, найденное методом наименьших квадратов, составляет $1,22 \pm 0,13$ рад в год, что согласуется с приведенной выше оценкой значения периода на периодограмме рис. 1. Его более точное значение было вычислено с применением двухмесячных интервалов, центрированных около 01.07 каждого года, из условия стабильности фазы на протяжении всего рассматриваемого

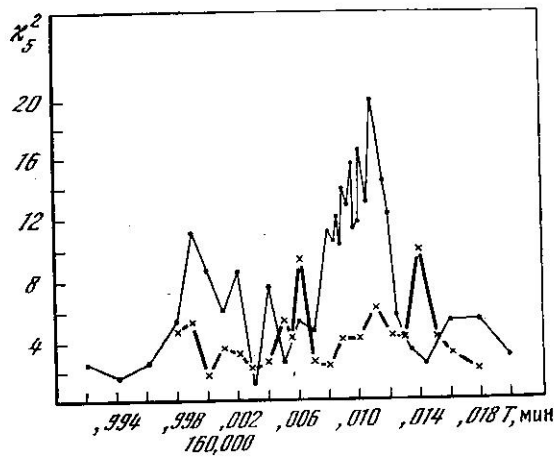


Рис. 1. Периодограммы близ значения периода 160^m , полученные методом косинор-анализа

По горизонтали — значение пробного периода, по вертикали — значения χ^2 для пяти степеней свободы. Тонкая линия — полярный день, жирная — полярная ночь

Рис. 2. Смещение фазы φ во времени, когда в качестве пробного периода используется точное значение девятой гармоники суток ($160^m,000$)

Прямая линия проведена методом наименьших квадратов. Точки, соединенные тонкой линией, — значения фазы, вычисленные для периода $T = 160^m,0094$

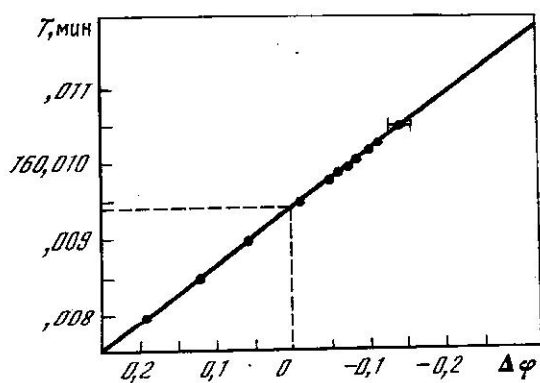
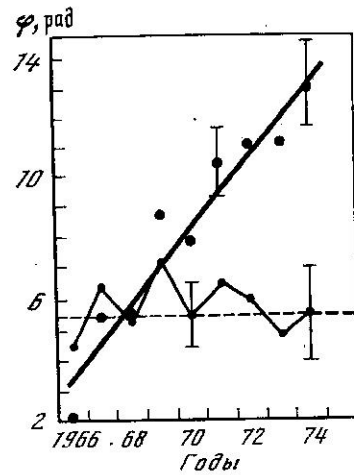


Рис. 3. График для нахождения точного значения периода

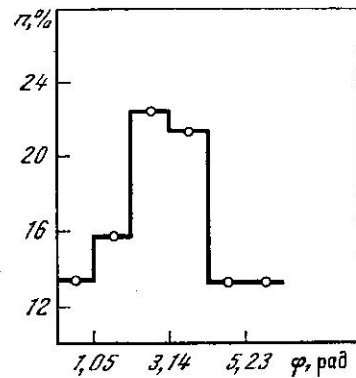


Рис. 4. Частоты встречаемости фаз для значения периода $T = 160^m,0094 \pm 0^m,0006$

мого отрезка времени. Процедура определения точного значения периода ясна из рис. 3. Здесь по вертикальной оси отложены пробные периоды близ значения $160^m,010$, а по горизонтальной — дрейф фазы для соответствующего пробного периода. Величина дрейфа каждый раз находилась методом наименьших квадратов. Нулевое значение дрейфа соответствует периоду $160^m,0094$ с ошибкой, определяемой погрешностью в проведении линии наклона методом наименьших квадратов ($\pm 0^m,0006$). На рис. 2 нанесены средние значения фаз для этого периода за каждый год (1966—1974 гг.). Среднее по всему массиву значение фазы составляет $5,55 \pm 0,5$ рад. На рис. 4 показаны частоты встречаемости фаз для того же периода (оцифровка интервалов фаз в данном случае соответствует другому реперному пункту, для перехода к обычному нуль-пункту необходимо прибавить 2,86 рад).

Наконец, на рис. 5, а показан профиль вариации $A\bar{E}$ -индекса, полученный для тех же двухмесячных летних интервалов и приведенного выше точного значения периода методом наложения эпох. Нанесенные ошибки —

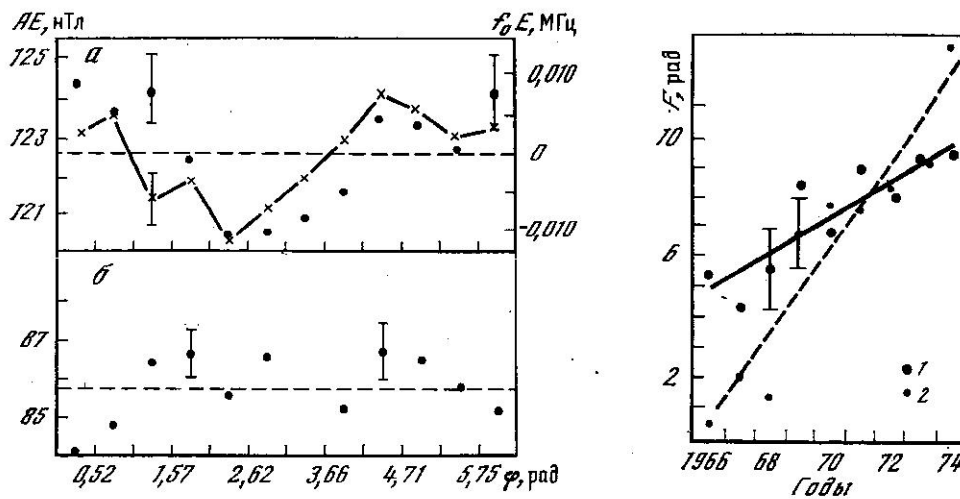


Рис. 5. Профиль вариации АЕ-индекса для летнего сезона (а), полученный методом наложения эпох (двухмесячные интервалы центрированные относительно 01.07 каждого года, $T = 160^m,0094$) и для полярной ночи (б) (двухмесячные интервалы, центрированные относительно 22.12 каждого года)

По оси абсцисс — относительная фаза, по оси ординат слева — среднее АЕ, справа — f_0E

Рис. 6. Смещения фазы, если в качестве пробного периода берется девятая гармоника суток для эпох весеннего (1) и осеннего (2) равноденствий

Прямые проведены методом наименьших квадратов

среднеквадратичные отклонения, каждая точка является результатом усреднения около $8 \cdot 10^3$ значений АЕ-индекса. По амплитуде и по фазе результаты, полученные косинор-анализом и методом наложения эпох, находятся в разумном согласии. Для сравнения тонкой линией показано изменение критических частот f_0E для периода $160^m,010$, найденное для лета в [3]. Как видно, оба профиля хорошо согласуются. В полном соответствии с результатами рис. 1 для полярной ночи значимой вариации в АЕ-индексе не наблюдается. Это видно из рис. 5, б, где для аналогичного по объему массива и того же значения периода построен график наложения эпох для интервалов ± 1 месяц, центрированных около 22.12.

В таблице приведены для сравнения результаты, полученные выше из анализа АЕ-индекса, и данные по амплитудной модуляции микропульсаций Рс 3, 4 [2], критических частот слоя Е ионосферы [3], а также результаты оптических наблюдений пульсаций Солнца [4, 5] и радионаблюдений [6]. Все данные относятся к летнему сезону. Можно отметить превосходное согласие различных геофизических измерений между собой и хорошее согласие их с оптическими и радиоданными по значению периода, а радионаблюдений — по фазе колебаний. В частности, вероятность случайного совпадения фаз геофизических данных и радионаблюдений с таким малым разбросом ($\leq 0,65$ рад) не превышает 10^{-3} .

Параметр	АЕ-индекс	f_0E	А Рс 3, 4	Оптика (доплеровское смещение)	Относительная радиояркость $\lambda = 2,5$ см
T , мин	$160^m,0094 \pm 0^m,0006$	$160^m,010$	$160^m,012 \pm 0^m,004$	$160^m,0100 \pm 0^m,0006$ $160^m,0095 \pm 0^m,0001$	$160^m,010$
φ , рад	$5,55 \pm 0,50$	$4,9 \pm 1,0$	$4,5 \pm 1,0$	3,70	$4,5 \pm 1,0$
А	1,5 нТл	$5 \cdot 10^{-3}$ МГц	4%	0,5 м/с	$4 \cdot 10^{-4}$
Ссылка		[3]	[2]	[4,5]	[6]

При попытке уточнить период вариаций в AE -индексе с рассмотрением большого массива данных, включая весенние и осенние сезоны, были получены указания на заметные изменения в величине периода. Это видно, в частности, на рис. 6, где показаны смещения фазы, когда в качестве пробного периода применяется девятая гармоника суток ($T = 160^m,000$) (аналогично рис. 2). Для интервалов времени, соответствующих двум месяцам около осеннего и весеннего равноденствий, скорости смещения фазы (найденные, как и прежде, методом наименьших квадратов) равны $1,45 \pm \pm 0,20$ и $0,59 \pm 0,14$ рад/год соответственно. В том, что такое изменение в скорости дрейфа фазы отвечает реальному изменению периода, можно было убедиться и путем анализа периодограмм, аналогичных рис. 1, построенных отдельно для осеннего и весеннего сезонов. Оказывается, что около весеннего равноденствия период составляет $160^m,004$, а около осеннего $160,014$. Ошибки в определении этих значений не превосходят $0^m,002$, поэтому различие представляется реальным. Период для лета почти точно соответствует среднему для приведенных выше значений. Это наводит на мысль о возможном годовом изменении периодов. Природа этой вариации остается неясной. Возможно, эффект обусловлен изменениями фазы по геофизическим причинам. Очевидно, что этот вопрос заслуживает специального рассмотрения. Громадный массив данных по AE -индексу, видимо, позволит получить на него в будущем однозначный ответ.

3. Обсуждение

Сам факт присутствия эффекта пульсаций Солнца в высокоширотной ионосфере представляется надежно установленным. В пользу такого заключения свидетельствует прежде всего точное совпадение значения периода вариаций в AE -индексе с периодом, найденным в оптических наблюдениях. То, что эффект наблюдается только в полярный день, в условиях освещенной ионосферы, однозначно указывает на Солнце как причину этого эффекта. Устойчивая фаза колебаний и совпадение значения фазы в AE -индексе, в огибающей P_3 , 4 и критических частотах f_oE средних широт являются сильным аргументом в пользу предположения [1] о том, что эффект обусловлен вариациями в потоке ультрафиолетового излучения Солнца, происходящими синхронно с доплеровскими вариациями радиальных скоростей в оптических измерениях. Максимум в потоке ультрафиолетового излучения определенно не совпадает с максимумом скорости расширения центра диска Солнца, запаздывая, видимо, приблизительно на $1/6$ периода (следует напомнить, что указанное различие может быть на самом деле больше, так как может включать неучтенное число целых периодов). Можно заметить далее, что резкое уменьшение 160-минутных вариаций в полярную ночь практически исключает предположение о том, что источником обсуждаемых вариаций могут быть колебания магнитосферного шлейфа Земли. Эти последние должны были бы регистрироваться главным образом с ночной стороны. Наконец, следует обратить внимание на то, что значение периода, совпадающего с периодом, найденным в оптических наблюдениях, получено по данным 1966—1974 гг., т. е. на протяжении восьмилетнего интервала до начала оптических измерений. Таким образом, период пульсаций, видимо, стабилен на протяжении полутора десятков лет (1966—1981 гг.).

AE -индекс в настоящее время построен почти для двух солнечных циклов. Результаты проведенной работы позволяют надеяться, что после надлежащей отработки «технологии» анализ этого большого массива данных окажется полезным для решения некоторых задач гелиосейсмологии.

Заключение

Представленные выше данные позволяют сформулировать следующие основные выводы.

1. В геомагнитном AE -индексе надежно обнаруживается период, совпадающий с периодом глобальных колебаний Солнца $\sim 160^m$. По данным

летнего сезона 1966—1974 гг. средний период составляет $160^m,0094 \pm 0,^m0006$. В полярную ночь эффект отсутствует.

2. Вариации в АЕ-индексе имеют устойчивую фазу, значение которой совпадает с фазой, определенной ранее для А Рс 3, 4 и f_oE средних широт.

3. То, что 160-минутные вариации наблюдаются только для освещенной ионосферы и отсутствуют в полярную ночь, однозначно указывает на Солнце как причину этого эффекта.

4. Обнаруженные вариации можно объяснить, если допустить, что с тем же периодом $\sim 160^m$ варьирует поток ультрафиолетового излучения Солнца. Амплитуда этих колебаний порядка 1%.

Авторы признательны А. Б. Северному, В. А. Котову и Д. Н. Рачковскому за ценные замечания.

Май 1983 г.

Литература

1. Владимирский Б. М., Бобова В. П., Репин В. Н., Веретенникова В. К. О присутствии в магнитосфере Земли колебаний с периодом 160 минут, обусловленных пульсациями Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1981, т. 64, с. 132.
2. Vladimírsky B. M., Bobova V. P., Bondarenko N. M., Veretennikova V. K. 160m pulsations in the magnetosphere of the Earth possible caused by oscillations of the Sun.— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 451.
3. Бобова В. П., Владимирский Б. М., Ляцкая А. М. О присутствии периодических вариаций электронной концентрации в среднеширотной Е-ионосфере с периодом, близким к периоду пульсаций Солнца 160 минут.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1985, т. 70, с. 46—51.
4. Scherrer P. H. Review of observations relevant to solar oscillations.— SUIPR Rep., 1982, N 249.
5. Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T. et al.— In: Problems of solar and stellar oscillations. D. Reidel Publ., Co., 1983, p. 9.
6. Цетков Л. И. Когерентные колебания в радиоизлучении спокойного Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 67, с. 118.
7. Neil Davis T., Sugiura M. Aurorae electrojet activity Index AE and its universal time variations.— J. Geophys. Res., 1966, vol. 71, p. 785.
8. Пудовкин М. И., Распопов О. М., Клейменова Н. Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Изд. ЛГУ, 1975, т. 1.
9. Пудовкин М. И., Шумилов О. И. Пространственно-временное распределение геомагнитных возмущений.— Уч. зап. ЛГУ, 1967, № 333, с. 241.
10. Галкин Р. М. О пространственно-временном распределении магнитной активности в высоких широтах.— Тр. ААНИИ, 1980, т. 366, с. 111.
11. Гульельми А. В., Владимирский Б. М., Репин В. Н. К вопросу о геоэффективности колебаний поверхности Солнца.— Геомагнетизм и аэрномия, 1977, т. 17, с. 930.
12. Тверская Л. В., Хорошева О. В. Об автоколебательном характере магнитосферных суббурь.— Геомагнетизм и аэрномия, 1975, т. 15, с. 573.
13. Гайворонская Т. В., Ляхова Л. Н. О нелокальном характере спектрального состава D1-вариации δf_oF2 .— Геомагнетизм и аэрномия, 1979, т. 19, с. 934.

УДК 520.32/67+520.3/6+523.9—1/2

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КВАЗИПЕРИОДИЧНОСТИ НА ЗНАЧИМОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ ОБРАБОТКИ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ДАННЫХ ПО МЕТОДУ НАЛОЖЕНИЯ ЭПОХ

Д. Н. Рачковский

Рассматривается вопрос об оценке значимости результатов обработки данных методом наложения эпох. Показано, что наличие квазипериодичности в данных, влияет на критерий значимости сильнее, чем считается обычно. Предварительное усреднение эпох и использование критерия значимости на основе фурье-амплитуд позволяет не учитывать квазипериодичность в данных.

Приведены результаты поиска квазипериодичности в колебаниях Солнца с периодом $160^m,01$. Квазипериодичности не обнаружено. Гипотеза о том, что амплитуда $160^m,01$ ко-

лебания есть результат обработки случайного, нормально распределенного ряда, отвергается с уровнем значимости порядка 10^{-17} — 10^{-5} по разным критериям.

THE INVESTIGATION OF THE DEPENDENCE OF QUASI-PERSISTENCE ON THE STATISTICAL SIGNIFICANCE OF THE ASTRONOMICAL DATA TREATMENT BY THE SUPERPOSED EPOCH METHOD, by *D. N. Rachkovsky*.— The problem how to evaluate the statistical significance of data treatment by the superposed epoch method is discussed. It is shown that the data quasi-persistence effects to criterion of significance stronger, then it is commonly assumed.

Preliminary averaging of epochs and the use of significance criterion on the basis of Fourier-amplitudes permits us to ignore the quasi-persistence of data.

The results of the search for quasi-persistence in the 160^m01 -period oscillations of the Sun are presented. No quasi-persistence is found. The hypothesis, that the amplitude of 160^m01 oscillations is the result of random sequentially independent and normally distributed data is rejected with the significance level of the order of 10^{-17} to 10^{-5} according to different criteria.

Поиск периодичностей в больших рядах наблюдений обычно ведут с помощью метода наложенных эпох (МНЭ). Метод этот в сущности совпадает с преобразованием Фурье (ПФ) [1].

МНЭ имеет больше вариантов, чем ПФ. Так, при обработке МНЭ может выделяться как чистая гармоническая составляющая заданного периода, так и в смеси со своими высшими гармониками, тогда как при использовании ПФ мы выделяем одну основную гармонику. Наличие дискретных фазовых ячеек не является существенным в МНЭ, так как по сравнению с ПФ это вносит некоторую математическую неточность, уменьшающуюся при увеличении числа фазовых ячеек.

Существует несколько методов оценки значимости результата, полученного с помощью МНЭ [2, 3], все они основаны на допущении, что используются данные случайные, некоррелированные и нормально распределенные.

В [4] было указано на статьи Бартельса [5, 6], в которых впервые было обращено внимание на важность обнаружения квазипериодичности в данных. Если в данных имеется квазипериодичность, то, как показал Бартельс, критерии значимости результата, полученного МНЭ, существенно меняются.

Форбуш, Померанц и др. в [4], несколько изменив методику Бартельса, получили новые критерии значимости результата, полученного по МНЭ, если в данных имеется квазипериодичность. Вместе с тем они утверждают [4], что результаты обработки колебаний Солнца, приведшие к обнаружению колебания 160^m01 в [7], должны быть пересмотрены именно в связи с возможностью наличия квазипериодичности и вследствие этого неправильной оценки значимости.

Наша задача, с одной стороны, теоретически рассмотреть влияние квазипериодичности на результаты обработки наблюдений МНЭ, с другой стороны, практически оценить наличие квазипериодичности в данных [7]. Осложняющим обстоятельством при этом является разрывность данных.

Рассмотрим способ обнаружения квазипериодичности в данных, как он описан в [4]. Будем считать, что временной ряд преобразован в матрицу, имеющую R строк и T столбцов, где T — пробный период, выраженный в единицах шага дискретизации. Здесь предполагается целочисленность T , поскольку отклонение от целочисленности, усложнив выкладки, не скажется на выводах.

Пусть z — усредненная по h соседним строчкам новая матрица, т. е.

$$z_{mj} = \sum_{i=h(m-1)+1}^{hm} y_{ij}/h, \quad (1)$$

где $i = 1, 2, \dots, R$, $j = 1, 2, \dots, T$, $m = 1, 2, \dots, Rh^{-1}$.

Определим величину S_h^2 , соответствующую дисперсии ряда z :

$$S_h^2 = \frac{h}{TR} \sum_{j=1}^T \sum_{m=1}^{Rh^{-1}} (z_{mj} - \bar{z}_m - \bar{z}_j)^2, \quad (2)$$

здесь

$$\bar{z}_m = T^{-1} \sum_{j=1}^T z_{mj}, \quad \bar{z}_j = hR^{-1} \sum_{m=1}^{Rh^{-1}} z_{mj}.$$

Оценку квазипериода можно получить из рассмотрения графика функции $f(h)$:

$$f(h) = S_h^2 h / S_1^2. \quad (3)$$

Если числовой ряд y — ряд случайных, нормально распределенных величин, то

$$S_1^2 = D(y), \quad S_h^2 = D(z) = h^{-1}D(y), \quad f(h) = 1.$$

Пусть числовой ряд помимо случайной, нормально распределенной составляющей η имеет квазипериодическую составляющую

$$y_{ij} = \xi_i \cos\left(2\pi \frac{t_j}{T}\right) + \zeta_i \sin\left(2\pi \frac{t_j}{T}\right) + \eta_{ij}. \quad (4)$$

Будем считать, что ξ , ζ , η — случайные, независимые, нормально распределенные величины. Характерное время изменения ξ и ζ примем равным $T\tau$, для случайной переменной η время изменения полагаем равным 1. На модели (4) будут получены все соотношения, приведенные ниже.

Отдельно будут рассмотрены два случая: когда число h усредняемых рядов в матрице y меньше числа τ квазипериодических эпох и, наоборот, когда $h > \tau$.

При $h < \tau$ индекс i удобно представить так:

$$i = (k-1)\tau + (m-1)h + n.$$

Диапазоны изменения входящих сюда индексов равны

$$i = 1, 2, \dots, R, \quad k = 1, 2, \dots, R\tau^{-1}, \quad m = 1, 2, \dots, \tau h^{-1}, \quad n = 1, 2, \dots, h;$$

имеем

$$S_h^2 = \frac{h}{RT} \sum_{k=1}^{R\tau^{-1}} \sum_{m=1}^{\tau h^{-1}} \sum_{j=1}^T \left(\xi_k \cos\left(2\pi \frac{t_j}{T}\right) + \zeta_k \sin\left(2\pi \frac{t_j}{T}\right) + \bar{\eta}_{kmj} \right)^2,$$

здесь

$$\bar{\eta}_{kmj} = h^{-1} \sum_{n=1}^h \eta_{ijn};$$

находим

$$S_h^2 = \frac{h}{R} \sum_{k=1}^{R\tau^{-1}} \sum_{m=1}^{\tau h^{-1}} (0,5(\xi_k^2 + \zeta_k^2) + h^{-1}D(\eta)).$$

Всюду в дальнейшем будем считать, что дисперсии

$$D(\xi) = D(\zeta) = \beta^{-1}D(\eta). \quad (5)$$

Итак,

$$S_h^2 = h^{-1}D(\xi)(h + \beta), \quad h < \tau. \quad (6)$$

При $h > \tau$, полагая $h = l\tau$, удобно представить

$$i = (k-1)h + (n-1)\tau + m,$$

границы изменения

$$k = 1, 2, \dots, Rh^{-1}, \quad n = 1, 2, \dots, l, \quad m = 1, 2, \dots, \tau;$$

имеем

$$S_h^2 = \frac{h}{RT} \sum_{k=1}^{Rh-1} \sum_{j=1}^T \left(\bar{\xi}_k \cos \left(2\pi \frac{t_j}{T} \right) + \bar{\zeta}_k \sin \left(2\pi \frac{t_j}{T} \right) + \bar{\eta}_{kj} \right)^2.$$

Здесь для всех средних можно записать аналогично

$$\bar{\xi}_k = h^{-1} \sum_{n=1}^l \sum_{m=1}^{\tau} \xi_i.$$

Дисперсии средних выражаются

$$D(\bar{\xi}_k) = l^{-1} D(\xi), \quad D(\bar{\zeta}_k) = l^{-1} D(\zeta), \quad D(\bar{\eta}_{kj}) = h^{-1} D(\eta).$$

Далее,

$$S_h^2 = \frac{h}{R} \sum_{k=1}^{Rh-1} (0,5(\bar{\xi}_k^2 + \bar{\zeta}_k^2) + h^{-1} D(\eta)),$$

$$S_h^2 = h^{-1} D(\xi)(\tau + \beta), \quad h > \tau. \quad (7)$$

Подставляя (6), (7) в (3), находим

$$f_S(h) = (h + \beta)(1 + \beta)^{-1}, \quad h < \tau; \quad (8)$$

$$f_S(h) = (\tau + \beta)(1 + \beta)^{-1}, \quad h > \tau.$$

Значок S здесь введен для отличия от функции $f(h)$, полученной далее несколько иначе.

Соотношения (8) обобщают аналогичные соотношения, полученные в [4] с учетом наличия в данных некоррелированной нормально распределенной случайной составляющей. Однако оценить величины β и τ одновременно из (8) нельзя. Получим выражение, которое совместно с (8) дает возможность разделить неизвестные β и τ .

Можно построить функцию $f(h)$ на основании дисперсий усредненных амплитуд C_h эпох:

$$f(h) = \frac{D(C_h)}{D(C_1)} h.$$

Представим данные некоторой i -й эпохи в виде

$$y_{ij} = b_i \cos \left(2\pi \frac{t_j}{T} \right) + a_i \sin \left(2\pi \frac{t_j}{T} \right), \quad C_i^2 = a_i^2 + b_i^2.$$

Для случая $h > \tau$

$$b_i = \frac{2}{T} \sum_{j=1}^T \left(\xi_i \cos \left(2\pi \frac{t_j}{T} \right) + \zeta_i \sin \left(2\pi \frac{t_j}{T} \right) + \eta_{ij} \right) \cos \left(2\pi \frac{t_j}{T} \right),$$

$$b_i = \xi_i + \frac{2}{T} \sum_{j=1}^T \eta_{ij} \cos \left(2\pi \frac{t_j}{T} \right).$$

Усредняя b_i по h значениям индекса i ,

$$\bar{b}_k = \bar{\xi}_k + \frac{2}{T} \sum_{j=1}^T \bar{\eta}_{kj} \cos \left(2\pi \frac{t_j}{T} \right),$$

здесь обозначения те же, что и при выводе (8). Для дисперсии \bar{b}_k

$$D(\bar{b}_k) = \frac{h}{R} \sum_{k=1}^{Rh-1} \left(\bar{\xi}_k + \frac{2}{T} \sum_{j=1}^T \bar{\eta}_{kj} \cos \left(2\pi \frac{t_j}{T} \right) \right)^2,$$

$$D(\bar{b}_k) = h^{-1} D(\xi) \left(\tau + \frac{2}{T} \beta \right), \quad h > \tau. \quad (9)$$

Для случая $h < \tau$ аналогично предыдущему

$$\bar{b}_{km} = \xi_k + \frac{2}{T} \sum_{j=1}^T \eta_{kmj} \cos \left(2\pi \frac{t_j}{T} \right),$$

$$D(\bar{b}_{km}) = \frac{h}{R} \sum_{k=1}^{R\tau^{-1}h-1} \sum_{m=1}^{\tau h-1} \left[\xi_k + \frac{2}{T} \sum_{j=1}^T \eta_{kmj} \cos \left(2\pi \frac{t_j}{T} \right) \right]^2,$$

$$D(\bar{b}_{km}) = h^{-1} D(\xi) \left(h + \frac{2}{T} \beta \right), \quad h < \tau. \quad (10)$$

Итак, для функции $f_b(h)$ имеем

$$f_b(h) = \left(h + \frac{2}{T} \beta \right) \left(1 + \frac{2}{T} \beta \right)^{-1}, \quad h < \tau, \quad (11)$$

$$f_b(h) = \left(\tau + \frac{2}{T} \beta \right) \left(1 + \frac{2}{T} \beta \right)^{-1}, \quad h > \tau.$$

Совместное решение (11) и (8) дает возможность определить величины τ и β , т. е. оценить вклады квазипериодического и случайного компонентов в данных.

Если обозначить

$$g_b(h) = f_b(h) - 1, \quad g_s(h) = f_s(h) - 1, \quad (12)$$

то

$$\beta = \frac{g_b(h) - g_s(h)}{g_s(h) - \frac{2}{T} g_b(h)}, \quad \tau = 1 + g_b(h) g_s(h) \frac{1 - 2/T}{g_s(h) - \frac{2}{T} g_b(h)}.$$

Оценка величин β и τ по данным [7] сильно затруднялась разрывным характером данных, неравными промежутками между наблюдениями и их произвольными началами и длительностями. Небрежный учет этих обстоятельств первоначально привел нас к большой величине $\tau \sim 4$. Однако после тщательного отбора эпох с равномерно заполненными фазовыми ячейками и примыкающих друг к другу асимптоты функций $f_s(h)$ и $f_{b,a}(h)$ оказались равными

$$f_s(h) = 1,1 \pm 0,1, \quad f_{b,a}(h) = 1,25 \pm 0,1.$$

Можно поэтому считать, что квазипериодическая составляющая в данных [7] отсутствует.

Оценка значимости результата в МНЭ обычно проводится в предположении, что данные случайные, независимые, нормально распределенные. Один из возможных критериев приведен в [4]. Обозначая

$$S_1^2 = (T-1)^{-1} (R-1)^{-1} \sum_{i=1}^R \sum_{j=1}^T (y_{ij} - \bar{y}_i - \bar{y}_j)^2,$$

$$\bar{y}_i = T^{-1} \sum_{j=1}^T y_{ij}, \quad \bar{y}_j = R^{-1} \sum_{i=1}^R y_{ij},$$

$$S_C^2 = (k-1)^{-1} \sum_{j=1}^k (C_j - \bar{C})^2, \quad C_j = kT^{-1}R^{-1} \sum_{i=1}^R y_{ij}, \quad \bar{C} = k^{-1} \sum_{j=1}^k C_j,$$

легко получить соотношение, приведенное в [4]. Здесь оно обобщено на случай числа фазовых ячеек $k \leq T$:

$$F_1 = \frac{T}{k} R \frac{S_C^2}{S_1^2} \sim F[(k-1), (R-1)(T-1)]. \quad (13)$$

Несколько другой критерий приведен у Бартельса [5]. Определяя случайную величину

$$F_2 = R^2 (\bar{a}^2 + \bar{b}^2) \left(\sum_{i=1}^R (a_i^2 + b_i^2) \right)^{-1}, \quad (14)$$

легко получить ее распределение

$$F_2 \sim F(2, 2R). \quad (15)$$

Оценка значимости результата была проведена по обоим критериям (13), (15). Случайные величины F_1 и F_2 по данным [7] оказываются порядка 6 и 15 соответственно. Это означает, что предположение о случайности результата отвергается на уровне значимости 10^{-17} и 10^{-7} соответственно.

В [4] показано, что если данные квазипериодичны, то случайные величины F_2 и F_1 надо поделить на величину τ . На модели (4), но без случайной составляющей η можно показать, что это справедливо лишь в отношении величины F_2 .

Найдем распределение для случайной величины F_1 , предполагая, что данные квазипериодичны. Имеем

$$y_{ij} = \xi_i \cos \left(2\pi \frac{t_j}{T} \right) + \zeta_i \sin \left(2\pi \frac{t_j}{T} \right).$$

Определим

$$S_C^2 = (k-1)^{-1} \sum_{l=1}^k \left\{ \frac{k}{RT} \sum_{n=1}^{R\tau-1} \sum_{i=(n-1)\tau+1}^{n\tau} \sum_{j=(l-1)\frac{T}{k}+1}^{lTk-1} y_{ij} \right\}^2,$$

здесь индекс j соответствует суммированию внутри фазовой ячейки, индекс i — суммированию внутри группы эпох с постоянными ξ и ζ , индекс l означает номер фазовой ячейки, индекс n — суммирование по независимым ξ и ζ . Имеем

$$S_C^2 = \frac{\tau^2}{R^2(k-1)} \sum_{l=1}^k \left\{ \cos \left(2\pi \frac{t_l}{T} \right) \sum_{n=1}^{R\tau-1} \xi_n + \sin \left(2\pi \frac{t_l}{T} \right) \sum_{n=1}^{R\tau-1} \zeta_n \right\}^2,$$

$$S_C^2 = 0,5 \frac{k}{k-1} (\bar{\xi}^2 + \bar{\zeta}^2).$$

Дисперсии средних $\bar{\xi}$ и $\bar{\zeta}$ равны

$$D(\bar{\xi}) = D(\bar{\zeta}) = \tau R^{-1} D(\xi).$$

Поскольку мы предполагаем, что ξ и ζ независимые и нормально распределенные, случайная величина S_C^2 имеет распределение

$$S_C^2 \sim \frac{k\tau}{2(k-1)R} D(\xi) \chi_{2k}^2. \quad (16)$$

Для величины S_1^2 можно записать

$$S_1^2 = (R-1)^{-1} (T-1)^{-1} \sum_{j=1}^T \sum_{n=1}^{R\tau-1} \sum_{i=(n-1)\tau+1}^{n\tau} y_{ij}^2,$$

аналогично предыдущему легко видеть

$$S_1^2 \sim \frac{T\tau}{2(T-1)(R-1)} D(\xi) \chi_{2R\tau-1}^2.$$

Определяя

$$F_1 = \frac{TR^2(k-1)}{(T-1)(R-1)k\tau} \frac{S_C^2}{S_1^2} \approx \frac{R}{\tau} \frac{S_C^2}{S_1^2}, \quad (17)$$

имеем распределение

$$F_1 \sim F(2, 2R\tau^{-1}). \quad (18)$$

В случаях квазипериодических колебаний для упомянутого выше критерия (14) аналогично предыдущему легко получить

$$F_2 = R^2\tau^{-1}(\bar{a}^2 + \bar{b}^2) \left[\sum_{i=1}^R (a_i^2 + b_i^2) \right]^{-1}, \quad (19)$$

и величина F_2 распределена как

$$F_2 \sim F(2, 2R\tau^{-1}). \quad (20)$$

Таким образом, в случае наличия в данных квазипериодичности критерий (13), выведенный в [4], должен быть уменьшен в τ раз, а распределение в правой части (13) должно быть заменено на распределение (18). Следовательно, критерий значимости становится еще более жестким, чем выведенный в [4].

Выше мы с помощью определения функций $f_{b,a}(h)$ и $f_S(h)$ показали, как можно оценить вклады квазипериодической и чисто случайной шумовой составляющей в данные. Были приведены также распределения в обоих крайних случаях. Покажем, что если предварительно усреднить строки матрицы так, чтобы было $h > \tau$, то критерий F_2 оказывается независимым от предположения о характере распределения данных. Речь идет, конечно, о рассмотренных здесь случайных величинах.

Применяя (9) при $h = R$, находим

$$D(\bar{b}) = D(\bar{a}) = R^{-1}D(\xi) \left(\tau + \frac{2}{T}\beta \right). \quad (21)$$

Усредним матрицу y по h строкам, с тем чтобы соседние строки стали независимыми; необходимо, чтобы было $h > \tau$. Пусть

$$\bar{b}_n = h^{-1} \sum_{i=h(n-1)+1}^{nh} b_i.$$

Дисперсия \bar{b}_n по (9) будет

$$D(\bar{b}_n) = h^{-1}D(\xi) \left(\tau + \frac{2}{T}\beta \right). \quad (22)$$

В матрице теперь Rh^{-1} строк, величины \bar{b}_n оказываются независимыми и нормально распределенными с дисперсией (22), следовательно, случайная величина F_2 (19), определяемая по этой усредненной матрице, распределена как

$$F_2 \sim F(2, 2Rh^{-1}). \quad (23)$$

Поэтому, усредняя матрицу данных по достаточно большому числу строк, можно не заботиться далее о возможном наличии квазистационарности в данных и применять критерий (23) при определении значимости пробного периода.

Критерий (23) был применен к солнечным данным [7]. Значения F_2 при $h = 1; 2; 3; 4$ соответственно равны 17; 15; 9,7; 9,4. Вероятность, что величина F_2 будет более или равна измеренной, оказалась $< 7 \cdot 10^{-6}$. Большие значения h не удается использовать, так как это будет соответствовать различным дням, и упорядоченную матрицу с полностью заполненными эпохами не удастся надежно построить.

Выводы

Критерий значимости результата обработки наблюдений по методу наложения эпох, предложенный в [4] и учитывающий наличие квазистационарности в данных, оказывается неточным. Степени свободы в распределении Фишера должны быть существенно уменьшены. Это приводит к еще более жестким требованиям к значимости результата.

Критерии значимости, имеющие распределение Фишера $F(m_1, m_2)$, при $m_1 = 2$ не зависят от наличия квазистационарности, если предварительно провести усреднение строк матрицы данных. Некоторая неопределенность, возникающая при выборе числа усредняемых эпох, может быть устранена на основании соотношений (8), (11).

Тщательное исследование большого массива солнечных данных [7] по методике, опубликованной в [4] и несколько усовершенствованной здесь, не показывает наличия квазипериодичности. Поэтому для определения значимости периода 160^m01 достаточно проверить лишь гипотезу о случайном и нормально распределенном характере данных. Эта гипотеза отвергается с уровнем значимости от 10^{-21} до 10^{-5} . Разброс в уровне значимости объясняется сложным, разрывным характером данных, различием применяемых критериев и различием выборок данных.

В заключение хочу выразить искреннюю благодарность А. Б. Северному за постановку задачи и поддержку работы.

Май 1983 г.

Литература

1. Абраменко В. И., Рачковский Д. Н. Аналогия метода наложения эпох и фурье-преобразования данных. Влияние наличия тренда на результаты обработки данных, неравномерно распределенных по времени.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 66, с. 71—77.
2. Jurkevich I. A method of computing periods of cyclic phenomena.— *Astrophys. Space Sci.*, 1974, vol. 13, p. 154—168.
3. Ambroz P. Statistical method of superposition of epochs.— *Bull. Astron. Czech.*, vol. 30, p. 114—122.
4. Forbush S. E., Pomerantz M. A., Duggal S. P., Tsao C. H. Statistical considerations in the analysis of solar oscillation data by the superposed epoch method.— *Solar Phys.*, 1983, vol. 82, p. 113—122.
5. Bartels J. *Terr. Magnetism and Atmospheric Electricity*, 1935, vol. 40, p. 1.
6. Chapman S., Bartels J. *Geomagnetism*: Oxford Univ. Press, 1940, vol. 11.
7. Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T. Observations of solar pulsations.— *Nature*, 1976, vol. 259, p. 87—89.

УДК 523.9/—1/—8

К ПРОБЛЕМЕ РАЗБАЛАНСА ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА: АНОМАЛЬНЫЙ ХАРАКТЕР МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В 1970—1981 ГГ.

В. А. Котов, Л. С. Левицкий

Проанализированы все опубликованные данные о магнитной асимметрии — перевесе (+)-или (-)-полярности — магнитного поля Солнца, дополненные сведениями о полярности межпланетного магнитного поля (ММП). Показано, что в подтверждение выводов, сделанных ранее Северным [2, 4], Вилкоксом [5] и Говардом [25], нарушение баланса полярностей является характерной чертой общего магнитного поля Солнца. Асимметрия, как правило, имеет заметную годовую периодичность и наблюдается как в полярных областях, так и на низких гелиоширотах. Обращается внимание на трудности в определении истинного распределения поля на полюсах. Сделан вывод, что магнитный разбаланс Солнца проявляется в аналогичном разбалансе полярностей ММП, который имеет место наряду с известным эффектом Розенберга—Колмена [10].

Обширные данные о полярности ММП за период 1926—1982 гг. исследуются методами построения спектров мощности и наложения эпох. Обнаружено, что годовая вариация знака преобладающей полярности ММП временами показывает существенный сдвиг по фазе относительно кривой изменения (в пределах $\pm 7^{\circ}, 25$) гелиошироты Земли. Предполагается, что это связано с нарушением баланса общего магнитного поля Солнца.

В отличие от интервала 1930—1969 гг., когда в каждом десятилетнем цикле солнечной активности в спектре ММП доминировала четкая годовая периодичность, интервал 1970—1981 гг. был аномальным: период один год находился на грани значимого, и вместо него в спектре мощности доминировали периодичности $\sim 0,8$ и $1,5$ г. Такая аномальность последнего солнечного цикла может быть следствием переменного во времени магнитного разбаланса Солнца.

ON THE PROBLEM OF MAGNETIC ASYMMETRY OF THE SUN: ANOMALOUS INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD IN 1970—1981, by V. A. Kotov, L. S. Levitsky. — On the basis of a detailed study of the published data on solar magnetic fields supplemented by the interplanetary magnetic field (IMF; polarity) data all evidences are presented which strongly indicate that the general magnetic field of the Sun is asymmetric as regards a temporal predominance of positive or negative polarity. This is in accordance with the conclusions made earlier by Severny [2, 4], Wilcox [5] and Howard [25]. The asymmetry as a rule shows a remarkable annual periodicity revealed by both polar and lower latitude fields. The difficulties in explaining the distribution of true field strength within the polar caps of the Sun are pointed out. It is suggested that the solar magnetic asymmetry might result sometimes in similar asymmetry of the IMF polarity, in parallel with the well-known Rosenberg—Coleman [10] effect.

The power spectrum analysis and superposed epoch method were applied to extended data on the daily AC-index of the IMF polarity 1926—1982. It is found that an annual variation of the IMF predominant polarity exhibits sometimes significant phase shift with respect to the change (within the limits $\pm 7^\circ.25$) of the Earth's heliolatitude during a year. It is supposed that this phase shift might be associated with the violation of a balance of the Sun's general magnetic field.

Contrary to the 1930—1969 time interval when in the IMF data the 1-year periodicity dominated the power spectra, calculated for each 10-year solar cycle, the last solar cycle, 1970—1981, was quite anomalous since the presence of the 1-year peak then was marginally significant; instead, the periods of about 0.8 and 1.5 year dominated the power spectrum. This anomaly of the 1970—1981 cycle is thought to be caused by the Sun's magnetic asymmetry variable in time.

В сложной проблеме переменности магнитного поля Солнца особый интерес представляет разбаланс (или так называемая асимметрия) магнитного потока, измеряемого на солнечной поверхности или в межпланетном пространстве. Явление разбаланса фотосферного поля, заключающееся в перевесе одной полярности над другой — в N- или S-полусферах или на всем видимом диске Солнца, — впервые было отмечено Северным [1, 2]. На основе тщательного анализа записей магнитного поля, сделанных в 1963—1966 гг. в полярных районах Солнца и на всем диске, им было установлено, что магнитный поток на обоих полюсах или на всей видимой полусфере меняет величину и знак в течение года, от сезона к сезону, испытывая также быстрые, порядка суток, флуктуации. Эти факты позволили А. Б. Северному поставить под сомнение реальность существования у Солнца «перманентной» магнитной оси и провести аналогию между Солнцем и магнитно-переменными звездами. Поразительны случаи преобладания (+)- или (-)-полярности одновременно на обоих полюсах Солнца, отмеченные Бэбкоками [3] и Северным [2]. В литературе неоднократно обсуждалась также уникальная ситуация, имевшая место в первой половине 1965 г., когда фотосферное поле Солнца и межпланетное магнитное поле имели в течение нескольких солнечных оборотов преобладающую полярность (+) (см., например, [4—6]).

Магнитная асимметрия Солнца не получила до сих пор удовлетворительного объяснения, но стимулировала интересную и плодотворную дискуссию о проблеме так называемого магнитного монополя Солнца [5, 7—9]. Заметим, однако, что за 15-летний период после выхода в свет работ [1, 2] мы почти не приблизились к пониманию проблемы в целом.

Для межпланетного магнитного поля (ММП), которое по существу является продолжением в околосолнечное пространство фотосферного поля и измеряется пока только вблизи плоскости эклиптики, также характерно частое явление разбаланса, проявляющееся в преобладании в среднем в

течение нескольких месяцев одной полярности над другой. Эту вариацию знака ММП, имеющую часто значительную составляющую с периодом один год, особенно в годы минимума солнечной активности, принято объяснять в рамках так называемой гелиоширотной гипотезы или эффекта Розенберга—Колмена (РК) [10]. А именно, в периоды времени с 07.12 по 07.06, когда гелиографическая широта Земли B_0 отрицательна, в знаке ММП преобладает полярность, соответствующая знаку поля S-полярной области Солнца, а в остальное время, т. е. с 07.06 по 07.12, — N-полярной области. Таким образом, единственной причиной годичного эффекта Розенберга—Колмена в общепринятой трактовке является изменение B_0 в пределах $\pm 7^\circ, 25$, приводящее к годичной модуляции знака преобладающей полярности ММП в околоземном пространстве. Отсюда также естественно должно следовать (см. [10]), что ММП вблизи орбиты Земли в определенном смысле может рассматриваться как продолжение дипольного магнитного поля фотосферы. Однако само существование такого поля у Солнца проблематично; поле на полюсах даже в годы минимума, когда должен быть максимальным эффект РК, может сильно отличаться от дипольного.

Наряду с изложенным выше обычным объяснением эффекта РК [10], носящим геометрический характер (годовое изменение гелиошироты B_0), вполне возможен другой подход к проблеме разбаланса полярностей ММП.

Будем исходить из предположения, высказанного раньше Северным [2] и Вилкоксом [5, 11], что в общем разбалансе знака ММП должен проявляться разбаланс самого магнитного поля в солнечной фотосфере. Напомним, что еще в 1966 г., задолго до детальных исследований ММП и эффекта РК, Северным [2], в частности, отмечалось, что «...перевес поля <ММП> одного знака указывает на продолжение эффекта нарушения баланса, наблюдаемого в фотосфере и хромосфере, в межпланетное пространство».

Явление истинного разбаланса солнечного магнитного поля, наблюдаемого с Земли наряду с чистым геометрическим эффектом, годовичным изменением гелиошироты Земли B_0 , должно время от времени приводить к усилению или нарушению эффекта РК. Разделение двух этих причин и уверенное выделение истинных вариаций ММП, не связанных с изменением B_0 , представляет несомненный интерес для теории солнечного магнетизма и солнечно-земной физики.

1. О статистической значимости эффекта гелиошироты Земли

Под напряженностью магнитного поля Солнца всюду, если не оговорено специально, имеется в виду напряженность продольного, вдоль луча зрения, магнитного поля в фотосфере. Соответствующие данные всеми цитируемыми авторами получены по линии Fe I $\lambda 5250$; эффект ослабления этой линии в магнитных элементах, а также влияние насыщения сигнала магнитографа при сильных полях (см. обсуждение этих вопросов в [12, 13]) при интерпретации измерений магнитного поля Солнца не учитывается.

Знаки (+) и (–) обозначают направление вектора магнитного поля от Солнца и к Солнцу соответственно. Под индексом преобладающей полярности ММП понимается величина

$$A(t) = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_- + n_0), \quad (4)$$

где t — время, соответствующее середине рассматриваемого массива данных о полярности ММП; n_+ , n_- , n_0 — число суток с полярностью (+), (–) и (0) соответственно.

Вывод о преобладании знака (–) ММП для интервалов времени, когда $B_0 > 0$, и знака (+), когда $B_0 < 0$, был сделан Розенбергом и Колменом [10] на основе ограниченного материала, полученного на американских космических станциях в 1962—1968 гг. Однако сами авторы с осторожностью отнеслись к интерпретации своего результата, отметив, что: 1) наличие дипольного компонента солнечного магнитного поля для гелиоширот $\varphi \lesssim 60^\circ$ не установлено надежно и 2) секторная структура ММП в ос-

новном определяется крупномасштабной структурой низкоширотного фото-сферного поля недипольного характера.

Статистическая значимость эффекта РК была подвергнута критике Вилкоксом [11], отметившим, в частности, что преобладание (+)-полярности ММП в первой половине 1965 г. было обусловлено, вероятно, не столько эффектом гелиошироты Земли, сколько явлением преобладания (+)-полярности среднего поля в фотосфере, которое тогда наблюдалось на всех широтах от -40° до $+40^\circ$. Необычная ситуация была у магнитного поля Солнца также во второй половине 1965 г., когда по данным двух обсерваторий, КАО АН (СССР) и Маунт-Вилсон (США), отрицательное поле доминировало в обеих полусферах Солнца, включая полярные шапки, а также в ММП. В [11] было предложено, по существу, альтернативное объяснение преобладания той или иной полярности ММП — явлением разбаланса среднего фотосферного поля Солнца, т. е. явлением, обнаруженным ранее А. Б. Северным [1, 2]. Д. Вилкокс обратил внимание на несоответствие между ходом преобладающей полярности ММП в 1968—1969 гг., предсказанным согласно эффекту РК, и фактическими измерениями ММП на космических аппаратах «Эксплорер-33, -35».

Однако в [14] на основе обширных данных Свалгаарда [15] о полярности ММП за период 1926—1974 гг. Д. Вилкокс и Ф. Шеррер пришли к выводу о реальности эффекта гелиошироты B_0 в знаке преобладающей полярности ММП, причем со сменой фазы этого эффекта на 180° после переполюсовок полярного поля Солнца. Эти переполюсовки происходили в среднем примерно каждые 10 лет в течение рассмотренного 45-летнего интервала.

Для коэффициента кросскорреляции между ходом индекса преимущественной полярности ММП $A(t)$, вычисленным для каждого 27-суточного интервала согласно (1), и тест-функцией, описывающей ход гелиошироты Земли B_0 с учетом изменения фазы эффекта РК каждые 10 лет, авторами [14] получено максимальное значение $r \approx 0,25$ при временном сдвиге (запаздывании) $\Delta = 2,67$ г. моментов перефазировки тест-функции по отношению к моментам максимума (солнечной активности).

Оценим статистическую достоверность полученного в [14] результата. При этом надо иметь в виду, что индивидуальные секторы ММП, равно как и секторы общего магнитного поля Солнца как звезды (ОМП) [16, 17], сохраняются, как правило, в течение нескольких оборотов Солнца; поэтому число n статистически независимых данных о знаке преобладающей полярности ММП за весь 45-летний интервал [14] следует принять равным 90. Тогда получаем, что гипотеза о некоррелированности индекса A ММП и годового хода B_0 с учетом перефазировки отвергается на уровне значимости $\sim 98\%$ (критическое значение $H = |r|(n-1)^{1/2} \approx 2,36$, см. [18]). Для сдвига $\Delta = 0$ коэффициент кросскорреляции $r \approx 0,17$, что соответствует уровню значимости $\sim 94\%$.

Подчеркнем, что полученная оценка статистической значимости относится не к гипотезе о годовом ходе B_0 как причине наблюдаемой годичной модуляции индекса A , а к гипотезе о синхронности в среднем двух функций, $A(t)$ и $\pm B_0(t)$ (знак «+» или «-» берется в зависимости от полярности поля на полюсах Солнца). Подробнее о значимости эффекта РК см. п. 5.

2. Полярное поле Солнца

Вернемся снова к ситуации, наблюдавшейся на Солнце вблизи минимума 1964 г. Для интервала август 1963 г. — март 1966 г. А. Б. Северным в [1, 2] приведены результаты 152 отдельных измерений средней напряженности магнитного поля H для N-полюса (для широт $\varphi \gtrsim 55^\circ$) и 146 измерений для S-полюса (для широт $\varphi \lesssim -55^\circ$). Отмечено, что эти значения имели тенденцию к переменности, причем в основном среднее магнитное поле было положительным в первой половине года и отрицательным — во второй.

По этим данным [1, 2] нами вычислены скользящие средние значения H по трем месяцам, результаты показаны отдельно для двух полюсов на рис. 1, а, б. Виден отчетливый годичный ход H для N-полюса и менее вы-

раженный синусоидальный ход для S-полюса. После исключения из упомянутых трехмесячных значений H общего среднего значения отдельно для N- и S-полюсов (последние равны $-0,95$ и $+0,37$ Гс соответственно) данные усреднены по обоим полярным шапкам. Полученный средний годовой ход показан на рис. 1, в, где видно четкое синусоидальное распределение точек с амплитудой $A_h = 0,36$ Гс (A_h — амплитуда синусоиды, проведенной через точки методом наименьших квадратов). Примечательно, что аналогичная волна для полюсов примерно в те же годы (1964—1966 гг.) наблюдалась в обсерватории Маунт-Вилсон, — см. рис. 1, г, показывающий результат нашей дополнительной обработки измерений Р. Говарда, приведенных в [6, 19]; синусоида с амплитудой $A_h = 0,33$ Гс находится в фазе с крымскими измерениями [1, 2]. Обе волны статистически значимы ($2A'/\sigma \approx 5$; здесь A' — «пиковая» амплитуда, σ — среднеквадратичная ошибка) и в пределах ошибок синфазны с годичным ходом гелиошироты Земли B_0 . Гармонические амплитуды также близки друг к другу: отношение A_h (Крым)/ A_h (М.-В.) $\approx 1,09$, что находится в согласии с калибровочным множителем 1,22 для двух обсерваторий, найденным в [17].

Напомним, что впервые годичный ход среднего полярного поля, синфазный с ходом B_0 , был обнаружен Бэбкоками [3] для минимума 1952—1954 гг.; для эпохи минимума 1976—1977 гг. кривая изменения полярного поля опубликована Свалгаардом и др. [20].

Общепринято, что естественной и единственной причиной годичного хода среднего полярного поля H (см., например, рис. 1, в, г) является изменение гелиошироты B_0 . Однако в контексте проблемы магнитной асимметрии Солнца этот вопрос заслуживает более детального рассмотрения.

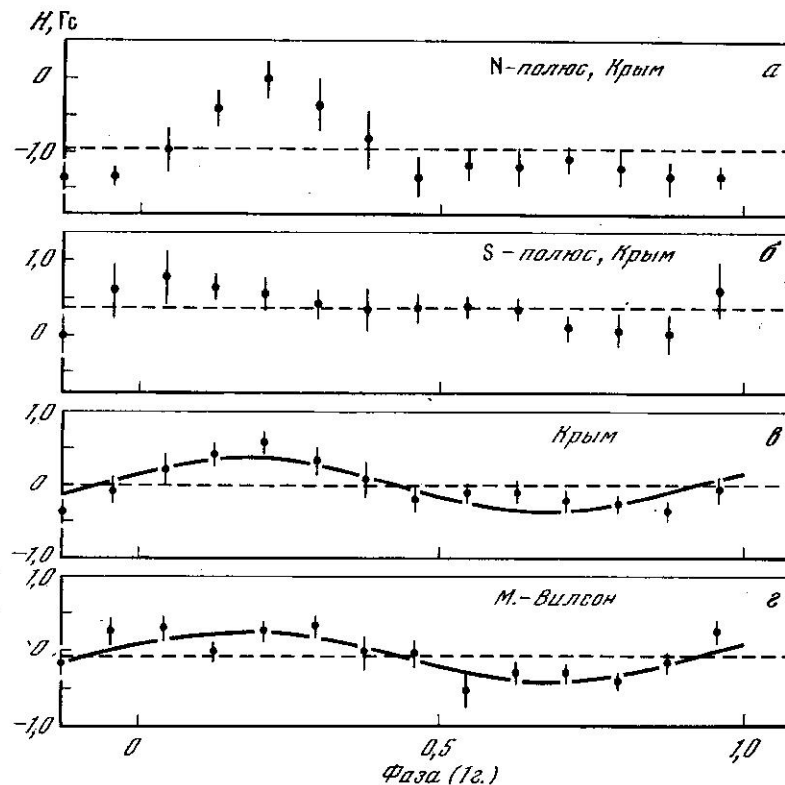
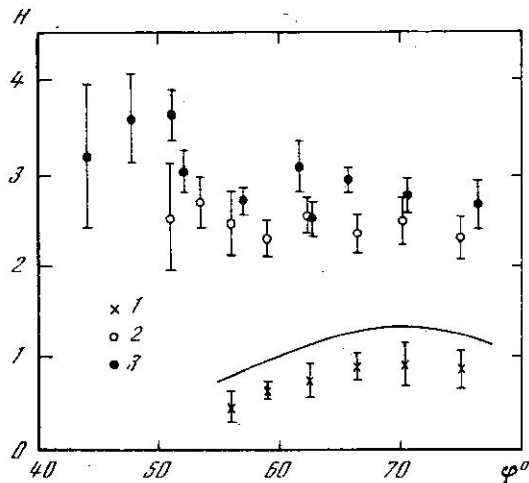


Рис. 1. Изменение в течение года продольного магнитного поля в областях N- (а) и S- (б) полюсов Солнца и на обоих полюсах в сумме (в) в 1963—1966 гг. согласно нашей обработке данных А. Б. Северного [1, 2]; изменение среднего полярного поля (г) в 1964—1966 гг., полученное на основе данных Говарда [19]

Вертикальными черточками указаны удвоенные ($\pm\sigma$) среднеквадратичные ошибки средних значений. Штриховые линии соответствуют средним за год значениям магнитного поля; синусоиды (в, г) проведены методом наименьших квадратов. Нулевая фаза соответствует моменту УТ 00^h00^m01.01 1963 г. (то же на последующих аналогичных рисунках)

Рис. 2. Ход продольного магнитного поля Солнца с широтой φ

1 — среднее поле в полярных шапках; 2, 3 — средние напряженности по абсолютной величине в магнитных элементах, определенные на основе данных [1] и [21] соответственно. Плавной кривой показан ход среднего магнитного поля согласно формуле (3). Вертикальные черточки — удвоенные ($\pm\sigma$) ошибки средних значений



Предположим, что магнитное поле в полярных шапках направлено радиально и имеет всюду неизменную напряженность H_0 . Вычислим, насколько будет изменяться средняя напряженность регистрируемого поля данной полярной шапки при изменении гелиошироты B_0 в пределах $\pm 7^\circ, 25'$, воспользовавшись уместными здесь приближенными оценками интересующих нас величин.

Напряженность продольного поля в данной точке полярной шапки ($55^\circ \leq |\varphi| < 90^\circ$, где φ — гелиографическая широта) в области центрального меридиана равна $H_{\parallel} = H_0 \cos(\varphi - B_0)$, и для измеренного среднего поля полярной шапки также вблизи центрального меридиана получаем

$$\bar{H}_{\parallel}(B_0) \approx \int_{55^\circ}^{90^\circ} H_{\parallel} \cos \varphi d\varphi / \int_{55^\circ}^{90^\circ} \cos \varphi d\varphi \approx H_0(0,39 \cos B_0 + 0,91 \sin B_0). \quad (2)$$

Отсюда находим отношение $\bar{H}_{\parallel}(7^\circ, 25') / \bar{H}_{\parallel}(-7^\circ, 25') \approx 1,8$.

На деле, однако, эффективная напряженность продольного поля полярных шапок в течение года изменялась согласно данным Северного [1, 2] и рис. 1, а, б более чем в 5 раз на N- и S-полюсах в 1963—1966 гг.

Вместе с тем для следующего минимума 1976—1977 гг. по данным [20] отношение средних экстремальных напряженностей поля полюсов оказалось близким к нашей оценке: $|H_{\max}| / |H_{\min}| \approx 2,1$. Но поскольку эти измерения делались для *видимой* широты $|\varphi'| > 79^\circ, 5'$, причем при неизменной в течение года нижней границе полярных зон, то наблюдавшаяся площадь полярных шапок не менялась в течение года. При однородном и радиально направленном поле измеренное среднее поле не должно было показывать никакой годичной вариации, и поэтому авторы [20] справедливо отметили, что полученное отношение $\sim 2,1$ должно характеризовать неоднородность распределения поля в полярных шапках.

Свалгаард и др. [20] на основе таких измерений, сделанных с грубым разрешением $\sim 175'' \times 175''$, получили следующее модельное распределение абсолютной напряженности полярного поля B_r (в Гс), которое по их расчетам оказывается практически радиальным:

$$B_r = 6,4 \cos^8(\pi/2 - \varphi). \quad (3)$$

Такое распределение предполагает сильную концентрацию магнитного поля к полюсам: $|H| = 6,4$ Гс на самом полюсе и $|H| \approx 1,3$ Гс для $\varphi = 55^\circ$. Конечно, такая концентрация, если она действительно имеет место, легко объясняет годичный ход среднего продольного поля полярных шапок.

Северным [1], однако, по наблюдениям 1964 г. установлено, что напряженности (+)- и (-)-полей в среднем практически «не показывают никакой зависимости от (гелио) широты». Этот же факт иллюстрируется рис. 2, где приведен ход с широтой средних *абсолютных* напряженностей продоль-

ного поля, определенный нами на основе усреднения данных [1, 21], полученных в КАО и обсерватории Маунт-Вилсон (значения Маунт-Вилсон умножались на коэффициент 1,2, чтобы привести их к крымской калибровке). Мы видим, что, в то время как средняя напряженность полярного поля [1] качественно согласуется с зависимостью (3), средняя абсолютная напряженность истинного поля в элементах (+) и (-)-полярности по абсолютной величине резко ей противоречит, не обнаруживая, как это и было найдено впервые А. Б. Северным [1], заметного хода с широтой. Следует отметить особо еще два важных обстоятельства, вытекающие из рис. 2:

а) данные двух обсерваторий, КАО и Маунт-Вилсон, хорошо согласуются друг с другом; см. также [1, 21];

б) средняя напряженность продольного поля магнитных элементов (обеих полярностей) в минимуме солнечной активности (с.а.) около 1964 г. [1] и в максимуме с.а. около 1968 г. [21] примерно совпадали и находились в пределах $\sim 2,3$ — $3,0$ Гс для широт $\sim 50^\circ$ до $\sim 77^\circ$. Последнее еще раз доказывает справедливость утверждения [4], что магнитная структура «спокойного» Солнца, т. е. вне активных областей, не показывает заметных изменений при переходе от центра диска Солнца к полюсам, существенно отличаясь от поля диполя. Заметим, что и средние напряженности продольного поля у полюсов, $\sim 2,6$ Гс (см. [1] и рис. 2), и вблизи экватора, $\sim 3,7$ Гс [1, 4], близки друг к другу; среднее значение напряженности поля в полярных шапках в 1964 г., найденное Северным [1] методом построения гистограмм, $\sim 3,9$ Гс, еще лучше совпадает с аналогичным значением для экватора.

Эти факты заставляют сомневаться в справедливости формулы (3) для полярного поля Солнца. Формула получена по станфордским наблюдениям с низким пространственным разрешением $175'' \times 175''$, тогда как наблюдения в КАО и обсерваториях Маунт-Вилсон и Китт-Пик, выполненные с высоким разрешением, $\sim 9'' \times 2,5''$, $5'' \times 5''$ и $2'' \times 2''$ соответственно [1, 4, 21], показали, что магнитное поле на полюсах весьма тонкоструктурно и состоит из элементов разной полярности, так что фактически магнитный разбаланс в полярных шапках, равно как и на всем диске Солнца, связан главным образом не с напряженностью магнитного поля, а с перевесом числа элементов одной полярности над числом элементов другой полярности и с размером этих элементов (см. Северный [1, 2, 4]), что никак не учитывается формулой (3).

Поэтому годичная вариация среднего магнитного поля полярных шапок, показанная, например, на рис. 1 (см. также [8, 20]), отражает в действительности не ход напряженности поля, обусловленный гипотетической концентрацией H к полюсам, например, в соответствии с формулой (3) [20], а, наиболее вероятно, явлением разбаланса магнитных потоков (+) и (-)-полярности, вместе, конечно, с эффектом переменной гелиошироты B_0 . Это делает проблему годичного изменения полярного поля по-прежнему открытой для дискуссии. Нам представляется, что одним только изменением широты B_0 полностью объяснить годичную вариацию трудно; в определенной мере это относится также к периодичности 1 г. у ОМП Солнца [8, 9] и, возможно, к природе эффекта РК в случае полярности ММП (см. п. 5). Во всех трех случаях мы имеем дело, по существу, не с измерениями напряженности магнитного поля, а с измерениями магнитного потока.

3. Некоторые особенности магнитного поля Солнца

Анализ наблюдательных данных, выполненный Северным [1, 2], убедительно доказывает, что магнитная асимметрия Солнца, проявляющаяся в различном временном поведении и различной статистике элементов (+) и (-)-полярности и приводящая к разбалансу магнитного потока, не может быть объяснена ни инструментальными причинами, ни простым изменением гелиографической широты Земли B_0 в течение года; см. также обсуждение этого вопроса, в связи с годичной вариацией ОМП Солнца как звезды, в [8, 9] и [5, 6]. Приведем еще несколько интересных фактов; на некоторые

из них ранее указывалось Бэбкоками [3] и Северным [1, 2]; факты свидетельствуют о важности проблемы магнитного разбаланса Солнца, в том числе его полярного поля; наиболее исчерпывающе многие вопросы изложены в обзорах Северного [4, 22], Стенфло [23] и в [2, 6, 19, 24].

1. Северным [1] отмечено, что в 1963—1965 гг. сезонный ход напряженности поля на полюсах был различным для элементов (+)- и (-)-полярности (см. также наш рис. 1, а, б); такая асимметрия не может быть приписана эффекту гелиошироты Земли B_0 .

2. Различие потоков (+)- и (-)-полярности на полюсах в 1963—1965 гг. было связано в основном не с измеряемой напряженностью поля в магнитных элементах, а с различием средних размеров областей, занятых (+)- и (-)-полями [1].

3. Для полярного поля Солнца характерны нерегулярные временные флуктуации со шкалой времени месяцы—годы, не коррелирующие с ходом гелиошироты B_0 [1, 2, 24]. Так, например, Бэбкоками [3] отмечен случай «беспрецедентного» исчезновения общего магнитного поля на S-полюсе в течение 13 сут, начиная с 29.07.1954 г., т. е. в *минимуме* с. а. Более того, по наблюдениям Бэбкока [24] в период максимума с. а., в 1956—1958 гг., магнитное поле обоих полюсов испытывало флуктуации в пределах $\sim \pm 1$ Гс; измеряемое поле не показывало при этом никакой связи с годичным ходом B_0 . Аналогичное поведение полярное поле имело и в период последующего максимума 1968—1970 гг.: хотя среднее поле на обоих полюсах изменялось в пределах ± 1 Гс [19], оно не показывало явной периодичности 1 год, как это характерно для минимума с. а.

4. В некоторые периоды времени высокоширотное магнитное поле Солнца подобно не диполю, а «монополю» [1, 2] с появлением полярности (+) или (-) одновременно на обоих полюсах. Такие события отмечены: а) Бэбкоком [24] для интервала $\sim 1957,4$ — $1958,9$ г., когда оба полюса имели (+)-полярность, б) Северным [2, 4] для нескольких месяцев в 1965 г.—оба полюса имели (-)-полярность, в) Говардом [6] для интервала $\sim 1969,7$ — $1971,7$ г., когда на обоих полюсах доминировала (-)-полярность.

Изложенные факты заставляют сомневаться в преобладающей роли эффекта B_0 (как единственной причины) в изменении измеряемого полярного поля Солнца. Поскольку разбаланс магнитных потоков в полярной области не компенсируется разбалансом — другого знака — у другого полюса, а также в экваториальной области [1, 2] и поскольку аналогичное явление характерно и для ОМП Солнца [8, 9], можно сделать заключение, что магнитный разбаланс, по-видимому, является важным свойством Солнца в целом (при наблюдении с Земли).

Говардом [6] было высказано мнение, что наблюдаемое преобладание у Солнца той или иной полярности может быть обусловлено: а) большим сжатием к плоскости эклиптики магнитных силовых линий одного знака по сравнению с силовыми линиями другого знака или б) влиянием так называемой сверхтонкой структуры магнитного поля (см. [12]) и соответствующим эффектом насыщения сигнала магнитографа, а также ослаблением линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ в магнитных элементах: оба эффекта могут быть в принципе различны для (+)- и (-)-полярностей. Однако оба предположения не снимают в целом проблему магнитной асимметрии Солнца, а несомненные факты аналогичного разбаланса ММП еще больше усугубляют вопрос о ее происхождении.

Предложенное Стиксом и Вииром [7] объяснение разбаланса полярностей эффектом инструментальной поляризации, имеющей сезонный ход, неудовлетворительно; этот эффект хотя и имеет место, может дать смещение нулевой линии магнитографа, на порядок меньшее, чем это наблюдается в действительности; кроме того, ход в течение года инструментального эффекта не совпадает по фазе с годичным ходом общего магнитного поля Солнца (см. [6, 8]).

Для интервала 1967—1973 гг. Говард [25] исследовал временные поведения магнитных потоков на Солнце отдельно для (+)- и (-) полярностей и нашел, что флуктуирующее магнитное поле часто подобно полю магнитного «монополя», причем наблюдаемый магнитный разбаланс не удается объ-

яснить какими-либо инструментальными причинами (см. также Северный [1, 2]). На рис. 1, 2 в [25] приведен ход магнитных потоков F_+ и F_- отдельно для (+) и (-)-полярностей соответственно и отдельно для нескольких широтных зон в N- и S-полусферах Солнца. Потоки вычислялись по формуле

$$F_{+,-} = \int |H_{+,-}| ds, \quad (4)$$

где $H_{+,-}$ — измеренное продольное поле в данном участке Солнца со знаком (+) или (-) при разрешении $17'' \times 17''$, интегрирование производится по всей данной широтной зоне.

В силу определения (4) магнитные потоки $F_{+,-}$ должны показывать годичную волну, вызванную эффектом проекции, — переменностью в пределах

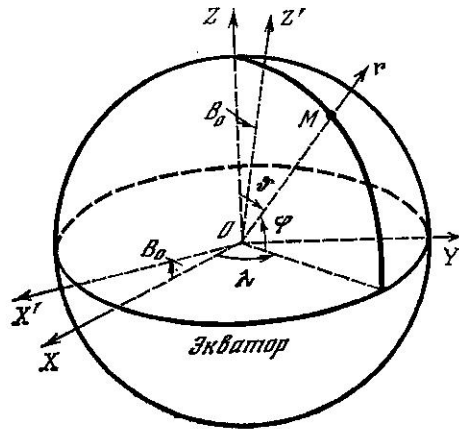


Рис. 3. К преобразованию сферической системы координат

из-за сезонного хода условий «видимости» различных широтных зон на Солнце. Для этого введем прямоугольную гелиографическую систему координат (x, y, z) с началом в центре Солнца (рис. 3), а также связанную с ней систему углов: λ — долгота и ϕ — полярный угол. Ось x направим к наблюдателю, плоскость x, y совпадает с плоскостью солнечного экватора. Тогда в произвольной точке M на сфере радиуса R_\odot имеем: широта $\phi = \pi/2 - \theta$, а элемент поверхности с единичным вектором \mathbf{r} , направленным по радиусу,

$$ds = r R_\odot^2 \cos \phi d\lambda d\phi. \quad (5)$$

Теперь рассмотрим новую систему координат (x', y', z') , повернутую относительно (x, y, z) на угол B_0 вокруг оси y . Проекция \mathbf{r} на ось x' равна

$$x' = \cos B_0 \cos \phi \cos \lambda + \sin B_0 \sin \phi, \quad (6)$$

а проекция ds на ось x' запишется в виде

$$ds_{x'} = (\cos B_0 \cos \lambda \cos^2 \phi + 1/2 \sin B_0 \sin 2\phi) d\lambda d\phi. \quad (7)$$

Окончательно получаем приближенное выражение для «видимой» площади данной широтной зоны $\phi_1 < \phi < \phi_2$, справедливое при достаточно малых, как у нас, углах B_0 и при $|\phi| \lesssim 80^\circ$:

$$\frac{S(\phi_2 - \phi_1, B_0)}{R_\odot^2} \approx \int_{\phi_1 - \pi/2}^{\phi_2} \int_{\phi_1}^{\pi/2} ds_{x'} d\lambda d\phi = \cos B_0 \left(\phi_2 - \phi_1 + \frac{\sin 2\phi_2 - \sin 2\phi_1}{2} \right) - \frac{\pi}{4} \sin^2 B_0 (\cos 2\phi_2 - \cos 2\phi_1), \quad (8)$$

и для отношения «измеряемой» (в картинной плоскости) площади при угле B_0 к площади при $B_0 = 0$ имеем

$$\frac{S(\phi_2 - \phi_1, B_0)}{S(\phi_2 - \phi_1, 0)} = \cos B_0 - \frac{\pi}{2} \sin B_0 \frac{\cos 2\phi_2 - \cos 2\phi_1}{2(\phi_2 - \phi_1) + \sin 2\phi_2 - \sin 2\phi_1}. \quad (9)$$

$\pm 7^\circ, 25$ угла наклона оси вращения Солнца к лучу зрения, причем эффект должен быть наиболее сильным для больших широт $|\phi|$, особенно вблизи полюсов. Такой годичный эффект имеет место в действительности, см. графики [25] для широт $|\phi| \gtrsim 61^\circ$.

Вместе с тем автор [25] отмечает случаи сильных флуктуаций потоков, которые охватывали практически все Солнце. Многие из «всплесков» $F_{+,-}$ наблюдались на широтах $|\phi| \lesssim 50^\circ$, где влияние широты Земли B_0 мало. Для широт $|\phi| \gtrsim 60^\circ$ влияние изменения B_0 столь существенно, что потоки $F_{+,-}$ показывают четкую годичную периодичность.

Оценим количественно амплитуду ожидаемой годичной модуляции $F_{+,-}$

Значения этого отношения для разных широтных зон [25], вычисленные при $B_0 = \pm 7^\circ, 25$, приведены в табл. 1 (функция потемнения диска к краю здесь не принимается в расчет,

Таблица 1

B.	Широтная зона							
	S 70-61°	S 60-51°	S 50-41°	$ \varphi \leq 40^\circ$	$\varphi \leq 40^\circ$	N 41-50°	N 51-60°	N 61-70°
7,°25	0,56	0,71	0,79	0,92	1,06	1,49	1,28	1,42
-7,°25	1,42	1,28	1,19	1,06	0,92	0,79	0,71	0,56
$\delta, \%$	43	29	20	7	7	20	29	43

поскольку при измерениях магнитного поля сигнал магнитографа компенсируется за изменения яркости спектра); в последней строке даны относительные изменения площади δ . Мы видим, что эффект проекции увеличивается, естественно, с ростом $|\varphi|$, приводя к 43%-ной модуляции потоков $F_{+,-}$ для высокоширотных зон и к модуляции $\sim 20-29\%$ для умеренных зон N, S 41-60°. На деле, однако, изменение потоков для последних зон согласно [25] достигает часто величины $\sim 100\%$, т. е. в 3-5 раз больше, чем дает простой эффект проекции. При этом многие флуктуации измеренных потоков $F_{+,-}$ присутствуют одновременно на всех геоширотах, включая и низкоширотные зоны, и полярные шапки; для $|\varphi| \geq 41^\circ$ изменения $F_{+,-}$ имеют тенденцию повторяться с периодом около 1 года с амплитудами, заметно превышающими расчетные значения δ в табл. 1.

Нами на основе данных [25] был вычислен средний ход в течение года результирующего магнитного потока $F = F_+ - F_-$ для двух широтных зон N, S 61-70° вместе; согласно (9) величина $F \sim \cos B_0$ и изменяется из-за эффекта проекции не более чем на 1%. Значения $F_{+,-}$ брались с графиков [25] отдельно для каждого месяца, затем вычислялось скользящее среднее за каждые три месяца. Результат показан на рис. 4, а где видна синусоидальная кривая изменения F с амплитудой $A_h \approx 1,2 \cdot 10^{20}$ Мкс и достаточно высокой статистической значимостью волны: $2A'/\sigma \approx 3,6$. Такой ход суммарного потока для двух приполярных областей указывает на возможное изменение магнитного поля Солнца в течение года, не связанное с изменением B_0 . Примечательно, что кривая изменения магнитного потока высокоширотных зон N, S 61-70° хорошо совпадает по фазе с кривой изменения ОМП, построенной нами по всем имеющимся данным КАО, Маунт-Вилсон и Станфорда за 1968-1982 гг. (см. рис. 4, б). Амплитуда изменения напряженности среднего поля указанных зон N, S 61-70° также близка к амплитуде годичной вариации полярного поля ($\sim 0,3$ Гс, см. п. 2) и амплитуде ОМП ($\sim 0,1$ Гс, см. рис. 4, б); при амплитуде изменения магнитного потока F (рис. 4, а) $A_h(F) \approx 1,2 \times 10^{20}$ Мкс и суммарной площади двух рассматриваемых зон, равных согласно (8) $S \approx 5,3 \cdot 10^{20}$ см², имеем $A_h(H) = A_h(F)/S \approx 0,2$ Гс.

Фаза максимума волны на рис. 4, а ($\sim 0,84$) существенно отличается от фазы максимума B_0 (0,685), так что их разность $\sim 0,155$ (т. е. около двух месяцев по времени) более чем на порядок превосходит стандартную ошибку $\sim 0,01$ в определении фазы максимума синусоиды (о вычислении этих ошибок см. п. 6). Для кривой ОМП (рис. 4, б) сдвиг максимума по отношению к ходу B_0 составляет $0,90 - 0,685 = 0,215$ при стандартной ошибке $\sim 0,033$.

Продолжительный ряд измерений среднего поля в полярных шапках опубликован Говардом [19]. Этот ряд охватывает девять лет, с 1960 по 1968 г., и представляет собой усредненные за 10 дней значения поля отдельно для N- и S-полюсов. Нами была сделана свертка этих данных с периодом один год, результат показан на рис. 5, где видим отчетливую годичную волну для N- и S-полюсов и суммарного поля двух полярных областей; средние за весь временной интервал значения поля равны $-0,53$ и $+0,31$ Гс для N- и S-полюса соответственно. Гармонические амплитуды годичной вариации

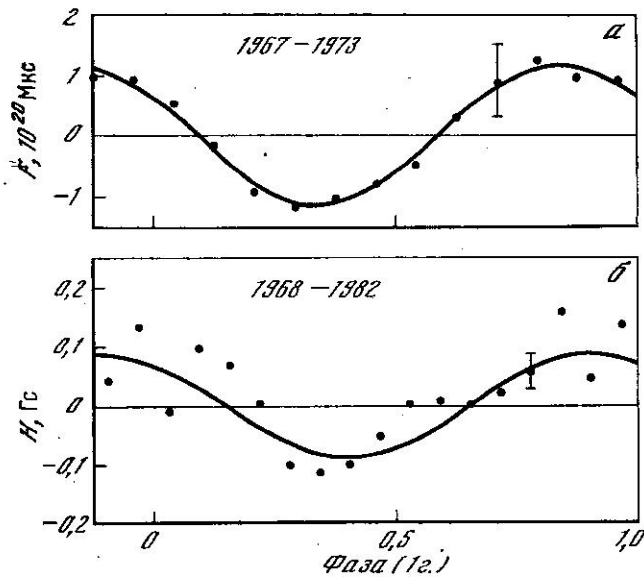


Рис. 4. Годичный ход суммарного магнитного потока F для двух широтных зон N, S $61-70^\circ$, полученный нами для интервала 1967—1973 гг. на основе данных Говарда [25] (а), и общего магнитного поля Солнца как звезды, 1968—1982 гг. (число измерений 6027) (б)

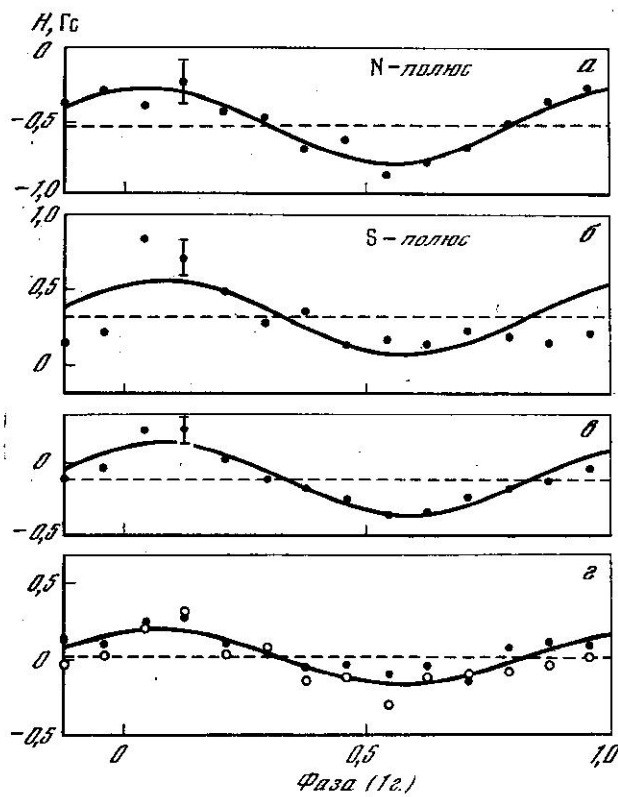


Рис. 5. Изменение в течение года среднего (продольного) магнитного поля N - (а), S - (б) полюсов и обоих полюсов (в) в сумме соответственно (результат получен на основе данных [19] для интервала 1960—1968 гг.) и ход среднего магнитного поля всего Солнца (г), полученный в [7] для интервала 1959—1973 гг. (точки) и 1967—1973 гг. (кружки)

$\sim 0,26$ Гс (N -полюс) и $\sim 0,27$ Гс (S -полюс) и $\sim 0,25$ Гс для двух полюсов в среднем — значения, близкие к приведенным выше. Между годичным ходом $-B_0$ и наблюдаемым изменением среднего полярного поля на рис. 5, в имеется разность фаз $\sim 0,11$ ($\pm 0,02$), которая выходит за рамки ошибок (см. п. 5). Важным обстоятельством является также присутствие аналогичной волны почти с той же фазой максимума для среднего поля всего Солнца, полученной в [7] для интервалов 1959—1973 гг. и 1967—1973 гг. на основе магнитограмм обсерватории Маунт-Вилсон, по которым вычислялись коэффициенты Лежандра g_0^0 (рис. 5, г). Поскольку для среднего поля низких широт

($|\varphi| \leq 40^\circ$) изменение B_0 в течение года не играет существенной роли (см. [8], а также табл. 1) и поскольку именно эти широты согласно [25] определяют 95% полного магнитного потока на Солнце, то годичное изменение B_0 как причина наблюдаемой годичной вариации (рис. 5) может быть поставлено под сомнение. Вероятно, в случае полярного поля играют роль обе причины — изменение гелиошироты Земли B_0 и изменение самого поля на полюсах при наблюдении с Земли, обращающейся вокруг Солнца [9], — как следствие магнитного разбаланса Солнца и спорадических флуктуаций его магнитного поля.

4. Магнитное поле в приэкваториальной области Солнца

Перейдем к более подробному изучению разбаланса магнитных потоков для центральной (приэкваториальной) области Солнца. Если для высокоширотных ($|\varphi| \geq 50^\circ$) зон заметный вклад в сезонное изменение магнитного потока может вносить эффект проекции (см. п. 3), то для экваториальной области этот эффект должен быть практически равен нулю. Поэтому существование регулярной годовой вариации солнечного магнитного поля (СМП) в области экватора создало бы еще большие трудности для простой геометрической интерпретации этого явления.

Данные о СМП взяты нами из Атласа солнечных магнитных полей [26] по данным наблюдений в обсерватории Маунт-Вилсон с августа 1959 г. по июль 1966 г. В Атласе приведены синоптические карты крупномасштабных магнитных полей Солнца в области гелиоширот $\pm 40^\circ$ (реже — для области $\pm 60^\circ$, иногда почти до полюсов), построенные по измерениям полей, как правило, вблизи центрального меридиана (ц. м.) с угловым разрешением $23'' \times 23''$. На картах проведены также шесть изолиний, соответствующих значениям напряженности поля от 4–6 до 80 Гс.

Для нашей задачи анализ синоптических карт проводился следующим образом. Каждая карта (соответствующая одному солнечному обороту) делилась на части по $13,2$ кэррингтоновской долготы, соответствующие календарным датам, в течение которых этот долготный интервал виден с Земли на ц. м. Солнца. В каждом таком долготном отрезке и в ограниченной (выбранной нами) области гелиоширот определялась преимущественная полярность магнитного поля (по площади, без учета величин напряженности поля): если площадь, соответствующая (+)-полярности (или (-)-полярности), преобладала, то преимущественной полярности приписывалось значение +1 (или -1); если же площади, соответствующие разным полярностям, были приблизительно равны (с точностью $\pm 10\%$), то ставился 0.

В результате такой обработки синоптических карт мы определили знак доминирующей полярности магнитного поля на ц. м. Солнца (внутри выбранных гелиоширотных зон) на каждый день рассматриваемого семилетнего периода (пропуски в наблюдениях составляют $\sim 20\%$ для зоны $\pm 40^\circ$ и 60% для более высоких гелиоширот). Полученный временной ряд был взят для изучения годовой вариации знака преобладающей полярности СМП в областях гелиоширот от -40° до $+40^\circ$, от -20° до $+20^\circ$ и от -10° до $+10^\circ$.

Дальнейшая процедура состояла в следующем: весь год (начиная с 1 января) делился на 13 равных интервалов (по 28 сут, что близко соответствует одному синодическому обороту Солнца), для каждого из которых вычислялось значение доминирующей полярности $A = (n_+ - n_-)/28$, где n_+ — число дней с положительной, n_- — число дней с отрицательной полярностью СМП. Эти значения затем усреднялись за семь лет, и получалась результирующая годовая волна.

Вариации знака преобладающей полярности СМП в течение года для гелиоширотных зон различной ширины ($\pm 40^\circ$ и $\pm 10^\circ$) показаны на рис. 6, а, б. Несмотря на имеющийся разброс точек, отчетливо видна годовая волна, которая очень хорошо следует ходу гелиошироты Земли. Статистическая значимость $(2A)/\sigma$, где A — средняя амплитуда годовой волны, вычисленная по шести экстремальным точкам, три из которых лежат выше средней прямой, а три — ниже, σ — среднеквадратичная ошибка среднего) этих результа-

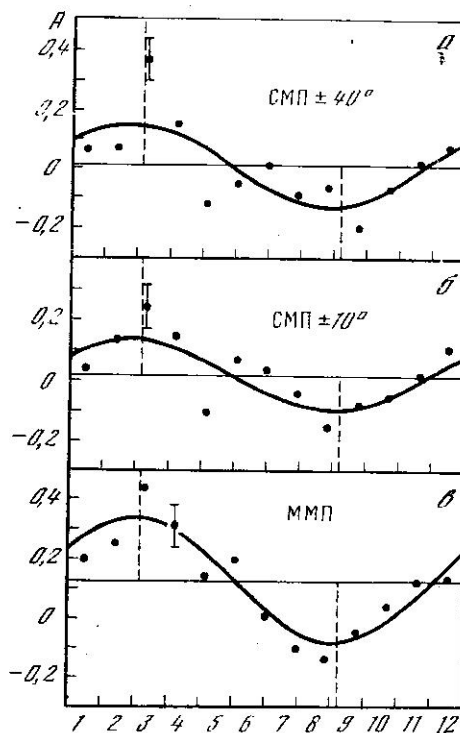


Рис. 6. Изменение в течение года преимущественной полярности (A) магнитного поля Солнца в интервале 1959—1966 гг. в широтных зонах $-40^\circ \leq \varphi \leq +40^\circ$ (а) и $-10^\circ \leq \varphi \leq +10^\circ$ (б) и полярности ММП (в)

Горизонтальные линии соответствуют среднегодовому значению A , вертикальные штриховые прямые — экстремумам ($\pm 7^\circ$, 25) гелиошироты Земли B_0 . Числа внизу — номера месяцев

тов достаточно высока: $\sim 4,6$ и $3,7$; гармонические амплитуды равны $0,14$ и $0,12$ для зон $\pm 40^\circ$ и $\pm 10^\circ$ соответственно.

На рис. 6, в приведен усредненный за такой же интервал времени эффект РК для ММП. Амплитуда волны $A_h \approx 0,21$ и $2A''/\sigma \approx 6$.

Отметим удивительно хорошее совпадение фазы максимума всех трех кривых: $\sim 0,153 (\pm 0,05)$; $0,163 (\pm 0,04)$ и $0,169 (\pm 0,02)$ соответственно, что в пределах ошибок совпадает с фазой максимума B_0 ($0,185$).

Дополнительный анализ показал, что примерно такие же совпадающие по фазе с кривыми на рис. 6 годовые колебания знака преобладающей полярности СМП наблюдаются и для узких гелиоширотных зон в северном и южном полушариях Солнца в отдельности ($N, S 0-20^\circ, 20-40^\circ, 40-60^\circ$).

5. Аномальное межпланетное магнитное поле 1970—1981 гг.

Наш анализ разбаланса ММП основан на данных о знаке ММП, полученных Свалгаардом [15] для интервала 1926—1971 гг. по наблюдениям суточных вариаций высокоширотного геомагнитного поля, с добавлением данных Мансурова и др. [27] и более новых данных, полученных в ИЗМИРАНе в последующие годы, а также данных, публикуемых в Solar Geophysical Data.

Временной ряд полярности ММП состоял из последовательности цифр $+1, -1, 0$, соответствующих суткам с преимущественной полярностью ($+$), ($-$) или с неопределенной (смешанной) полярностью. Он охватывал интервал времени с 01.02 1926 г. по 31.10 1982 г.; полное число суток с определенным значением знака ММП ($+1, -1, 0$) равнялось 20658, число пропусков 69, т. е. около 0,3% полной длительности ряда. Массив был подвергнут спектральному анализу методом, изложенным в [28, 29]. А именно, для каждой частоты в заданном диапазоне частот (периодов) методом наложения эпох ЭВМ ЕС-1033 находят среднюю кривую изменения исследуемого параметра (у нас знака ММП). В каждом из 16 фазовых интервалов вычисляются среднее значение параметра A (см. формулу (1)) и соответствующая среднеквадратичная ошибка σ' , а также среднее значение σ из 16 отдельных значений σ' . Полученная средняя кривая аппроксимируется затем методом наименьших квадратов косинусоидой, определяется амплитуда последней (A_h) и фаза ее максимума относительно нулевой фазы, которая всюду у нас соответствует моменту 00^h00^m UT 01.01 1926 г.

Применяемый метод построения спектра мощности подобен обычному фурье-преобразованию (см. [30]) и дает результаты, сходные с результатами других методов.

Как говорилось в п. 1, Вилкоккс и Шеррер [14], применив кросскорреляционный анализ, нашли для интервала 1926—1971 гг., что изменение на 180° фазы годичной вариации знака ММП происходило в среднем с задержкой на

2,67 г. после максимума с. а. Однако обратим внимание на эпохи максимумов и минимумов с. а., перечисленные в табл. 2 (здесь за моменты переполюсовок приняты средние моменты между эпохами смены полярного поля на N- и S-полюсах по данным [3, 6]). Находим, что в интервале 1926—1971 гг. в среднем рост активности занимал время $\overline{\Delta t_1} \approx (3,65 \pm 0,17)$ г., а спад — $\overline{\Delta t_2} \approx (6,43 \pm 0,34)$ г.; разность $\overline{\Delta t_2} - \overline{\Delta t_1} \approx (2,8 \pm 0,5)$ г. практически совпадает с задержкой перефазировки эффекта РК [14]. Поэтому наряду с выводом [14] о «задержке» справедливо альтернативное, или, скорее, дополнительное, предположение, что в среднем за несколько 10-летних циклов величина эффекта РК максимальна в эпоху минимума и постепенно уменьшается с ростом активности.

Таблица 2

Максимум	Минимум	Переполюсовка	Δt_1 , г	Δt_2 , г	Максимум	Минимум	Переполюсовка	Δt_1 , г	Δt_2 , г
1928,4	1933,8	—		5,4	1957,9	1964,6	1958,2	3,6	6,7
1937,4	1944,2	—	3,6	6,8	1968,7	1976,5	1970,7	4,1	7,8
1947,5	1954,3	—	3,3	6,8	1980,0	?	?	3,5	
					Среднее			$3,6 \pm 0,1$	$6,7 \pm 0,4$

В соответствии с этим из всего 57-летнего массива данных о полярности ММП были выделены пять отрезков, соответствующих интервалам времени между двумя последовательными переполюсовками полярного поля Солнца; начало каждого отрезка (длительностью около 10 лет, см. табл. 3) сдвинуто по отношению к эпохе соответствующего максимума с. а. примерно на 1,4 г., а центр практически совпадает (в пределах $\pm 0,7$ г.) с минимумом с. а.

Исходя из природы эффекта РК следует ожидать, что в спектре мощности каждого такого 10-летнего массива для периодов, превышающих периоды солнечного вращения, т. е. для периодов $P > 40^d$, будет присутствовать доминирующий и значимый статистически пик ~ 1 г. и что годичный ход знака ММП, построенный отдельно для каждого массива, покажет синусоидальную волну, которая в пределах ошибок должна быть синфазна (или асинфазна) с ходом гелиошироты B_0 . Как увидим, ни одно из этих предположений не выполняется.

Спектры мощности ММП, построенные для указанных выше первых четырех массивов данных в диапазоне частот $0,25^{-1} - 3,0^{-1}$ (г.⁻¹), показаны рис. 7, а — г. Видно, что для всех четырех спектров, 1930—1969 гг., доминирует годичная периодичность с примерно одинаковой амплитудой $A_h \approx 0,17$ (подробнее см. табл. 3, 4). Доминирование над уровнем шумов, имеющих амплитуду $(A_h)_{\text{шум}} \lesssim 0,05$, столь сильное, что не остается никакого сомнения в статистической достоверности факта годичной модуляции знака преобладающей полярности ММП, т. е. так называемого эффекта РК.

На рис. 8 приведен средний спектр мощности знака ММП для интервала 1930—1969 гг., рассчитанный следующим образом. Каждый индивидуальный спектр из четырех, показанных на рис. 7, нормировался, т. е. делился на среднеквадратичное значение мощности данного спектра, затем четыре нормированных спектра были усреднены. Максимальный пик мощности на рис. 8 соответствует периоду $P = (0,99 \pm 0,04)$ г.

Существенно иным оказался вид спектра для последнего интервала 1970—1981 гг. (рис. 9), где вместо годичной модуляции доминирует период $P = (1,5 \pm 0,1)$ г. с амплитудой $A_h \approx 0,10$; ошибки в определении периодов всюду соответствуют ширине пика мощности на уровне $0,7 (A_h^2)_{\text{max}}$. Пик мощности ~ 1 г. мало значим и почти неотличим от шумов, поскольку его амплитуда $A_h \approx 0,06$ сравнима с уровнем шумов в спектрах 1930—1969 гг., см. рис. 7, а — г. (Подобный вид спектра сохраняется и в том случае, если взять несколько отличающийся массив данных: для 1971—1979 гг. в спектре

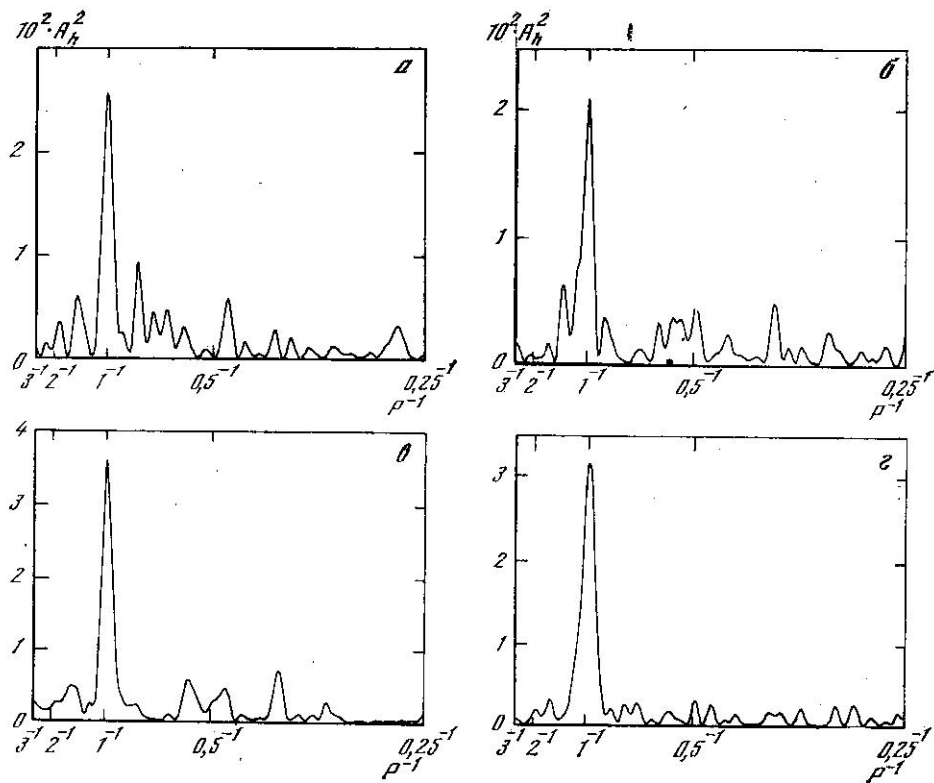


Рис. 7. Спектр мощности (квадрат амплитуды в зависимости от частоты P^{-1} , где P измеряется в годах) знака ММП для интервалов 1930—1938 гг. (а), 1939—1948 (б), 1949—1958 (в) и 1959—1969 гг. (г)

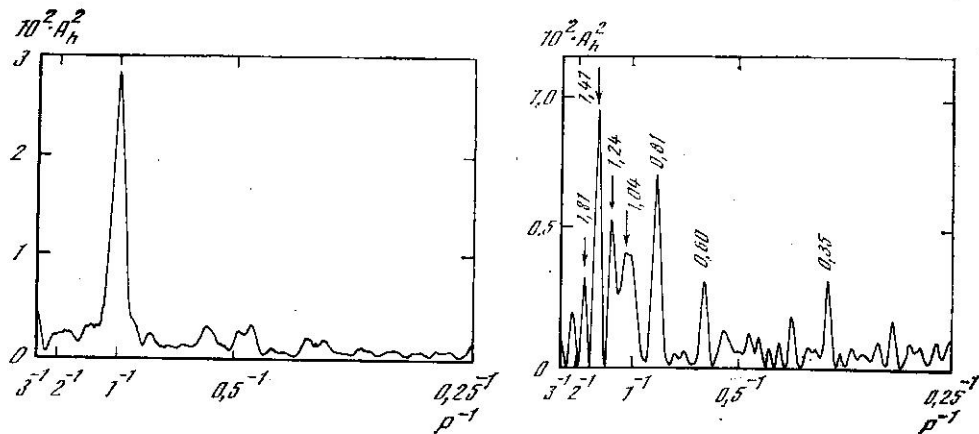


Рис. 8. Средний спектр мощности знака ММП для интервала 1930—1969 гг., полученный нормированием и усреднением четырех спектров на рис. 7

Рис. 9. Спектр мощности преобладающей полярности ММП для интервала 1970—1981 гг. Числами и стрелками указаны периоды (в годах) наиболее сильных пиков

доминируют три пика примерно одинаковой амплитуды $A_h \approx 0,11$, отвечающие периодам 1,48; 1,02 и 0,80 г.)

Различие спектров, приведенных на рис. 8 и 9, вряд ли может быть объяснено какими-либо земными причинами (напомним, что в основном информация о знаке ММП получена по геомагнитным данным), например тем обстоятельством, что в различные интервалы времени данные получены по различному числу высокоширотных геомагнитных станций северного и (или) южного полушария, т. е. качеством геомагнитных данных; см. обсуждение это-

го вопроса в [28, 31]. Статистическая обеспеченность каждого массива данных (табл. 3) примерно одинакова: число суток с определенной полярностью ММП в каждом из пяти массивов отличается не более чем на 15% от среднего значения $N \approx 3793$. Учитывая, что знак ММП, определяемый по геомагнитным данным, хорошо согласуется с непосредственными измерениями ММП в межпланетном пространстве (вблизи Земли), а также с секторной структурой ОМП Солнца, на основе рис. 8 и 9 делаем вывод, что в интервале 1970—1981 гг. в среднем эффект РК был весьма слабо выражен; как следствие этого вместо периодичности ~ 1 г. в спектре мощности знака ММП преобладали другие вариации, не связанные с эффектом гелиошироты B_0 , по амплитуде даже превосходящие годовую вариацию: $P \approx 1,47; 1,24 (\pm 0,05)$ г. и $0,81 (\pm 0,02)$ г.

Таблица 3

№ п/п	Интервал	N	$2A_h/\sigma$	A_h	F	φ
I	1930—1938	3287	5,1 (4,6)	0,16 (0,16)	11,0	$>0,99$
II	1939—1948	3653	4,8 (4,5)	0,15 (0,15)	3,9	0,98
III	1949—1958	3652	7,2 (6,4)	0,20 (0,19)	15,0	0,99
IV	1959—1969	4018	6,5 (5,9)	0,18 (0,18)	16,2	0,99
V	1970—1981	4353	3,2 (2,2)	0,08 (0,06)	3,5	0,97

6. Анализ методом наложения эпох

Данные о знаке ММП были свернуты с периодом один год отдельно для пяти указанных выше массивов, результаты показаны на рис. 10 и в табл. 3 и 4. Нулевая фаза всюду соответствует моменту 00^h00^m UT 01.01 каждого года. Усреднение производилось дважды — при разбиении периода (1 г.) на 16 и 13 фазовых интервалов, что соответствовало временным интервалам усреднения около 23^d и 28^d . Оказалось, что в ряде случаев (см. подробнее в табл. 4) положение максимума результирующей кривой существенно зависит от принятого интервала усреднения (чего, однако, нельзя сказать об определении гармонической амплитуды A_h), поэтому в качестве наиболее достоверного результата на рис. 10 мы приводим кривые для 28-суточного усреднения (13 фазовых интервалов), поскольку 28^d -интервал близок к периоду синодического вращения Солнца.

Для первых четырех интервалов (1930—1969 гг.) видим более или менее синусоидальное распределение точек со значительной (в среднем $A_h \approx 0,17$) амплитудой и достаточно высоким критерием статистической значимости $2A_h/\sigma$ (см. табл. 3, где дается номер цикла (I—V), число данных о знаке ММП (N), а также число Фишера F и надежность φ аппроксимации синусоидой (см. ниже); в скобках приведены значения при разбиении периода на 16 фазовых интервалов). Как следует из рис. 10 и табл. 3, для последнего цикла 1970—1981 гг. годовая волна имеет низкую статистическую значимость: $2A_h/\sigma \approx 3,2$ (или 2,2).

Наиболее интересно поведение фазы максимума ψ , определяемой с помощью косинусоиды, проведенной через точки методом наименьших квадратов: хорошее совпадение фазы ψ с фазой ψ_0 , соответствующей гелиоширотному эффекту (экстремумы годового хода B_0 соответствуют примерно 8 марта и 7 сентября, т. е. фазам $\psi_0 = 0,185$ и $0,685$ на рис. 10), имеет место для четырех интервалов: I, III, IV и V (см. табл. 4); для интервала II расхождение с положением фазы ψ_0 столь значительно, что само по себе делает гелиоширотную гипотезу для данного интервала несостоятельной. Однако проведем анализ фаз более детально.

Прежде всего определим, насколько статистически оправдано представление годового хода индекса A на рис. 10 гармонической кривой, применив F-критерий Фишера [18]. С этой целью для каждой из пяти кривых на рис. 10 были вычислены суммы квадратов отклонений 13 точек от соответ-

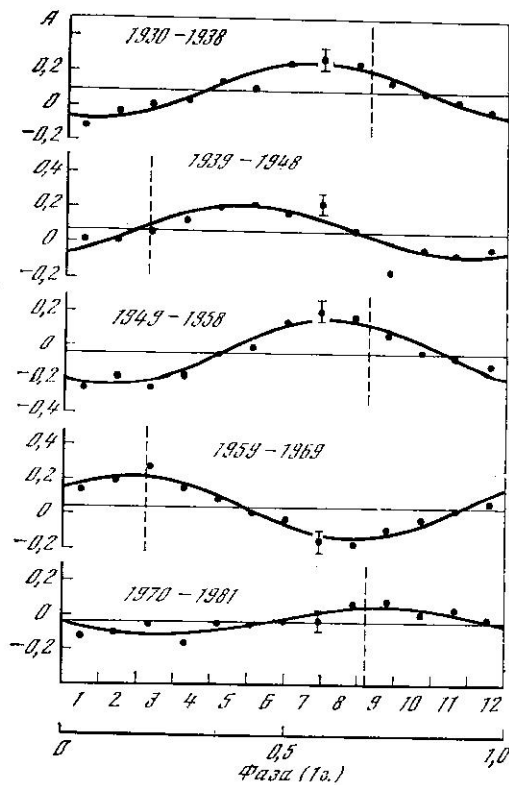


Рис. 10. Результат наложения эпох с периодом один год данных о полярности ММП для пяти интервалов

Синусоиды проведены методом наименьших квадратов, вертикальные штриховые линии соответствуют моментам экстремумов геошироты B_0 . Числа внизу (1-12) — номера месяцев

ствуюющей синусоиды (s_1), а также суммы квадратов отклонений от среднего уровня индекса A (показан горизонтальной линией на рис. 10) (s_2), затем их отношение $F = s_2/s_1$. Критические значения F_c при заданной надежности \mathcal{P} вывода (о представлении распределения точек синусоидой) взяты из табл. VII [18] для нашего числа степеней свободы $F = 12$. Полученные значения вероятности \mathcal{P} приведены в табл. 3. Видим, что с достоверностью $\geq 97\%$ ход индекса A в каждом массиве достаточно хорошо следует синусоидальному закону; следовательно, мы вправе вычислить для каждого интервала (I-V) гармоническую

амплитуду A_h и фазу максимума ψ вместе с соответствующими ошибками.

Поскольку все 13 средних значений индекса A_k (k — номер фазового интервала) вычислены примерно с одинаковой точностью, параметры a , b тригонометрического полинома

$$y(x) = a_0/2 + a \cos \omega x + b \sin \omega x \quad (10)$$

(здесь x — временная координата, $\omega = 2\pi/P_0$, где $P_0 = 1$ г.; у нас $a_0 \approx 0$) вычисляются по формулам

$$a = \frac{2}{n} \sum_{k=0}^{n-1} A_k \cos \frac{2\pi k}{n}, \quad b = \frac{2}{n} \sum_{k=0}^{n-1} A_k \sin \frac{2\pi k}{n}, \quad (11)$$

где $k = 0, 1, \dots, 12$, $n = 13$.

В нашей задаче можно принять, что ошибки a , b следуют нормальному закону распределения с центром 0 и дисперсиями $2\sigma_0^2/n$ [18]. Сумма квадратов отклонений средних значений A_k от расчетных по формуле (10) равна

$$S = \sum_{k=0}^{n-1} A_k^2 - \frac{n}{2} (a^2 + b^2), \quad (12)$$

оценка дисперсии ошибок $\sigma_0^2 \approx S/(n-3)$, и, наконец, среднеквадратичная ошибка в определении a , b равна

$$\delta = (2\sigma_0^2/n)^{1/2}, \quad (13)$$

ошибка в определении фазы (максимума)

$$\Delta\psi \approx \delta/2\pi A_h. \quad (14)$$

Вычисленные для кривых рис. 10 значения амплитуд A_h и фаз максимума ψ вместе с ошибками даны в табл. 4 (в скобках значения для кривых, построенных по 16 точкам вместо 13); ψ_0 — фазы экстремума B_0 , соответствующего данному интервалу I-V.

Таблица 4

№ п/п	$A_h \pm \delta$	$\psi \pm \Delta\psi$	ψ_0	$\psi - \psi_0$
I	$0,16 \pm 0,02$	$0,57 \pm 0,02 (0,59)$	0,685	$-0,12 (-0,10)$
II	$0,15 \pm 0,04$	$0,40 \pm 0,05 (0,46)$	0,185	$0,22 (0,28)$
III	$0,20 \pm 0,02$	$0,61 \pm 0,02 (0,70)$	0,685	$-0,08 (0,02)$
IV	$0,18 \pm 0,02$	$0,15 \pm 0,02 (0,29)$	0,185	$-0,03 (0,11)$
V	$0,08 \pm 0,02$	$0,73 \pm 0,04 (0,87)$	0,685	$0,05 (0,19)$

Видим, что фазы ψ в четырех случаях из пяти достаточно близки к фазам ψ_0 эффекта гелиошироты B_0 (разность $|\psi - \psi_0| \leq 0,12$).

Оценим достоверность гипотезы, что годичный ход A в каждом цикле отражает эффект РК, т. е. что ψ довольно хорошо повторяет фазу ψ_0 от цикла к циклу. Для этого вычислим вероятность, с которой максимум индекса A окажется случайно вблизи ψ_0 в четырех случаях (циклах) из пяти:

$$p_1 = C_5^4 \left(\frac{0,12}{0,5} \right)^4 \frac{0,38}{0,5} \approx 1,3 \cdot 10^{-2}. \quad (15)$$

Результат почти не изменяется, если вычислить вероятность совпадения в пределах $|\psi - \psi_0| \leq 0,22$ во всех пяти циклах:

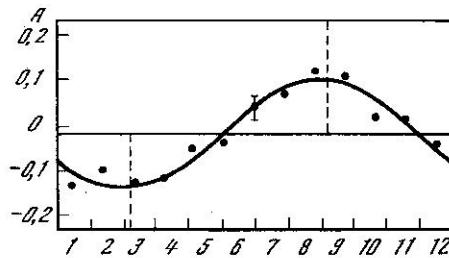
$$p_2 = \left(\frac{0,22}{0,5} \right)^5 \approx 1,6 \cdot 10^{-2}. \quad (16)$$

Для усреднения по 16 фазовым интервалам аналогично получаем на основе данных табл. 4 $p_3 \approx 6,5 \cdot 10^{-2}$.

Эти оценки статистической значимости гелиоширотного эффекта РК близки к полученной нами в п. 1 и говорят о том, что годичный ход индекса преобладающей полярности ММП в среднем от цикла к циклу действительно стремится более или менее хорошо повторять ход гелиошироты B_0 (с учетом перемены знака после каждой переполюсовки полярного поля Солнца) с уровнем достоверности $\sim 98\%$ (см. табл. 4).

Рис. 11. Средний эффект Розенберга — Колмена за период 1930—1981 гг.

Вертикальные штриховые линии соответствуют экстремумам B_0 , внизу — номера месяцев



Указанные выше заключения о фазе и амплитуде годовой волны индекса A практически не изменяются, если из каждого цикла (см. рис. 10) исключить данные трех лет, соответствующих эпохам максимума, т. е. те временные интервалы, когда в эффекте РК имеют место наибольшие нарушения — вблизи моментов переполюсовки магнитного поля.

На рис. 11 показан суммарный эффект РК за период 1930—1981 гг., полученный путем усреднения пяти кривых на рис. 10 с учетом весов, равных количеству точек N , и при умножении данных в циклах II, IV на -1 (этим мы учитывали перефазировку эффекта РК в эпохи максимумов). Видно, что ход результирующей кривой (с амплитудой $A_h = 0,12 \pm 0,01$) очень хорошо повторяет годичное изменение B_0 : фаза максимума $\psi = 0,67$ совпадает с $\psi_0 = 0,685$ в пределах стандартной ошибки $\Delta\psi = 0,015$ (что соответствует временному интервалу $\sim 5^d,5$).

Однако если рассматривать годичный ход A отдельно по циклам (см. рис. 10 и табл. 4), то сразу обращает на себя внимание несоответствие между ходом A для циклов I, II, III и B_0 , которое значительно превышает стандартную ошибку $\Delta\psi$; особенно примечателен цикл II, 1939—1948 гг.,

для которого разность $\psi - \psi_0 \approx 0,22$, т. е. около 2,6 месяцев; в этом цикле фактически годичный ход индекса A резко противоречил гелиоширотной гипотезе. Об аномальности цикла V в отношении амплитуды A_h и спектра мощности говорилось выше (см. п. 5).

7. Когерентный спектр мощности ММП

Для полноты изложения на рис. 12 приводим спектр мощности всех данных о знаке ММП за интервал 1926—1982 гг. Спектр вычислен в диапазоне периодов от 0,34 г. до 3 лет при оптимально выбранном разрешении по частоте $\Delta\nu = 1,4 \cdot 10^{-10}$ Гц. Максимальные пики мощности соответствуют триплету с периодами 0,96; 0,99 и 1,06 ($\pm 0,01$) г., имеющими амплитуды $A_h \approx 0,10$; 0,07 и 0,06 соответственно (в относительных единицах, см. (1)).

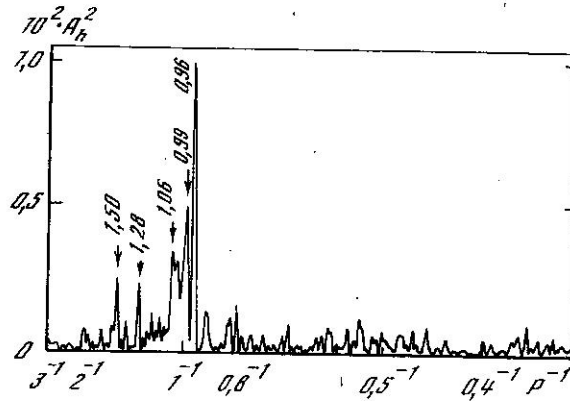


Рис. 12. Когерентный спектр мощности знака ММП, 1926—1982 гг. Цифрами и стрелками обозначены пики, соответствующие доминирующим периодам (в годах)

Если бы мощность в районе периодов ~ 1 г. была обусловлена только геометрическим фактором (переменной в течение года гелиоширотой B_0), то, поскольку наш 57-летний массив данных соответствует числу циклов $\sim 5,5$, пик мощности около $P \approx 1$ г. должен был бы состоять из двух основных линий, $\sim 0,95$ и $1,05$ г., в соответствии с формулой для произведения двух колебаний

$$A(t) = A_1 A_2 \sin(\Omega t + \varepsilon_0) \sin \omega t = \frac{A_1 A_2}{2} \{ \cos[(\omega - \Omega)t - \varepsilon_0] - \cos[(\omega + \Omega)t + \varepsilon_0] \}; \quad (17)$$

здесь ε_0 — начальная фаза, A_1 и A_2 — некоторые средние амплитуды 20-летней и годичной вариаций знака ММП, $\Omega = 2\pi/P_1$ и $\omega = 2\pi/P_2$, где $P_1 = 20$ лет и $P_2 = 1$ г. Мы полагаем, что процесс перефазировки эффекта РК может быть в первом приближении представлен в виде множителя $A_1 \sin(\Omega t + \varepsilon_0)$; на основе (17) получаем для периодов двух основных линий в ожидаемом спектре мощности

$$2\pi(\omega - \Omega)^{-1} \approx 1,05 \text{ г.}, \quad 2\pi(\omega + \Omega)^{-1} \approx 0,95 \text{ г.} \quad (18)$$

На деле, однако, структура линий (рис. 12) резко отличается от модели (17):

- 1) имеет место доминирование одной линии с периодом $\sim 0,96$ г.;
- 2) линия $\sim 1,06$ г. существенно слабее, чем линия $\sim 0,99$ г., которая в модели (17) вообще отсутствует; во всяком случае, линия $\sim 1,06$ г. должна быть по гелиоширотной гипотезе сравнима по мощности с линией $\sim 0,96$ г. и быть гораздо сильнее, чем линия $\sim 0,99$ г.

Интересно сопоставить амплитуды годовых вариаций знака ММП, показанных на рис. 10 и 12, учитывая представление (17). Полагая $A_1 = 1$, $\varepsilon_0 \approx 0$, для средней амплитуды годичной вариации в течение цикла (средняя длительность цикла равна $\sim 10,3$ г.) находим

$$\bar{A}_2 \approx \frac{2}{P_1} \int_0^{P_1/2} A_2 \sin(\Omega t) dt = \frac{2}{\pi} A_2. \quad (19)$$

Наблюдаемая средневзвешенная (с учетом числа N в каждом цикле, см. табл. 3) амплитуда $A_2 \approx 0,15$; подставляя это значение в (19), получаем $A_2 \approx 0,24$ и далее в соответствии с (17) находим для искомой амплитуды в модельном спектре мощности $A_1 A_2 / 2 \approx 0,12$. Это значение согласуется с амплитудой $\sim 0,10$ наблюдаемой линии — с периодом $\sim 0,96$ г. — в фактическом спектре мощности ММП на рис. 12. Эта линия, таким образом, удовлетворительно может быть объяснена. Остается открытым вопрос об амплитудах двух других линий с периодами $\sim 0,99$ и $1,06$ г. на рис. 12.

8. Обсуждение результатов

Нами собраны и проанализированы практически все опубликованные оригинальные данные, касающиеся проблемы разбаланса (асимметрии) магнитного поля Солнца, а также изменений его полярного поля и связи такого разбаланса с явлением преобладания (+)- или (-)-полярности ММП. Эти данные, полученные за последние ~ 30 лет в трех обсерваториях, КАО АН СССР, Маунт-Вилсон и в Станфордской солнечной обсерватории, дополнили сведения о полярности ММП за период 1926—1982 гг. Избегая повторения тех наиболее важных выводов, которые уже были сделаны Северным [1, 2, 4], Вилкоксом [5], Говардом [6, 19, 25] и другими авторами, нам представляется возможным сделать следующие заключения.

1. Все рассмотренные случаи (кроме периодов времени с сильными спорадическими флуктуациями поля) магнитного разбаланса Солнца более или менее хорошо подчиняются годичной периодичности.

2. В эпохи всех трех последних минимумов с. а., т. е. около 1954, 1964 и 1976 гг., наблюдался четкий годичный ход (продольного) полярного поля, который в пределах ошибок повторял ход гелиошироты Земли V_0 (со знаком «+» или «-» в зависимости от знака поля на полюсах Солнца) с амплитудой изменения $\sim 0,3$ Гс.

3. В отдельные периоды времени ход измеряемого среднего поля той или иной полярной области в течение года существенно отклоняется от диктуемого изменением V_0 : см., например, рис. 1, а — для N-полюса, 1963—1966 гг., и рис. 5 — для обоих полюсов, 1960—1968 гг.

4. Часто годичное изменение полярного поля сопровождается синфазным изменением магнитного поля на средних и низких широтах, т. е. практически на всем видимом диске Солнца (см. также Северный [2, 4], Говард [25]). Особенно в этом отношении примечателен исследованный нами на основе данных [19, 26] интервал ~ 1959 —1966 гг. (рис. 5 и 6). В случае преимущественной радиальной направленности фотосферного поля и его средней (по абсолютной величине) напряженности ~ 2 Гс [32, 33] годичное изменение магнитного поля в пределах $\sim \pm 0,2$ Гс на широтах $|\varphi| \lesssim 40^\circ$ не удается объяснить в рамках гелиоширотной (V_0) гипотезы, поскольку $1 - \cos V_0 < 0,008$; иначе говоря, $\cos V_0$ «не работает».

5. Разбаланс магнитного поля, приводящий к появлению годичной периодичности, наблюдался в 1967—1973 гг. в приполярных зонах N, S 61 — 70° (рис. 4). Результирующая волна не подчиняется ходу гелиошироты V_0 и практически синфазна с годичным ходом ОМП Солнца, 1968—1982 гг.; ранее было показано [8], что годичный разбаланс ОМП не может быть приписан изменению V_0 в течение года.

6. Спектры мощности индекса преобладающей полярности ММП, вычисленные отдельно для четырех 10-летних циклов (1930—1969 гг.), имеют четко выраженный доминирующий пик с амплитудой $A_h \approx 0,17$, соответствующий периоду один год. Сам по себе этот факт, если отвлечься от фазы годовой волны (см. ниже), указывает на явное доминирование и высокую статистическую значимость известного эффекта Розенберга—Колмена во всех четырех циклах. Однако в пятом цикле (1970—1981 гг.) эффект РК находился практически на уровне шумов, имея среднюю амплитуду $A_h \approx 0,07$; вместо периода один год в вариациях знака ММП преобладали периоды около 1,5 и 0,8 г. В этом смысле интервал 1970—1981 гг. был аномальным.

7. Анализ фаз максимума годовой волны индекса A (ММП) показал, что эти фазы, вычисленные отдельно для указанных пяти циклов, стремятся быть вблизи экстремумов B_0 в соответствии с гелиоширотной гипотезой РК с уровнем статистической достоверности $\sim 98\%$.

8. Средняя кривая годичного хода преобладающей полярности ММП за период 1930—1981 гг., полученная с учетом перефазировки эффекта РК на 180° в годы максимума с. а., очень хорошо, в пределах ошибок, повторяет ход гелиошироты Земли B_0 (см. рис. 11).

9. В интервалах 1930—1938 гг. и (особенно) 1939—1948 гг. ход индекса A для ММП противоречил гелиоширотной гипотезе, поскольку смещения фаз максимума ψ_{\max} средних кривых A от ψ_0 (эпохи экстремумов B_0) значительно превосходят возможные ошибки в определении ψ_{\max} (см. рис. 10). Причину таких отклонений целесообразно искать в эффекте разбаланса фотосферного поля Солнца, которое также имеет существенную годичную периодичность (не связанную с изменением B_0 , по крайней мере в рамках общепринятой структуры крупномасштабного магнитного поля Солнца).

Следует отметить, однако, что качество геомагнитных данных, привлекаемых для определения знака ММП, особенно до 1947 г., когда использовались измерения только одной станции Годхавн северного полушария, требует специального изучения и осторожности в выводах, в частности относительно несоответствия фаз ψ_{\max} и ψ_0 на рис. 10, а, б. Тем не менее все изложенные нами факты убедительно говорят в пользу неслучайного совпадения периодов времени с перевесом той или иной полярности в ММП и на Солнце, тем самым в пользу заметного проявления разбаланса магнитного поля Солнца в межпланетном пространстве; здесь уместно адресовать читателя снова к [2, 4—8]. С таким разбалансом, флуктуирующим во времени, связано, как нам представляется, аномальное поведение ММП в интервале 1970—1981 гг. (см. рис. 9).

Существование годичной периодичности разбаланса общего магнитного поля Солнца (наблюдаемого как звезда), а также аналогичные изменения, протекающие почти синфазно в различных широтных зонах, трудно поддаются объяснению. В рамках обычного дипольного распределения поля на поверхности Солнца такую периодичность, обусловленную, например, годичным изменением гелиошироты или гелиодолготы Земли, получить невозможно (см., например, [8, 9]). Принимая во внимание, что реальное поле Солнца значительно отличается от поля диполя, имеет смысл рассмотреть модель общего поля, в которой фотосферное поле имеет существенный компонент $|H_0| \lesssim 1$ Гс, направленный параллельно оси вращения Солнца или под некоторым углом к ней. Наличие такого компонента создает среднюю асимметрию глобального поля Солнца в пространстве, о чем нами говорилось в [9], и, следовательно, приведет к видимому изменению среднего продольного поля при вращении Земли по орбите вокруг Солнца. Соответствующие качественные расчеты такой модели будут сделаны в дальнейшем.

Мы благодарны П. П. Добронравину и В. М. Можжерину за внимательное чтение рукописи и полезные замечания, С. А. Бондаренко и Г. Я. Смирновой за помощь в обработке материала. Мы признательны также В. П. Фомину за обсуждение некоторых вопросов статистики.

Май 1983 г.

Литература

1. Северный А. Б. Исследование общего магнитного поля Солнца. — Изв. Крым. астрофиз. обс., 1966, т. 35, с. 97—138.
2. Северный А. Б. Магнитная асимметрия и колебания общего магнитного поля Солнца. Изв. Крым. астрофиз. обс., 1968, т. 38, с. 3—51.
3. Babcock H. W., Babcock H. D. The Sun's magnetic field, 1952—1954. — *Astrophys. J.*, 1955, vol. 121, p. 349—366.
4. Severny A. B. The polar fields and time fluctuations of the general magnetic field of the Sun. — In: *Solar magnetic fields. Proc. IAU Symp. N 43. Dordrecht: Reidel, 1971, p. 675—695.*
5. Wilcox J. M. Why does the Sun sometimes look like a magnetic monopole? — *Comments Astrophys. and Space Phys.*, 1972, vol. 4, p. 141—147.

6. Howard R. Studies of solar magnetic fields I. The average field strengths.— Solar Phys., 1974, vol. 38, p. 283—299.
7. Stix M., Wiehr E. On the solar magnetic «monopoles».— Solar Phys., 1974, vol. 37, p. 493—495.
8. Котов В. А., Левицкий Л. С., Степанян Н. Н. Годичная вариация общего магнитного поля Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1981, т. 63, с. 3—14.
9. Котов В. А., Левицкий Л. С. Вариации межпланетного и солнечного магнитных полей.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 66, с. 110—119.
10. Rosenberg R. L., Coleman P. J., Jr. Heliographic latitude dependence of the dominant polarity of the interplanetary magnetic field.— J. Geophys. Res., 1969, vol. 74, p. 5611—5622.
11. Wilcox J. M. Statistical significance of the proposed heliographic latitude dependence of the dominant polarity of the interplanetary magnetic field.— J. Geophys. Res., 1970, vol. 75, p. 2587—2590.
12. Howard R., Stenflo J. O. On the filamentary nature of solar magnetic fields.— Solar Phys., 1972, vol. 22, p. 402—417.
13. Gopasyuk S. I., Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T. The comparison of the magnetographic magnetic field measured in different spectral lines.— Solar Phys., 1973, vol. 31, p. 307—316.
14. Wilcox J. M., Scherrer P. H. Annual and solar-magnetic-cycle variations in the interplanetary magnetic field, 1926—1971.— J. Geophys. Res., 1972, vol. 77, p. 5385—5388.
15. Svalgaard L. Interplanetary magnetic sector structure 1926—1971.— J. Geophys. Res., 1972, vol. 77, p. 4027—4033.
16. Severny A. Is the Sun a magnetic rotator?— Nature, 1969, vol. 224, p. 53—54.
17. Scherrer P. H., Wilcox J. M., Kotov V. et al. The mean magnetic field of the Sun: method of observation and relation to the interplanetary magnetic field.— Solar Phys., 1977, vol. 52, p. 3—12.
18. Румицкий Л. Э. Математическая обработка результатов эксперимента. М.: Наука, 1971. 192 с.
19. Howard R. Polar magnetic fields of the Sun: 1960—1971.— Solar Phys., 1972, vol. 25, p. 5—13.
20. Svalgaard L., Duvall T. L., Jr., Scherrer P. H. The strength of the Sun's polar magnetic fields.— Solar Phys., 1978, vol. 58, p. 225—240.
21. Kotov V. A., Stenflo J. O. A comparison of simultaneous measurements of the polar magnetic fields made at Crimea and Mount Wilson.— Solar Phys., 1970, vol. 15, p. 265—272.
22. Северный А. Б. Магнитные поля Солнца и звезд.— УФН, 1966, т. 88, с. 3—50.
23. Stenflo J. O. Observations of the polar magnetic fields.— In: Solar magnetic fields. Proc. IAU Symp. N 43. Dordrecht: Reidel, 1971, p. 714—724.
24. Babcock H. D. The Sun's polar magnetic field.— Astrophys. J., 1959, vol. 130, p. 364—365.
25. Howard R. Studies of solar magnetic fields II. The magnetic fluxes.— Solar Phys., 1974, vol. 38, p. 59—67.
26. Howard R., Bumba V., Smith S. F. Atlas of solar magnetic fields.— In: Carnegie Inst. Washington Publ. 626. Wash., 1967.
27. Мансуров С. М., Мансурова Л. Г., Окулова Л. С. Каталог определений полярности секторов межпланетного магнитного поля за период 1975—1976 гг.— Антарктика. Доклады комиссии. М.: Наука, 1978, вып. 17, с. 268—270.
28. Котов В. А., Левицкий Л. С. Периодические изменения общего магнитного поля Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1984, т. 69, с. 90—99.
29. Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т. Исследование глобальных колебаний Солнца: II. Результаты наблюдений в 1974—1980 гг., их анализ и некоторые выводы.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 66, с. 3—71.
30. Абраменко В. И., Рачковский Д. Н. Аналогия метода наложения эпох и фурье-преобразования данных. Влияние наличия тренда на результаты обработки данных, неравномерно распределенных по времени.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 66, с. 71—76.
31. Fougere P. F. Dependence of inferred magnetic sector structure upon geomagnetic and solar activity.— Planet. and Space Sci., 1974, vol. 22, p. 1173—1184.
32. Scherrer P. H. A study of the mean solar magnetic field.— In: Stanford Univ. Inst. Plasma Res. Rep., 1973, N 554.
33. Котов В. А., Степанян Н. Н. Некоторые характеристики крупномасштабных магнитных полей на Солнце.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1980, т. 62, с. 117—124.

ИНФРАКРАСНЫЕ ЛИНИИ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ В СПЕКТРАХ ВСПЫШЕК

Э. А. Барановский, З. А. Щербакова

По наблюдаемым контурам линий Pa_γ ($\lambda 10938 \text{ \AA}$) и He I $\lambda 10830$, $\lambda 10829 \text{ \AA}$ во вспышках балла 2 определена величина эмиссии, равная 20% от уровня непрерывного спектра. Рассчитаны их теоретические профили (в абсолютных энергетических единицах) для моделей хромосферной части вспышки; глубина образования Pa_γ совпадает с глубиной образования H_β .

Впервые сделан расчет профилей линий He I путем совместного решения уравнений переноса и стационарности. Область образования линий He I $\lambda 10830$, $\lambda 10829$ и $\lambda 584 \text{ \AA}$ совпадает с областью образования линий $L_\alpha - L_\gamma$. Получено, что соотношение величин эмиссии в линиях L_α и $\lambda 10830 \text{ \AA}$ очень сильно зависит от плотности в области их образования. Для $n_{\text{H}} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ расчетные величины эмиссии в этих линиях хорошо согласуются с наблюдаемыми. По ширине контуров линии гелия $\lambda 10830 \text{ \AA}$ определена турбулентная скорость верхней хромосферы $v_t = 6 \div 18 \text{ км/с}$.

Отношение наблюдаемых интенсивностей линий He I $\lambda 10830$ и $\lambda 10829 \text{ \AA}$ равно 7 : 1, что соответствует $\tau_{10830} \sim 0,25$. Рассчитанная по модели оптическая толщина равна 0,1—0,3.

INFRARED LINES OF HYDROGEN AND HELIUM IN THE SPECTRA OF FLARES, by E. A. Baranovsky, Z. A. Scherbakova.— Owing to the observed Pa_γ ($\lambda 10938 \text{ \AA}$) and He I $\lambda 10830$, $\lambda 10829 \text{ \AA}$ line profiles in the flares of importance 2 the emission was estimated equal to 20% from the continuum. Theoretical profiles are calculated (in absolute energy units) for the models of the chromospheric part of the flare. The depth of Pa_γ formation coincides with that of H_β .

The He I line profiles were calculated for the first time by the combined solution of transfer and stationary equations. The region of He I $\lambda 10830$, $\lambda 10829$ and $\lambda 584 \text{ \AA}$ lines formation coincides with that of $L_\alpha - L_\gamma$. It is shown, that the correlation of emission in L_α and $\lambda 10830 \text{ \AA}$ lines strongly depends upon the density in the region of their formation. For $n_{\text{H}} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ the calculated values of emission do agree with the observations. Using the width of He I $\lambda 10830 \text{ \AA}$ line profile the turbulent velocity of the upper chromosphere was evaluated as $v_t = 6-18 \text{ км/с}$.

The ratio of the observed intensities of He I $\lambda 10830$ and $\lambda 10829 \text{ \AA}$ lines equals to 7:1, that corresponds to $\tau_{10830} \sim 0.25$. The optical depth calculated by the model equals to 0.1—0.3.

Линии водорода пашеновской серии во вспышках до сих пор никем не наблюдались, поэтому изучение их представляет особенный интерес.

Эмиссия в линиях He I в инфракрасной области была зарегистрирована во вспышке балла 3 [1]. К сожалению, эмиссионные профили были даны в произвольных единицах, так что величина эмиссии неизвестна. В [2] опубликованы спектрогелиограммы в линии He I $\lambda 10830 \text{ \AA}$ для 12 субвспышек. Во всех вспышках отмечается эмиссия, превосходящая уровень континуума. Величина эмиссии не была измерена. Линии He I в видимом диапазоне спектра изучались для вспышек неоднократно [3—6]. При этом, однако, не проводились точные расчеты с учетом поля излучения в линиях для моделей с переменными (по высоте) температурой и плотностью. Для расчета линий гелия мы применяем программу, в которой решаются совместно уравнения переноса и стационарности для атома He I с 11 уровнями и континуумом. Программа применялась ранее для расчетов линий водорода [7]. Так как в нашем распоряжении имеется небольшой набор наблюдаемых линий во вспышках, то основной целью работы является проверка и уточнение тех моделей вспышек, которые были ранее рассчитаны по водородным линиям лаймановской и бальмеровской серий [7]. Основные характеристики этих моделей — следующие. В области образования линий $\text{H}_\alpha - \text{H}_\gamma$ температура равна $(8 \div 10) \cdot 10^3 \text{ К}$, плотность атомов водорода $n_{\text{H}} \sim 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, электрон-

ная концентрация $n_e \sim 3 \cdot 10^{13} - 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Указанные значения температуры получены для вспышек средней мощности и для больших вспышек, нужно особо подчеркнуть, что даже для самых ярких вспышек этот результат остается в силе. Температура в области образования $H_\alpha - H_\gamma$, по-видимому, никогда значительно не превышает 10 000 К.

В области образования линий лаймановской серии температура в наших моделях равна $(14 \div 35) \cdot 10^3 \text{ К}$ (растет с высотой), а плотность $n_H \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Толщина слоя, в котором образуются линии лаймановской и бальмеровской серий, равна 40—80 км, а толщина слоя, где возникают центральные части лаймановских линий, не превосходит нескольких километров.

Для такого рода моделей мы рассчитываем эмиссию в линиях Pa_γ ($\lambda 10938 \text{ \AA}$) и $He I$ $\lambda 10830, \lambda 10829 \text{ \AA}$.

Наблюдения

Спектры вспышек на диске Солнца в инфракрасной линии $He I$ $\lambda 10830 \text{ \AA}$, в водородных линиях бальмеровской серии H_α, H_β и пашеновской серии Pa_γ ($\lambda 10938 \text{ \AA}$) получены на телескопе БСТ-2 [8] Крымской астрофизической обсерватории. Диаметр изображения Солнца на щели спектрографа был равен 196 мм. Ширина щели составляла при наблюдениях 0,05; 0,075 и 0,01 мм, что соответствовало угловому разрешению на диске 0,5—0",1. Реальное разрешение определялось качеством изображения и было не лучше 2".

Фотографирование спектров в инфракрасной области производилось на высокочувствительной инфрахроматической пленке И-1060В с максимумом спектральной чувствительности на $\lambda 10600 \text{ \AA}$ и светочувствительностью за фильтром КС-14 70 ед. ГОСТ [9, 10]. Использовалась также новая экспериментальная инфрахроматическая пленка с выравненной чувствительностью во всей ближней ИК-области спектра. Пленка разработана в ГосНИИХИМФОТОПРОЕКТЕ в 1982 г. и имеет следующие показатели: 1) равномерная спектральная чувствительность от 8000 до 11 000 \AA ; 2) светочувствительность за светофильтром КС-14 (по критерию $D = 0,85 + D_0$) 25 ед. ГОСТ; 3) коэффициент контрастности $\gamma = 2,5$; 4) плотность вуали $D_0 = 0,2$. Данные наблюдений приведены в таблице.

Дата, балл вспышки	Линия	$\lambda, \text{ \AA}$	Дисперсия, $\text{\AA}/\text{мм}$	$\cos \theta$	φ	I	Экспозиция, с	Фотоматериал
31.08 1980 г. 2В	$He I$	10 829,1	0,83	0,73	05 S	41E	10	И-1060В
		10 830,3						
		10 938,1						
26.07 1981 г.	$He I$	10 829,1	0,83	0,85	08 S	30W	10	И-1060В
		10 830,3						
2—3 п	Pa_γ	10 938,1	0,83	0,92	16 S	02E	7	И-1060В
		10 829,1						
		10 830,3						
21.08 1981 г. 2В	$He I$	10 829,1	0,83	0,92	16 S	02E	7	И-1060В
		10 830,3						
		10 938,1						
03.09 1982 г. 1п	H_α	6 562,8	0,56	0,66	10 N	50E	40	1N Kodak И-(8000—11000)В
	H_β	4 861,3	0,42					
	Pa_γ	10 938,1	0,92					
		10 938,1	0,92					

Спектры вспышки 03.09 1982 г. были получены с решеткой-эшелле одновременно в видимой и инфракрасной областях. Обработывались три водородные линии: H_α, H_β и Pa_γ ($\lambda 10938 \text{ \AA}$). Спектры остальных трех вспышек фотографировались в инфракрасной области во втором порядке дифракционной решетки одновременно в двух линиях Pa_γ ($10 938 \text{ \AA}$) и $He I$ $10 830 \text{ \AA}$. При фотометрической обработке на каждом спектре проводилось несколько разрезов в области вспышек и в невозмущенных областях. Высота щели на мик-

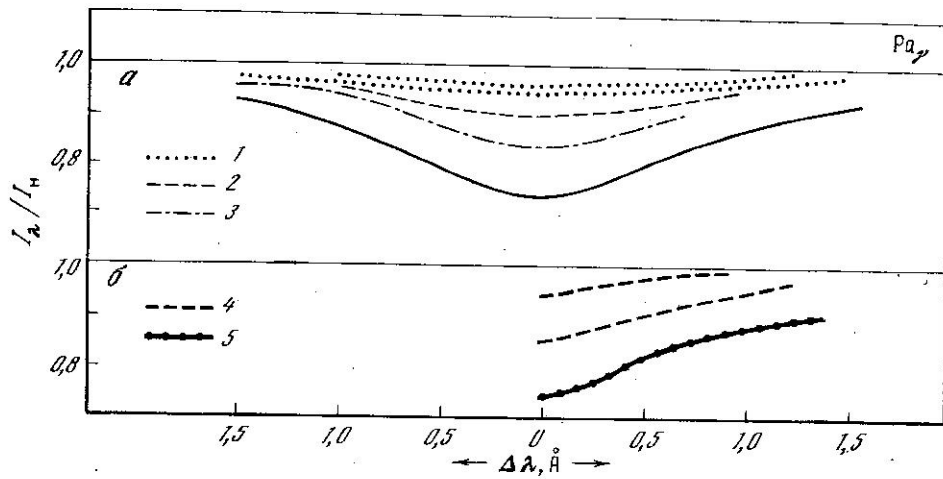


Рис. 1. Наблюдаемые (а) и расчетные (б) профили линии Pa_γ в солнечных вспышках балла 2

а: сплошная линия — профиль для спокойной области; кривые 1—3 соответствуют вспышкам 26.07 1981 г. (два профиля), 21.08 1981 г., 31.08 1980 г.
 б: две модели вспышек (4) и модель невозмущенной хромосферы (5)

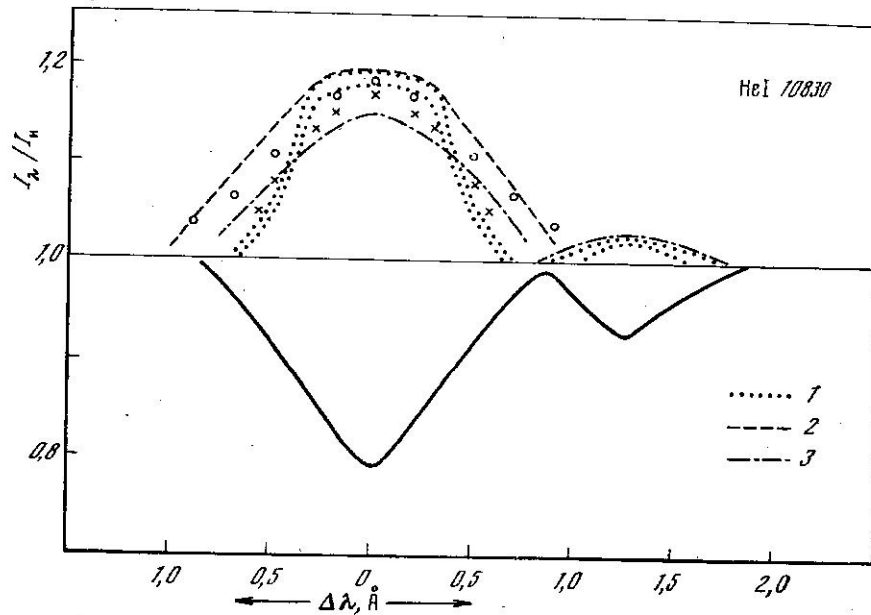


Рис. 2. Линии $\text{He I } \lambda 10830, \lambda 10829$ для вспышек (1—3) и для невозмущенной области (сплошная линия)

Крестики и кружки — расчетные профили для модели M2 с турбулентной скоростью соответственно 6 и 18 км/с. Кривые 1—3 соответствуют вспышкам 26.07 1981 г., 21.08 1981 г. и 31.08 1980 г.

рофотометре, приведенная к диску Солнца, составляла 2100 км. Спектры записывались на магнитную ленту на автоматизированном фотометрическом комплексе с последующей обработкой на ЭВМ ЕС-1033 по программе SPECTR, составленной Б. А. Бурнашевой. Контуры линий во вспышках и невозмущенных областях в интенсивностях в единицах континуума рисовались графопроектором. Наблюдаемые профили линий для вспышек балла 2 показаны на рис. 1 и 2, а для вспышки балла 1 — на рис. 3.

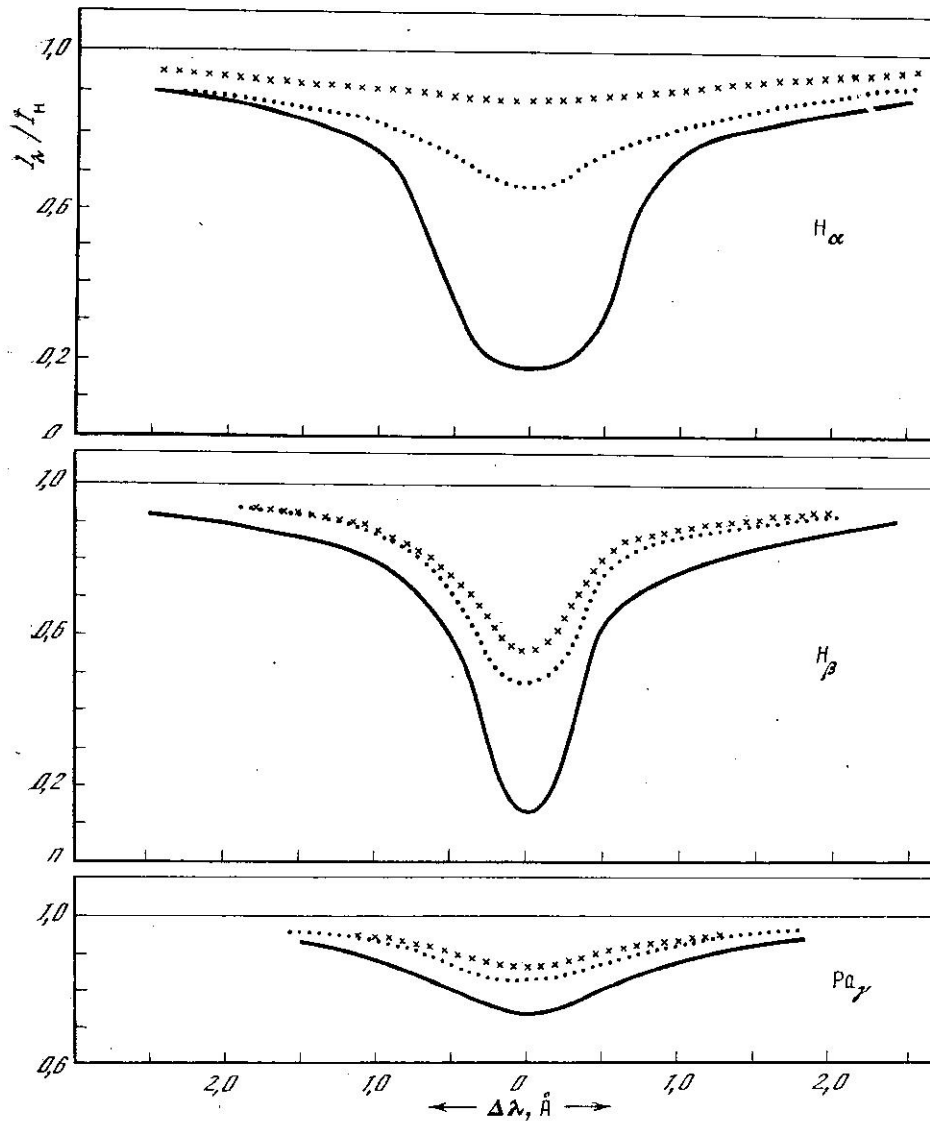


Рис. 3. Наблюдаемые профили линии H_{α} , H_{β} и Pa_{γ} для двух узлов вспышки 1п (точки крестики) и для невозмущенной области (сплошная линия)

Вычисления и сравнение с наблюдениями

Для вычислений использован так называемый метод моделей. Хромосфера в области вспышки представляется в виде плоскопараллельных слоев. Температура, плотность и турбулентная скорость в моделях являются функциями высоты. Расчеты делаются для полубесконечной среды. Модель атома водорода включает в себя девять уровней и континуум, а для гелия — 11 уровней и континуум. На рис. 4 приведена схема уровней He I. При расчетах для линий He I принимались во внимание все переходы между обозначенными уровнями, включая переходы между уровнями ортогогелия и парагелия. Для всех незапрещенных переходов решаются уравнения переноса для поля излучения в соответствующих линиях. Вероятности элементарных процессов перехода между уровнями He I взяты из [11—17]. Расчеты сделаны для двух моделей M1 и M2 (см. рис. 7) для вспышек балла 1 и 2 соответственно. Принятые в M1 и M2 плотности одинаковы, а температура в модели M1 выше, чем в M2, на 700—1000 K.

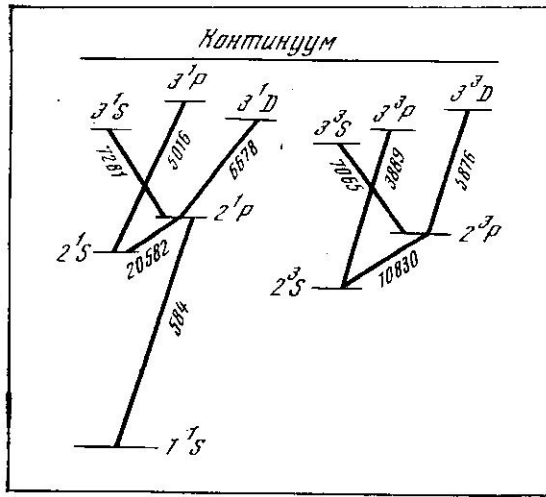
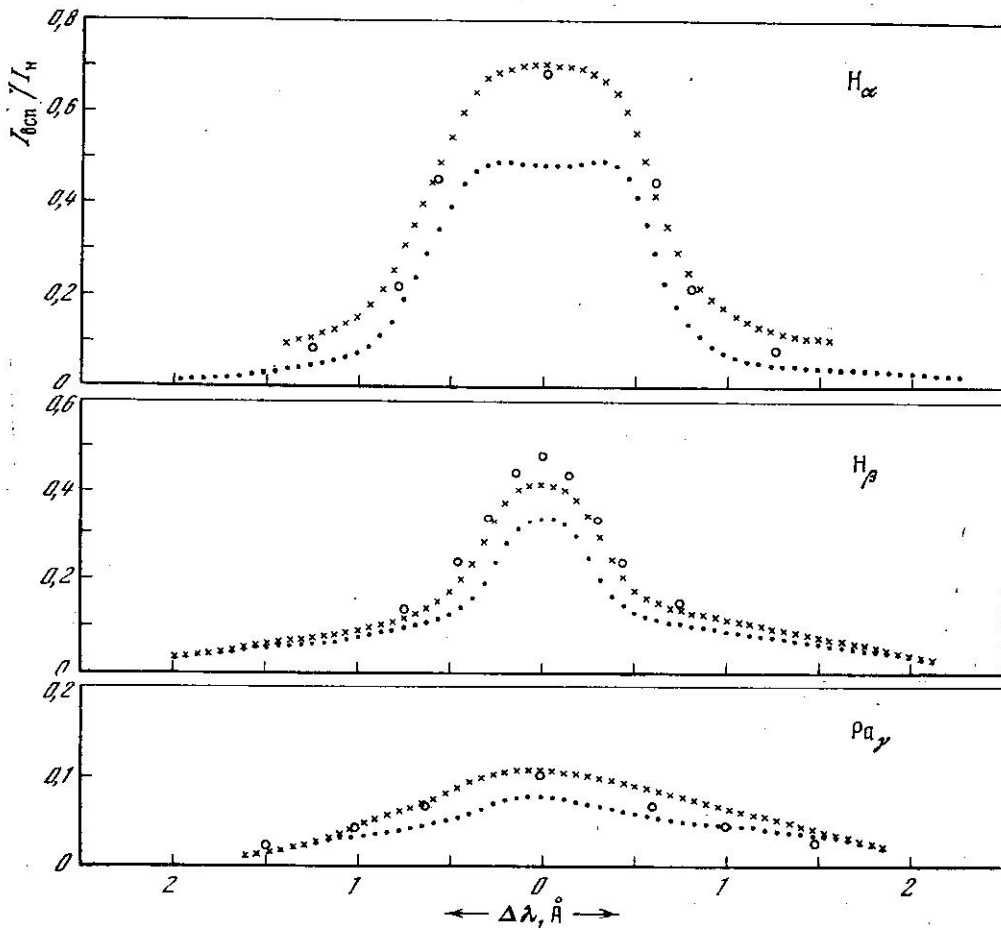


Рис. 4. Схема уровней He I

Рис. 5. Эмиссия в линиях H_{α} , H_{β} и $P_{\alpha\gamma}$ для двух узлов вспышки 1n (кружки и крестики)
Точки — расчетная эмиссия для модели M1 с турбулентной скоростью 12 км/с



Результаты расчетов для линии $P_{\alpha\gamma}$ представлены на рис. 1, 5, 6. На рис. 5 показаны также эмиссионные профили линий H_{α} , H_{β} , рассчитанные для модели M1 (рис. 7). На этом же рис. 5 приведены наблюдаемые профили для двух узлов вспышки балла 1n. Сравнение наблюдаемых и вычисленных профилей показало, что турбулентная скорость в области образования H_{α} и H_{β} примерно равна 10–15 км/с. Теоретические контуры линий H_{β} и $P_{\alpha\gamma}$ для модели M1 имеют сравнительно с наблюдениями

менее протяженные крылья. Согласно, однако, улучшается, если сделать расчеты для двухслойной модели вспышки — второй слой нужно поместить в верхней фотосфере. Температура в этом слое ~ 8000 К, а толщина его ~ 40 км. На рис. 5 показаны контуры для двухслойной модели.

Для вспышек балла 2 у нас не было наблюдений бальмеровских линий. Наблюдаемые и расчетные профили линии Pa_γ представлены на рис. 1 и 6. Расчеты Pa_γ сделаны для модели M2 (рис. 7). Для этих вспышек однослойная модель дает удовлетворительные профили линии Pa_γ , включая крылья до $\sim 1,5$ Å. Электронная концентрация в области образования Pa_γ в модели M2 приблизительно равна $3 \cdot 10^{13}$. Профиль линии Pa_γ определяется в основном штарковским уширением. На рис. 6 приведены также расчетные эмиссионные профили линий H_α и H_β для модели M2. Величина эмиссии и ширина линий в общем соответствуют обычно наблюдаемым величинам для вспышек балла 2.

Расчеты для линий He I аналогичны расчетам для водорода с той разницей, что для атома He I было взято 11 уровней. Вычисления функции источников в линиях $\lambda 584$ и $\lambda 10830$ Å показали, что эти линии образуются в тонком слое, где температура лежит в пределах $(12 \div 35) \cdot 10^8$ К (рис. 7). В этой же области возникает также эмиссия линий $L_\alpha - L_\gamma$. Поэтому выбор моделей сделан таким образом, чтобы эмиссия в линии L_α соответствовала наблюдаемым значениям. Наблюдения для вспышек средней яркости дают величину эмиссии в L_α порядка $(1 \div 3) \cdot 10^6$ эрг·см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ ·ср $^{-1}$ [18]. Модель M2 дает эмиссию в L_α около $2 \cdot 10^6$ эрг·см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ ·ср $^{-1}$, а профиль линии $\lambda 10830$ Å в соответствии с моделью представлен на рис. 2. Плотность атомов водорода в области образования L_α и $\lambda 10830$ для модели M2 примерно равна 10^{13} см $^{-3}$. Как выяснилось при расчетах, соотношение величин эмиссий в линиях L_α и $\lambda 10830$ очень сильно зависит от плотности. Зависимость эта настолько велика, что при изменении плотности в 4—5 раз невозможно получить правильное соотношение между величинами эмиссии в L_α и $\lambda 10830$, даже если допустить, что наблюдаемая величина эмиссии L_α ($2 \cdot 10^6$ эрг·см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ ·ср $^{-1}$) завышена или занижена в несколько раз. Таким образом, мы можем заключить, что сравнение эмиссии L_α и линии He I $\lambda 10830$ подтверждает результат определения плотности ($10^{12} - 10^{13}$) верхней хромосферы, полученный ранее по расчетам линий лаймановской серии [7, 19].

Уширение линии $\lambda 10830$ определяется исключительно тепловыми и турбулентными скоростями. Образование этой линии происходит в оптически тонком слое ($\tau_{10830} \sim 0,1 \div 0,3$), поэтому крыльев нет, профиль близок к доплеровскому. Ширина расчетного профиля определяется в основном величиной турбулентной скорости, так что сравнение теоретического и наблюдаемого профилей позволяет сделать оценку этой скорости. Оказалось, что турбулентная скорость лежит в пределах 6—18 км/с (рис. 2). Отношение наблюдаемых интенсивностей линий He I $\lambda 10830$ и $\lambda 10829$ Å близко к 7 : 1, что подтверждает вывод¹ о небольшой оптической толщине слоя, в котором образуются эти линии. Модель M2 дает расчетную эмиссию для линии He I $\lambda 584$ Å $\sim 3 \cdot 10^6$ эрг·см $^{-2}$ ·с $^{-1}$ ·ср $^{-1}$ и ширину ее профиля $\sim 0,12$ Å. Наблюдательных данных для этой линии у нас не было, поэтому мы не имели возможности сравнить расчеты с наблюдениями. Несомненно, что сравнение наблюдаемой и расчетной эмиссии в линии $\lambda 584$ Å позволило бы уточнить параметры модели. Мы надеемся сделать это в дальнейшем.

Результаты

Основные результаты можно сформулировать следующим образом.

1. Впервые получены наблюдаемые контуры линий Pa_γ ($\lambda 10938$ Å) и He I $\lambda 10830$, $\lambda 10829$ Å для вспышек балла 2. Величина эмиссии в этих линиях достигает 20% от непрерывного спектра.

2. Рассчитаны теоретические профили (в абсолютных энергетических единицах) линий для моделей вспышек, полученных нами ранее по линиям лаймановской и бальмеровской серий [7]. Эти модели дают значения эмис-

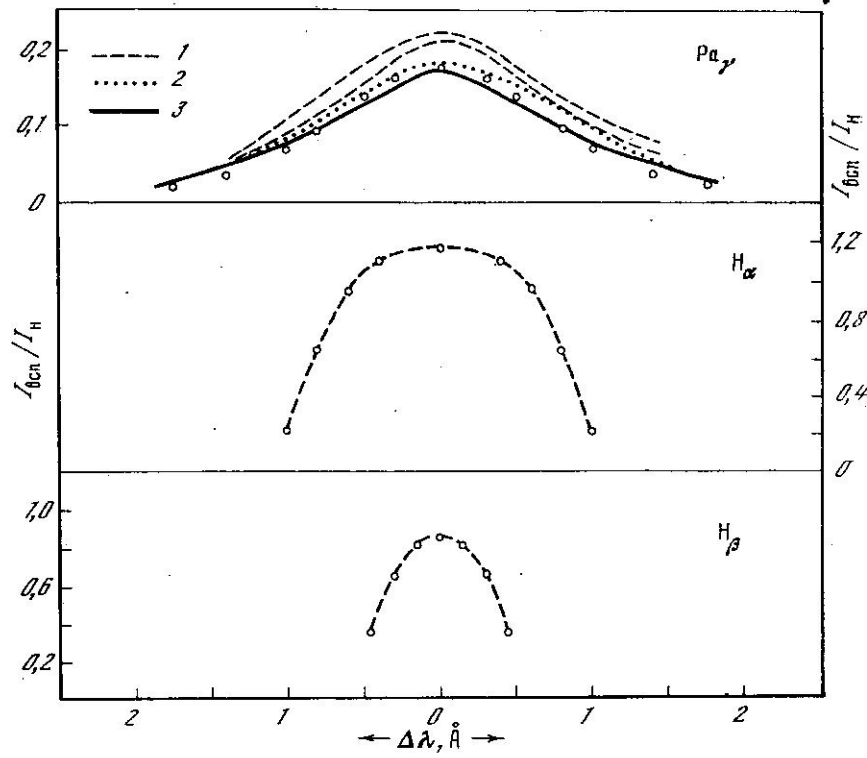


Рис. 6. Эмиссия в линиях Pa_{γ} , H_{α} , H_{β} для вспышек балла 2

Кривые 1—3 соответствуют наблюдаемым профилям для вспышек 26.07, 21.08 1981 г., 31.08 1980 г. кружки — расчетная эмиссия для модели M2

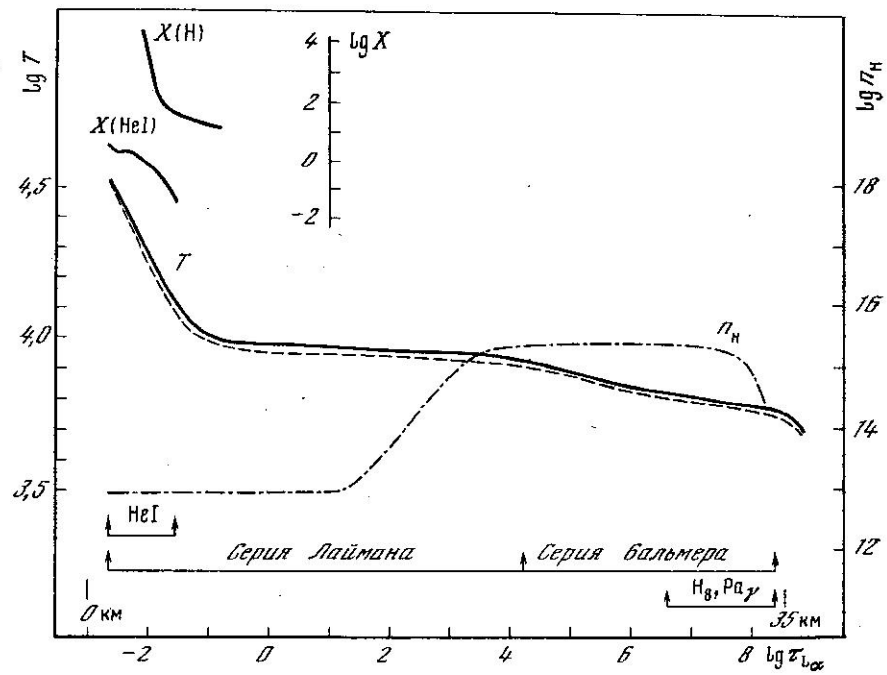


Рис. 7. Температура и плотность верхней хромосферы по моделям M1 (штриховая линия) и M2 (сплошная)

В верхнем левом углу показана величина ионизации водорода $X(\text{H})$ и $\text{He I } X(\text{He I})$. Стрелками обозначены границы области образования разных линий

сии в линии Pa_γ , хорошо согласующиеся с наблюдаемыми (по абсолютной величине и по профилю линии). Глубина образования линии Pa_γ примерно совпадает с глубиной образования H_δ . Электронная концентрация на этой глубине $\sim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а температура около 7500 К.

3. Расчет линий He I проведен (как и линий водорода) путем совместного решения уравнений переноса и стационарности. Такие расчеты для вспышек сделаны впервые. Область образования линий He I $\lambda 10830$, $\lambda 10829$ и $\lambda 584 \text{ \AA}$ совпадает с областью образования линий $L_\alpha - L_\gamma$ (см. рис. 7). Получено, что соотношение величин эмиссии в линиях L_α и $\lambda 10830$ очень сильно зависит от плотности в области их образования. При величине плотности $n_{\text{H}} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ расчетная величина эмиссии в линии He I $\lambda 10830 \text{ \AA}$ хорошо согласуется с наблюдаемой (рис. 2). При этом величина эмиссии в L_α равна $2 \cdot 10^6 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$, что не противоречит наблюдаемым значениям для вспышек [18].

4. По ширине контуров He I $\lambda 10830 \text{ \AA}$ определена турбулентная скорость верхней хромосферы $v_t = 6 - 18 \text{ км/с}$.

5. Отношение наблюдаемых интенсивностей линий He I $\lambda 10830$ и $\lambda 10829 \text{ \AA}$ равно 7 : 1, что соответствует оптической толщине слоя, в котором образуются эти линии, $\sim 0,25$. Расчетная оптическая толщина для наших моделей равна $\sim 0,1 - 0,3$.

Следует отметить, что параметры моделей, принимавшихся в данном исследовании, находятся в хорошем соответствии с параметрами моделей, рассчитанных для случая прохождения ударных волн в хромосферных слоях [20].

Авторы выражают благодарность Б. А. Бурнашевой за помощь при использовании программ машинной обработки спектров.

Апрель 1983 г.

Литература

1. Tandberg-Hanssen E., Curtis W., Watson K. The emission of He I $\lambda 10830$ during the great flare of August 26, 1958.— *Astrophys. J.*, 1959, vol. 129, p. 238—240.
2. Rust D. M., Bridges Ch. A. He I 10830 observations of spicules and subflares.— *Solar Phys.*, 1975, vol. 43, p. 129—146.
3. Стешенко Н. В., Хохлова В. Л. Гелиевая эмиссия хромосферной вспышки 14 сентября 1958 г.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1960, т. 23, с. 322—330.
4. Стешенко Н. В., Хохлова В. Л. Возбуждение He I в хромосферных вспышках.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1962, т. 27, с. 120—139.
5. Банин В. Г. О физических условиях в сильных хромосферных вспышках.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1965, т. 34, с. 252—271.
6. Митропольская О. Н. Расчет населенностей уровней гелия во вспышке.— *Астрон. журн.*, 1976, т. 53, с. 832—835.
7. Барановский Э. А. Модель верхней хромосферы и энергетический баланс в области солнечной вспышки.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1984, т. 69.
8. Коваль А. Н., Степанян Н. Н. Описание и исследование горизонтального солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1970, т. 41—42, с. 194—197.
9. Щербакова З. А., Щербаков А. Г., Шапиро Б. И., Хейнман А. С. Спектральные наблюдения Солнца с инфракрасной пленкой высокой чувствительности. Линия He I $\lambda 10830 \text{ \AA}$.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1983, т. 66, с. 119—129.
10. Брейдо И. И., Шапиро Б. И. Спектральная чувствительность и разрешающая способность новой, инфракрасной пленки И-1060В.— *Астрон. цирк.*, 1981, № 1193, с. 6—8.
11. Аллен К. У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977.
12. Auer L. H., Mihalas D. Analysis of light-ion spectra in stellar atmospheres. He I in the B stars.— *Astrophys. J. Suppl.*, 1973, vol. 25, p. 433—462.
13. Mihalas D., Stone M. E. Statistical equilibrium model atmospheres for early-type stars.— *Astrophys. J.*, 1968, vol. 151, p. 293—310.
14. Запесочный И. П. Об абсолютных сечениях возбуждения уровней гелия электронами малых энергий.— *Астрон. журн.*, 1966, т. 43, с. 954—962.
15. Green L. G., Johnson N. G., Kolchin E. K. Oscillator strengths for singlet and triplet series in neutral helium.— *Astrophys. J.*, 1966, vol. 144, p. 369—375.
16. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. М.: Наука, 1973.
17. Аликаева К. В. Возбуждение и ионизация гелия в хромосферных вспышках.— *Астромергия и астрофизика*, 1971, т. 12, с. 50—63.

18. Machado M. E., Avrett E. H., Vernazza J. E., Noyes R. W. Semiempirical models of chromospheric flare regions.— *Astrophys. J.*, 1980, vol. 242, p. 336.
19. Барановский Э. А., Северный А. Б. Модель хромосферы над активной областью по наблюдениям линий водорода L_{α} , L_{β} и ультрафиолетовых линий нейтральных и ионизованных элементов.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1979, т. 60, с. 99—107.
20. Лившиц М. А., Бадалян О. Г., Косовичев А. Г., Кацова М. М. Непрерывное оптическое излучение солнечных и звездных вспышек: Препринт № 7 (273). М.: ИЗМИРАН, 1980.

УДК 523.342/945+947

ФОНОВЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ

Н. Н. Степанян

На основе количественного изучения H_{α} -карт крупномасштабных фоновых магнитных полей на Солнце и широтного распределения солнечной активности за полтора цикла показано, что рассеянные поля хвостовых частей активных областей не определяют фоновые поля. Их вклад не отражается на величине площади, занимаемой полем соответствующего знака.

Определенные ранее в [5] количественные характеристики структур фоновых полей подтверждают предположение о том, что крупномасштабные фоновые магнитные поля на Солнце являются отражением конвекции третьего яруса с конвективными элементами порядка радиуса Солнца ($\leq 0,5 R_{\odot}$).

BACKGROUND MAGNETIC FIELDS AND ACTIVITY OF THE SUN, by N. N. Stepanian.— Having quantitatively investigated the H_{α} -charts of the large-scale background magnetic fields and latitude distribution of the activity on the Sun for one and a half solar cycle, we showed, that the scattered magnetic fields of the following polarity do not define the background magnetic field. Their contribution is negligible on the area occupied by the magnetic field of a corresponding sign.

Quantitative characteristics of the background field structures obtained earlier in [5] confirm the hypothesis, that the large-scale background magnetic fields on the Sun are actualy the reflection of convection with elements of an order of solar radius ($\leq 0.5 R_{\odot}$).

Хорошо известен такой наблюдательный факт, как миграция рассеянных магнитных полей хвостовых частей активных областей к полюсам. По теории Бэбкока [1] эти рассеянные поля активных областей и создают фоновое поле Солнца. Смена знака полярного поля происходит из-за выхода этих полей в полярные области. В [2] авторы аналогичным образом интерпретировали наблюдения с магнитографом обсерватории Маунт-Вилсон.

Сомнение в справедливости этого положения впервые было высказано А. Б. Северным в [3, 4], где он указал на существенные трудности такого объяснения.

Нами предпринята попытка показать, что фоновые магнитные поля — самостоятельное явление, и рассеянные поля активных областей не изменяют заметным образом площадь, занятую фоновым полем того или иного знака.

При изучении фоновых полей по H_{α} -картам в [5] нами была введена величина A^+ — доля площади 10-градусной широтной зоны Солнца, занятая (+)-полем в одном обороте.

Изменение A^+ с широтой и временем для периода ноябрь 1964 — декабрь 1978 г. мы представили в виде графика, по оси абсцисс которого откладывалось время, а по оси ординат — широта. В клетке, соответствующей широтному интервалу φ_i и K -му обороту, помещалось соответствующее их значение A_{iK}^+ .

В аналогичном виде были представлены данные о солнечной активности за тот же период. Характеристикой солнечной активности служила сум-

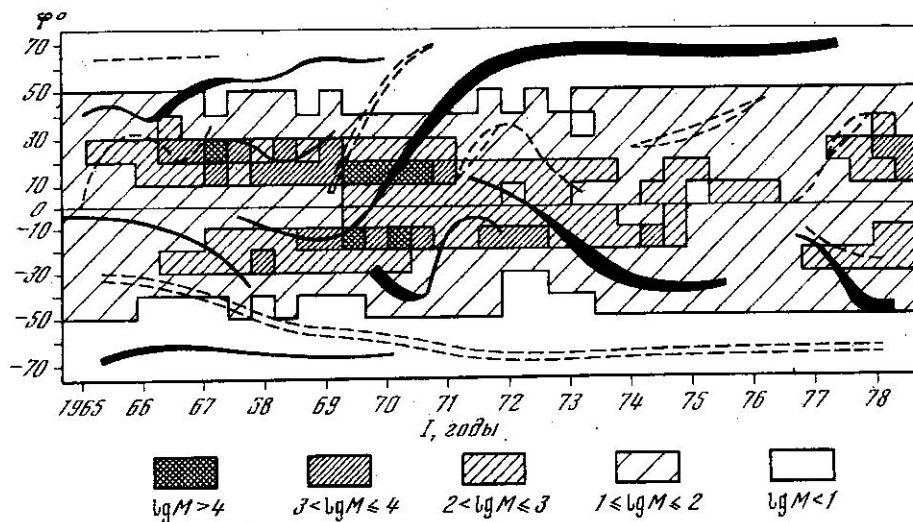


Рис. 1. Изменение со временем широтного распределения активности (штриховка разной плотности) и преобладания поля (+)-полярности (сплошные линии) и (-)-полярности (штриховые)

марная мощность всех флоккулов, наблюдавшихся в широтной зоне φ_i в течение K -го оборота (M_{iK}). Под мощностью одного флоккула мы понимаем произведение его площади (выраженной в м.д.п.) на яркость (в относительных единицах). Обе эти величины были взяты из [6].

Графики A^+ и M_{iK} , содержащие данные за каждый оборот, были осреднены во всех широтных зонах по пяти оборотам. Полученный таким образом усредненный график для мощности флоккулов представлен на рис. 1. Области с разной штриховкой соответствуют различным значениям M (обозначения в нижней части рис. 1). На графике хорошо виден тривиальный эффект уменьшения широты зоны пятнообразования с развитием цикла.

Данные о фоновых полях (A_{iK}^+) представлены в несколько ином виде. Для каждого оборота находилась широта, на которой A^+ имела максимальное значение. Полученные таким образом точки для соседних оборотов соединялись плавной сплошной линией. Эти линии также представлены на рис. 1. Сплошные линии относятся к максимумам A^+ , т. е. преобладанию (+)-полярности, штриховые — к максимуму (-)-полярности. Толщина линии грубо соответствует высоте максимума.

В [5] мы рассматривали эту картину распространения «волн» поля преимущественной полярности, приводящего к смене знака полярных полей. Сейчас обратим внимание на связь распространения «волн» с активностью.

В рассматриваемом нами XX цикле в N-полушфере полярность хвостовых частей активных областей была положительной, в S-полушфере — отрицательной. Если бы фоновые поля были рассеянными полями хвостовых частей активных областей, от зон с максимальным значением мощности флоккулов M распространялись бы к полюсам «волны» (+)-поля в N-полушфере и (-)-поля в S-полушфере. На самом деле такой закономерности не видно.

Так, в N-полушфере в 1969 г. при росте активности от соответствующих широт распространялась к N-полюсу «волна» (-)-поля, а самая мощная волна (+)-поля, приведшая к окончательной смене знака полярного поля, возникла в S-полушфере и гораздо раньше максимума M . В S-полушфере «волна» (-)-поля, приведшая к смене знака полярного поля, начала распространяться во время минимальной активности Солнца, к тому же с низких широт.

Данные о фоновых полях и мощности флоккулов были сравнены также количественно. Значения A^+ и M для последовательных оборотов в каждой

10-градусной зоне можно рассматривать как отдельные временные ряды $A_{\varphi_i}^+$ и M_{φ_i} . Нами были построены кросскорреляционные функции различных комбинаций пар этих рядов как типа $A_{\varphi_i}^+ - A_{\varphi_j}^+$ и $M_{\varphi_i} - M_{\varphi_j}$, так и $A_{\varphi_i}^+ - M_{\varphi_j}$.

Для фоновых полей A^+ в соседних широтных зонах коэффициент кросскорреляции $R(A_{\varphi_i}^+, A_{\varphi_{i+10}}^+)$ является значимым ($R > 0,2$) для широт выше 20° в обеих полушарах (рис. 2). Причем максимум кросскорреляционной кривой сдвинут относительно $\Delta T = 0$ на ~ 3 оборота. Знак смещения свидетельствует о распространении «волн» фоновых полей к полюсам со скоростью $\sim 3^\circ$ за оборот, или ~ 15 м/с.

Кросскорреляционные кривые для $M_{\varphi_i} - M_{\varphi_{i+10}}$ представлены на рис. 3. На них мы видели сдвиги максимумов на $\Delta T \sim 20$ оборотов. Знак сдвига свидетельствует о перемещении активности к экватору. Скорость смещения ~ 3 м/с. Это значение согласуется с тем, что можно определить по данным за несколько циклов из [7].

Что касается кросскорреляции типа $A_{\varphi_i}^+ - M_{\varphi_j}$, то ни в одном варианте $\varphi_i - \varphi_j$ коэффициент корреляции не достигал значения 0,2 ни при каком сдвиге ΔT . Это свидетельствует о том, что значимой корреляции между фоновыми полями и мощностью флоккулов в соседних, более отдаленных или тех же самых широтных зонах нет.

Отсюда можно сделать вывод, что рассеянные поля хвостовой полярности не определяют полностью фоновые поля. Их вклад не отражается на величине площади, занимаемой полем данного знака.

В литературе не раз встречалось предположение, что на Солнце может присутствовать конвекция трех ярусов (см. например, [8]). Отражением первых двух ярусов в фотосфере являются грануляция и супергрануляция. Конвекции третьего яруса могут соответствовать крупномасштабные структуры фоновых магнитных полей. По вопросу о наличии третьего яруса конвекции с размером ячеек, сравнимым с радиусом Солнца, еще нет единого мнения и убедительных свидетельств «за» или «против» такого предположения.

Ранее нами были определены по H_α -картам количественные характеристики структур фоновых полей [5]. А именно, было найдено, что средние размеры структур $L = 300\,000$ км $= 3 \cdot 10^{10}$ см, скорости их движения U от 5 до 50 м/с $= (0,5 \div 5) \cdot 10^8$ см/с, распределение по времени жизни τ имеет три максимума на 3, 7 и 10 оборотах $0,7 \cdot 10^7$; $1,6 \cdot 10^7$ и $2,4 \cdot 10^7$ с.

Если предположить, что фоновые поля — отражение третьего яруса конвекции, то полученные нами значения L , U и τ для структур фоновых полей должны удовлетворять некоторым соотношениям [8, с. 20], вытекающим из представления о турбулентной конвекции [9, 10].

Во-первых, чтобы быть наблюдаемой, конвекция должна быть квазистационарной, т. е. турбулентное число Рейнольдса Re_t должно находиться в пределах 50—100:

$$Re_t \approx ULv_t^{-1}, \quad (1)$$

где U — скорость структур основного масштаба, L — их размеры, v_t — турбулентная вязкость, определяемая мелкомасштабными вихрями, создающими эффективное трение для крупномасштабных конвективных движений.

Величина v_t [$\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$] для верхнего грануляционного яруса $\sim 10^{11} - 10^{12}$ и несколько больше, 10^{13} , во втором ярусе. Предполагается, что в пределах конвективной зоны v_t меняется не слишком сильно. Из наших данных мы можем по формуле (1) оценить v_t , подставив $Re_t = 10 \div 100$; $L = 3 \cdot 10^{10}$ см и $U = (0,5 \div 5) \cdot 10^8$ см \cdot с $^{-1}$. Для v_t получим величину $2,5 \cdot 10^{12} - 1,5 \cdot 10^{13}$ см $^2 \cdot$ с $^{-1}$, что не противоречит приведенным выше значениям, т. е. супергрануляция может определять v_t для конвекции третьего яруса. Кроме того, для конвективных ячеек характерное время жизни τ должно быть

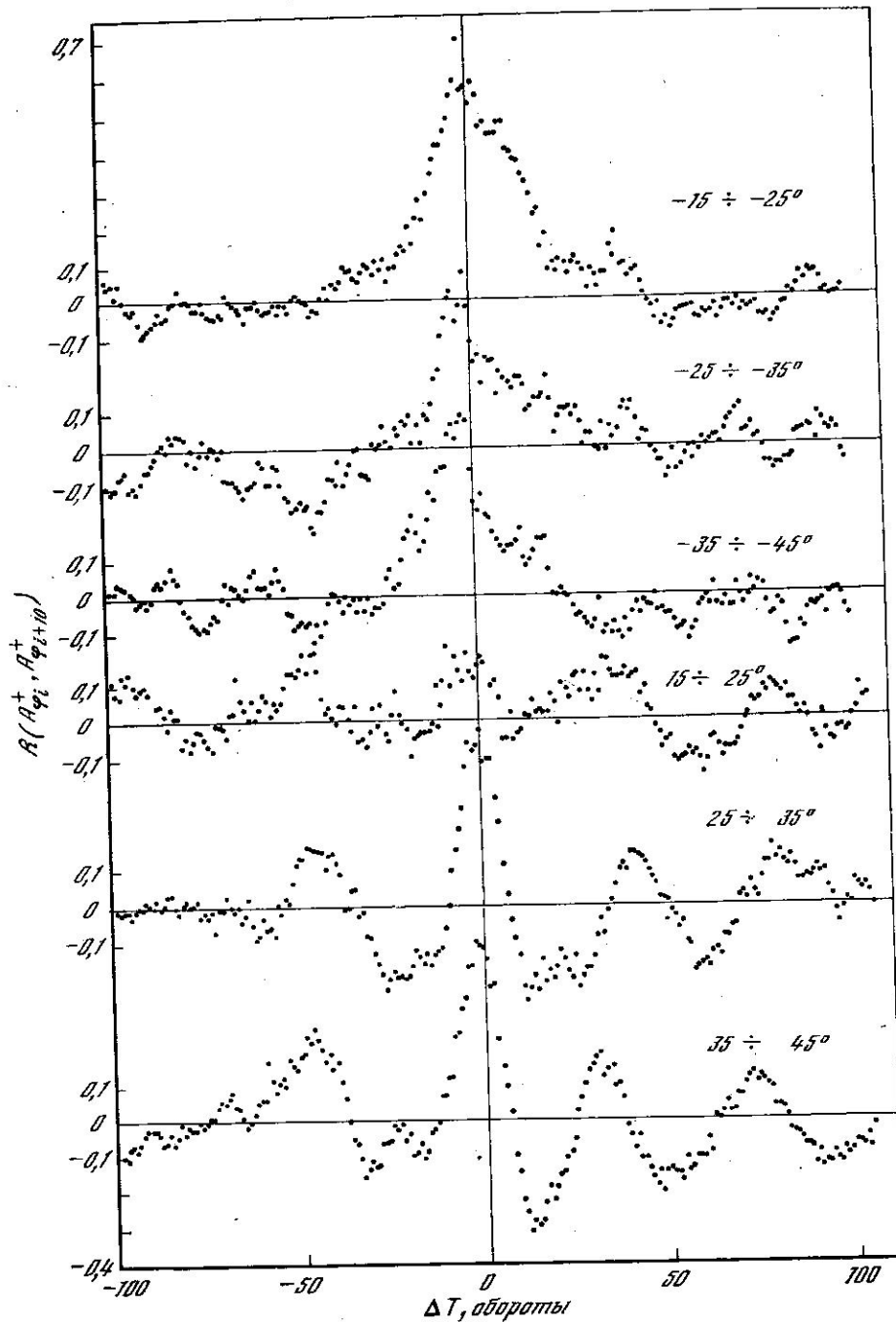


Рис. 2. Кросскорреляционные функции A^+ (доля площади 10-градусной зоны, занятая (+)-полюс) в соседних широтных зонах (при 95%-ном уровне значимости корреляционная связь имеется при $R > 0,2$ [19])

порядка L/U . В нашем случае $\tau = L/U = (0,6 \div 2) \cdot 10^7 \text{ с} = 3 \div 10$ оборотам Солнца.

Такие же числа получены нами непосредственно из наблюдений. Эти соотношения могут служить количественным подтверждением представления о том, что крупномасштабные фоновые магнитные поля — проявление конвекции третьего яруса с конвективными элементами, сравнимыми по размеру с радиусом Солнца ($\lesssim 0,5 R_\odot$).

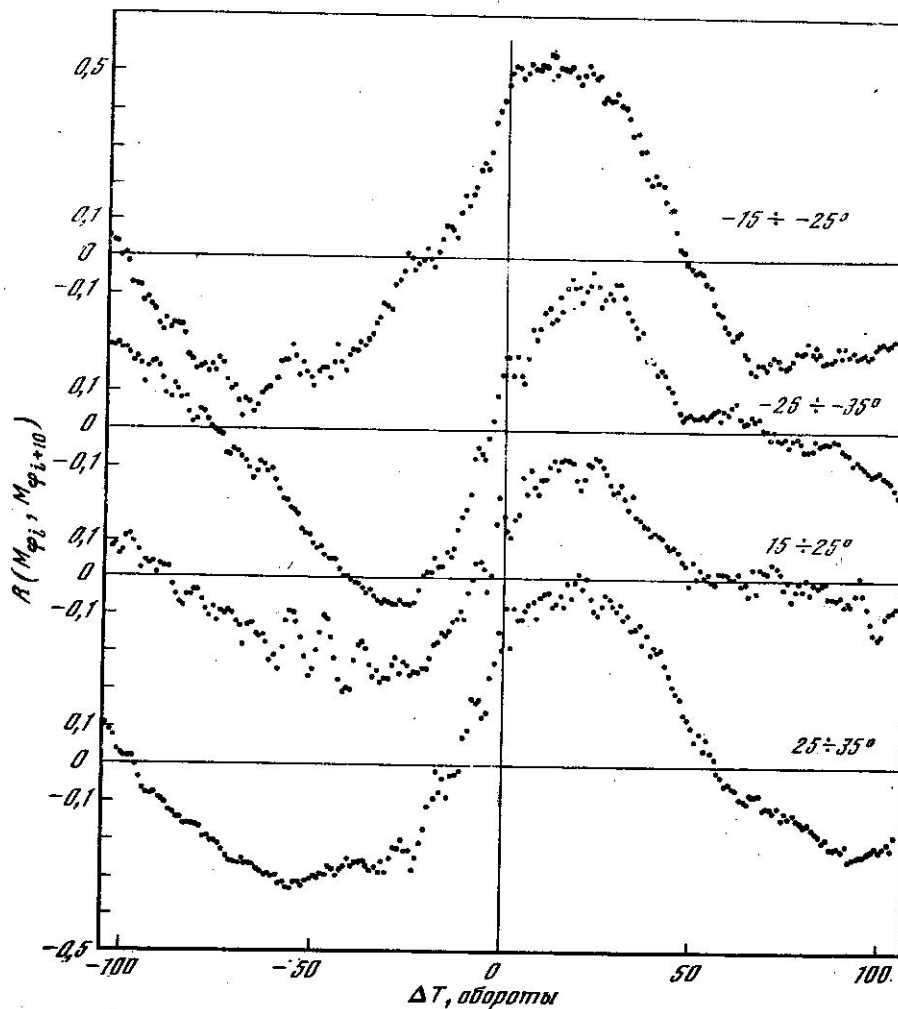


Рис. 3. Кросскорреляционные функции мощности флоккулов в соседних широтных зонах (при 95%-ном уровне значимости корреляционная связь имеется при $R > 0,2$ [19])

Выше мы показали, что магнитные поля активных областей существенно не отражаются на распределении фоновых полей по поверхности Солнца. Остановимся кратко на обратной проблеме — влиянии крупномасштабных полей на распределение активных областей.

Хорошо известен факт возникновения новых активных областей на стыках супергранул. Именно в этих местах происходит концентрация поля, так как силовые линии и трубки магнитного поля «сгребаются» к границам радиальными движениями вещества в супергрануле. Нечто подобное можно ожидать и в структурах крупномасштабных полей.

Многие авторы исследовали неравномерность распределения активности по диску Солнца. Было найдено, что существует некоторая концентрация групп пятен к активным долготам [11, 12], границам секторов межпланетного поля [12, 13], к стыкам гигантских гранул [14]. Но во всех подобных исследованиях получено, что такая концентрация проявляется только для мощных активных центров со сложной магнитной структурой, сильными или протонными вспышками. Чем слабее активные области, тем меньше концентрация их в «особых точках» поверхности Солнца. В [15], например, было показано, что при рассмотрении всех групп пятен (включая униполярные) не наблюдается их концентрации к активным долготам и границам.

секторов. На этом основании можно сделать вывод, что место возникновения активных областей не зависит от крупномасштабных структур. Но тот уровень развития, которого данная область достигнет, зависит от места ее возникновения.

Упомянутые выше гигантские гранулы — описанные в [16] крупномасштабные структуры солнечной активности в зонах пятнообразования. По-видимому, на этих широтах структуры фоновых крупномасштабных полей совпадают с гигантскими гранулами. Проекция границ секторов межпланетного поля на поверхности Солнца также совпадает с границами крупных структур фоновых полей.

В [17] было показано, что существует тесная корреляционная связь между фоновым полем и общим магнитным полем Солнца как звезды. Общее магнитное поле Солнца в свою очередь определяет структуру межпланетного поля [18].

Таким образом, вывод о связи уровня максимального развития активной области с границами секторов и гигантских гранул можно отнести к границам структур крупномасштабных фоновых линий.

В заключение перечислим выводы, полученные нами в результате количественного изучения H_z -карт крупномасштабных фоновых магнитных полей и широтного распределения активности за полтора цикла.

1. Структуры крупномасштабных фоновых магнитных полей являются проявлением конвекции третьего яруса с размером ячеек, сравнимым с радиусом Солнца ($\approx 0,5 R_{\odot}$).

2. Смена знака полярных полей происходит путем распространения к полюсам «волн» поля. Такие «волны» распространяются от экваториальных зон со скоростью ~ 15 м/с. Начало этих «волн» не связано по широте и времени с солнечной активностью. Рассеянные магнитные поля хвостовых частей активных областей не дают заметного вклада в эти «волны».

3. Активные области возникают независимо от расположения крупномасштабных структур, равномерно на всех долготах. Но максимально достижимый ими уровень развития оказывается выше вблизи границ крупномасштабных структур.

Апрель 1983 г.

Литература

1. Babcock H. W. The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle.— *Astrophys. J.*, 1964, vol. 133, p. 572—587.
2. Howard R. H., LaBonte B. J. Surface magnetic fields during the solar activity cycle.— *Solar Phys.*, 1981, vol. 74, p. 131—146.
3. Severny A. B. Is the Sun a magnetic rotator?— *Nature*, 1969, vol. 224, N 5214, p. 53—54.
4. Severny A. B. The fluctuations of the general magnetic field of the Sun.— *Quart. J. Roy. Astron. Soc.*, 1971, vol. 12, N 4, p. 363—379.
5. Степанян Н. Н. Фоновые магнитные поля на Солнце в 1964—1978 гг.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1982, т. 65, с. 43—58.
6. *Solar Geophysical Data*. US Department of Commerce (Boulder, Colorado, USA).
7. Брей Р., Лоугед Р. Солнечные пятна. М.: Мир, 1967. 384 с.
8. Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Цытович В. Н. Физика плазмы солнечной атмосферы. М.: Наука, 1977. 255 с.
9. Каплан С. А. Спектр магнито-гидродинамической турбулентной конвекции.— *Астрон. журн.*, 1963, т. 40, с. 1047.
10. Unno W. On the applicability of the linear theory to the problem of convection in stellar atmosphere.— *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1961, vol. 13, p. 276—284.
11. Vitiński Ju. I. On the problem of active longitudes of sunspots and flares.— *Solar Phys.*, 1969, vol. 7, p. 210—216.
12. Bumba V., Obrido V. N. «Bartels» active longitudes, sector boundaries and flare activity.— *Solar Phys.*, 1969, vol. 6, p. 104—110.
13. Левицкий Л. С. О связи солнечных космических лучей с энергией 10 МэВ с хромосферными вспышками.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1974, т. 49, с. 36—41.
14. Bumba V., Howard R., Martres M. J., Soru-Iscovi J. Patterns of active region magnetic field development.— In: *Structure and development of Solar active regions (IAU Symp. N 35)*. Dordrecht (Holland): D. Reidel P. Co, 1968, p. 13—24.
15. Брашловская И. Ю., Коваль А. Н., Огирь М. Б., Степанян Н. Н. Некоторые параметры флоккулов, определяющие вспышечную активность.— *Солнечные данные*, 1972, № 6, с. 88—94.

16. *Bumba V., Howard R.* Large-scale distribution of solar magnetic field.— *Astrophys. J.*, 1965, vol. 141, p. 1502—1512.
17. *Котов В. А., Степанян Н. Н., Щербакова З. А.* Роль фонового магнитного поля и полей активных областей и пятен в общем магнитном поле Солнца.— *Изв. Крым. астрофиз., обс.*, 1977, т. 56, с. 75—83.
18. *Severny A. B., Wilcox J. M., Scherrer P. H., Colburn D. S.* Comparison of the mean photospheric magnetic field and the interplanetary magnetic field.— *Solar Phys.*, 1970, vol. 15, N 1, p. 3—14.
19. *Нахимов В. В.* Применение математической статистики при анализе вещества. М.: Физматгиз, 1960, с. 379.

УДК 523.75

О MORFOЛОГИИ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ В СВЕТЕ H_{α}

Л. Г. Карташова

По H_{α} -фильмам активных областей с разрешением на фильтрограммах не хуже $1''$ исследуется морфология тонкой структуры флоккулов, систем волоконцев, волокон и полутени пятен, преимущественно во время вспышек и поярчений. Особенности тонкой структуры активной хромосферы сопоставляются с известными данными о тонкой структуре фотосферы и невозмущенной хромосферы.

Показано, что:

1. Перечисленные выше образования активной хромосферы имеют сходную двухкомпонентную структуру, морфологически подобную двухкомпонентной структуре образований невозмущенной хромосферной сетки.
2. Существует общность морфологии тонкой структуры (хромосферы и фотосферы).
3. Вспышечная эмиссия располагается преимущественно по яркому компоненту тонкой структуры хромосферы.

ON THE MORPHOLOGY OF THE FINE STRUCTURE OF ACTIVE REGION IN H_{α} -LIGHT, by *L. G. Kartashova*.— Using the H_{α} -films of active regions with 1 sec resolution filtergrammes the morphology of fine structure of flocculi, systems of fibrils, filamen and spot penumbrae is being investigated primarily during flares and brightenings. The peculiarities of fine structure of active chromosphere are compared with the published data on fine structure of photosphere and quiet chromosphere. It is shown, that: 1) the above mentioned formations of active chromosphere have similar two-component structure, which resembles morphologically a two-component structure of quiet chromospheric network formations, 2) fine structures of chromosphere and photosphere are morphologically alike, 3) flare emission dominates in the bright component of the fine structure of chromosphere.

Морфология тонкой структуры активной области — составная часть большого комплекса проблем, связанных с исследованием физики активных процессов на Солнце. В настоящее время остается невыясненной природа большинства тонкоструктурных образований хромосферы. Не совсем понятна их роль в развитии вспышек и разогреве других участков активной области в момент вспышки, хотя известно, что вспышечная эмиссия очень тонкоструктурна [1—3] и распространяется в соответствии с расположением мелкомасштабных образований фотосферы (в пятнах) [4] и хромосферы (во флоккулах) [5]. Кроме этого, наблюдения [6, 5] указывают на существование характерных изменений во время вспышки тонкой структуры хромосферы в различных участках активной области. Для понимания природы тонкоструктурных образований хромосферы и их роли в развитии активных процессов немаловажное значение имеет выявление общих закономерностей в морфологии тонкой структуры различных участков активной и невозмущенной хромосферы, а также и фотосферы. Принципиальное значение имеет исследование характера развития вспышечной эмиссии относительно тонкой структуры хромосферы в различных участках активной области. Здесь нами изучаются морфологические особенности различных макрообразований активной области: флоккулов, систем волоконцев, волокон и пятен с учетом изменений

в тонкой структуре этих образований в связи со вспышками и поярчениями. Особенности тонкой структуры каждого из перечисленных выше образований сравниваются между собой и сопоставляются с известными данными о тонкой структуре фотосферы и невозмущенной хромосферы. Прослеживается развитие вспышечной эмиссии относительно волоконцев.

1. Материал наблюдений и методика измерений

Материалом для исследования послужили многочисленные H_{α} -фильмы активных областей, полученные на коронографе (КГ-1) Крымской астрофизической обсерватории за период 1978—1982 гг. Наблюдения проводились с ИПФ Halle с полосой пропускания $0,5 \text{ \AA}$ и с выходом в крылья до $\pm 1 \text{ \AA}$. Диаметр изображения Солнца на фильмограммах составляет 120 мм [7] при угловом разрешении на пленке не хуже $1''$. Крестик рассеяния — около $1'',9$. Кинематографирование проводилось на контрастную мелкозернистую пленку «Изопанхром 18 (28)» при частоте съемки 8 кадр/мин, преимущественно в центре линии и по возможности непрерывно в течение от одного до нескольких часов. Применяемая частота съемки позволяет достаточно подробно проследить эволюцию самых короткоживущих элементов тонкой структуры хромосферы, время жизни которых исчисляется минутами. Характерные особенности тонкой структуры образований активной области выявлялись путем тщательного просмотра H_{α} -фильмов. Некоторые типичные примеры тонкой структуры в центре линии исследовались фотометрическим путем. Цель фотометрии состояла в том, чтобы определить размеры, контраст характерных тонкоструктурных элементов и расстояния между ними. Измерения проводились на микрофотометре МФ-4 и заключались в следующем: 1) делались фотометрические разрезы выбранных участков активной области; размеры щелей выбирались в зависимости от размеров и формы исследуемых образований и составляли обычно $(0,5-0,7)'' \times (5-10)''$ и редко $(0,4-0,5)'' \times (1-1,1)''$; 2) в некоторых случаях проводились также измерения интенсивности отдельных хромосферных узелков с квадратной щелью $(1,1-1,2)'' \times (1,1-1,2)''$ (поузелковая фотометрия).

Результаты измерений интенсивности и размеров различных тонкоструктурных образований хромосферы приведены в таблице. Там же даются некоторые результаты фотометрии тонкоструктурных элементов фотосферы, взятые из [8]. В дальнейшем будем обращаться к этой таблице по мере описания тех или иных особенностей тонкой структуры активной области.

2. Общие сведения о структуре флоккулов, невозмущенной хромосферной сетки и фотосферы

В любой активной области присутствуют элементы хромосферной сетки, что обусловлено, по-видимому, характером развития активной области с момента появления первых ее признаков. Так, первые пятна и флоккульные узелки образуются на границах хромосферной сетки [9, 10]. В развитой активной области узлы флоккулов размером $10-30''$ составляют «усиленную хромосферную сетку». В центральных частях активной области наблюдаются и более крупные сгущения флоккульных образований (plages), однако крупномасштабные флуктуации яркости с характерным для ячеек хромосферной сетки размером существуют и в этих участках активной области. Общность морфологии активной и невозмущенной хромосферы проявляется также и на уровне мелкомасштабной структуры. Кроме этого, намечается общность в морфологии тонкой структуры хромосферы и фотосферы. В связи с этим ниже приводится краткое описание характерных тонкоструктурных элементов невозмущенной хромосферной сетки, а также некоторых подобных им элементов в структуре фотосферы.

Известно [11—14], что в первом приближении образования невозмущенной хромосферной сетки в линии H_{α} складываются из тонкоструктурных элементов всего лишь двух типов: ярких и темных узелков (bright fine mottles и dark fine mottles). Данные узелки имеют округлую или продолговатую фор-

му. Их поперечный размер составляет 1—2", продольный 5—10". Яркие и темные узелки различаются по своим физическим свойствам [12—14], но в то же время тесно связаны между собой пространственно и эволюционно и наблюдаются обычно группами. Одной из главных морфологических особенностей таких групп является упорядоченность в расположении ярких и темных компонентов друг относительно друга. Наиболее характерные из них были названы «розетками» (rosettes), так как представляют собой системы радиально расходящихся ярких и темных узелков [11, 13, 14]. Структура «розетки» такова, что яркие узелки располагаются в ее центральной части и между темными узелками, наблюдающимися преимущественно во внешних частях системы. На участках, граничащих с активной областью, встречаются более крупные сгущения перемещающихся между собой ярких и темных узелков — так называемые усиленные розетки (plagettes) [15]. Далее в невозмущенной хромосфере наблюдаются «двойные цепочки» (double chains) — образования, имеющие вид двух параллельных цепочек темных узелков [13, 14]. Вблизи лимба наблюдаются системы цепочек еще одного вида. Это пары тесно примыкающих друг к другу цепочек, состоящих одна из ярких, другая — из темных узелков [12]. «Темная цепочка» наблюдается всегда со стороны лимба. Среди особо тонкоструктурных образований хромосферной сетки следует отметить систему двух параллельных, темных, продолговатой формы узелков, разделенных ярким промежутком и развивающихся одновременно. Данная система была названа «двойным узелком» (double mottles). В [16] двойные узелки приписываются спикулам. Розетки, двойные узелки и цепочки узелков составляют границы невозмущенной хромосферной сетки. Между ними, внутри ячеек хромосферной сетки, наблюдаются еще и другие тонкоструктурные элементы хромосферы несколько меньших, чем узелки, размеров ($\sim 1''$), так называемые хромосферные гранулы [17]. В [18] показано, что яркие точки внутри ячеек хромосферной сетки в линии К Са II совпадают с тонкоструктурными магнитными элементами. Из всего сказанного о тонкой структуре хромосферы можно сделать следующее основное заключение. В свете H_{α} образования на границах невозмущенной хромосферной сетки обычно имеют двухкомпонентную структуру и состоят из перемежающихся между собой ярких и темных узелков либо цепочек ярких и цепочек темных узелков.

Кроме этого, мы хотели отметить тот факт, что образования типа цепочек наблюдаются также и в фотосфере. Так, согласно [8] в фотосфере местами наблюдаются двойные цепочки ярких гранул, а в отдельных участках все гранулы собраны в цепочки, плотно прижатые друг к другу.

Ниже будут рассмотрены характерные особенности морфологии тонкой структуры в различных участках активной области.

3. Характерные особенности тонкой структуры активной области в линии H_{α}

1. Двухкомпонентность тонкой структуры флоккулов. Согласно [11] H_{α} -флоккулы состоят из компактных ($\sim 1''$) ярких узелков. Однако, по нашему мнению, такое описание тонкой структуры флоккулов не является исчерпывающим, так как наряду с яркими узелками во флоккулах различной интенсивности наблюдаются также и темные узелки приблизительно таких же размеров, что и яркие (см. рис. 1, а, в). Темные узелки хорошо различаются в центре и в крыльях линии (рис. 1, а, б). Наиболее отчетливо узелковая структура флоккулов видна обычно за несколько минут до начала и в момент вспышки. В большинстве случаев яркие и темные узелки распределены по площади флоккульного узла приблизительно равномерно (см. рис. 1, а). Тонкая структура этих узлов флоккулов морфологически подобна двухкомпонентной узелковой структуре усиленных розеток в невозмущенной хромосфере (о чем говорилось выше в разделе 2). На рис. 1, г приведен один из фотометрических разрезов (в центре H_{α}) узла флоккула, показанного на рис. 1, а. Этот фотометрический разрез обнаруживает флуктуации интенсивности, составляющие 8—10% от средней интенсивности данного участка

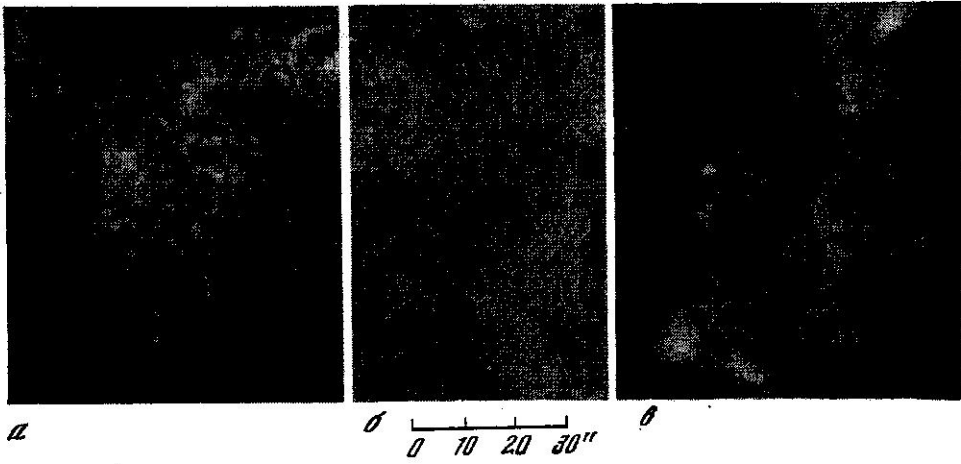


Рис. 1. Пример двухкомпонентной узелковой структуры в области двух узлов флоккулов, отличающихся по яркости

а, б — снимки одного из узлов в центре и в крыле ($-0,5 \text{ \AA}$) линии H_{α} соответственно, в — снимок в центре линии H_{α} более яркого узла, г — поперечный фотометрический разрез узла флоккула, показанного на рис. 1, а. По оси абсцисс — длина разреза l , по оси ординат — относительная интенсивность I/I

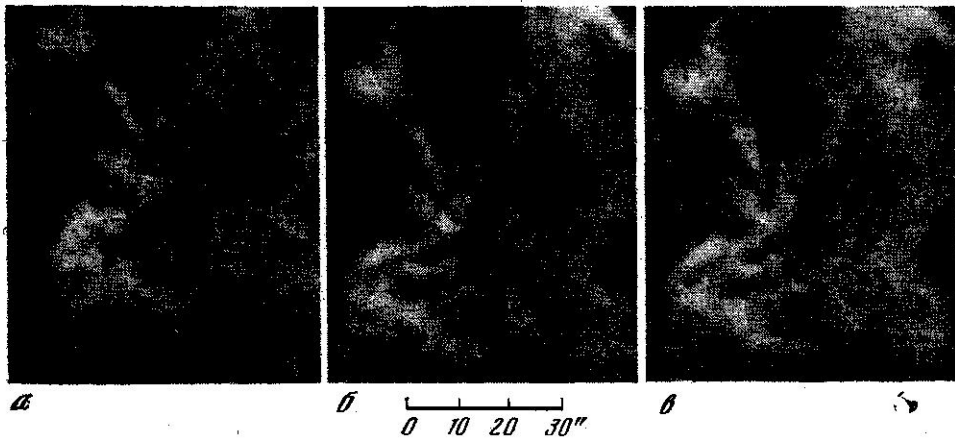
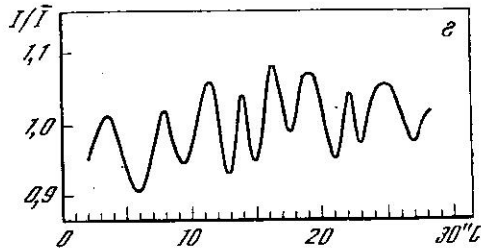


Рис. 2. Пример развития системы цепочек во флоккуле в центре линии H_{α}

а — снимок флоккула 15.07 1981 г. до появления системы цепочек узелков ($06^{\text{h}}50^{\text{m}}$ UT); б, в — снимки системы цепочек в $07^{\text{h}}58^{\text{m}}$, $08^{\text{h}}02^{\text{m}}$ UT

флоккула. Они соответствуют ярким и темным узелкам размерами $1-2,5''$. Аналогичные фотометрические разрезы длиной $30-40''$ были сделаны для некоторых других узлов флоккулов в различных активных областях. Для двух узлов размером $25-30$ кв. сек дуги была проведена поузелковая фотометрия. Для всех измеренных участков флоккулов определялись средние значения (относительных) интенсивностей ярких $I_{\text{я}} = (I_{\text{я}}/I)$ и темных $I_{\text{т}} = (I_{\text{т}}/I)$ узелков, где $I = (\sum I_{\text{я}} + \sum I_{\text{т}}) / (n_{\text{я}} + n_{\text{т}})$, а $I_{\text{я}}$, $I_{\text{т}}$ и $n_{\text{я}}$, $n_{\text{т}}$ — измеренные интенсивности и общее число ярких и темных узелков в данном участке флоккула. В таблице приведены отношения и разности этих величин, а также значения средних расстояний $\bar{r}_{\text{я-т}}$ между соседними яркими и темными узелками на каждом фотометрическом разрезе или участке флоккула в случае поузелковой фотометрии. Согласно приведенным в таблице данным

Тип образования	Вид фотометрии	$\bar{I}_д/\bar{I}_т$	$\bar{I}_я - \bar{I}_т$	$\bar{r}_{я-т}''$	$\bar{I}_{гр}$		
					$\bar{I}_{гр}$	$\bar{I}_{гр.ц}$	
фотосфера							
I. Флоккулы	Фотометрические разрезы	1,10±0,04	0,10±0,03	2,01±0,01	1,12	1,18	
		1,09±0,03	0,09±0,03	1,6±0,1	1,12	1,17	
		1,08±0,01	0,08±0,01	1,7±0,01	1,15	1,18	
		1,10±0,02	0,10±0,02	1,5±0,2	1,15	1,19	
		1,10±0,02	0,09±0,02	1,5±0,1	1,16	1,18	
	а) группы узелков	Поузелковая фотометрия	1,17±0,02	0,16±0,02	1,6±0,03	1,18	1,23
			1,15±0,02	0,14±0,02	1,7±0,01	1,18	1,26
	б) системы цепочек узелков	То же	1,27±0,05	0,24±0,04	3,9±0,08	1,18	1,22
			1,27±0,03	0,24±0,03	3,4±0,2	1,15	1,20
			1,25±0,02	0,22±0,02	3,5±0,01	1,15	1,21
II. Кольцевые системы цепочек узлов в полутени пятна	То же	1,22±0,03	0,20±0,02	4,0±0,1	1,21	1,23	
		1,13±0,01	0,12±0,01	5,0±1,0	[8]	[8]	
		1,15±0,03	0,14±0,03	3,0±1,0			
III. Системы волоконцев	Поперечные фотометрические разрезы	1,13±0,002	0,12±0,003	2,3±0,2			
		1,17±0,004	0,16±0,004	2,1±0,1			
		1,17±0,004	0,16±0,004	2,1±0,1			
		1,13±0,01	0,12±0,01	2,1±0,1			
		1,11±0,02	0,10±0,01	1,9±0,1			
		1,10±0,01	0,10±0,01	2,2±0,1			
		1,26±0,08	0,23±0,06	5,2±0,6			
		1,23±0,02	0,20±0,01	4,4±0,3			
IV. Волокна	То же	1,11±0,04	0,10±0,03	2,3±0,3			
		1,21±0,06	0,19±0,04	3,2±0,3			
		1,14±0,03	0,13±0,02	2,7±0,2			
		1,27±0,03	0,24±0,03	3,4±0,4			

средние относительные интенсивности ярких и темных узелков различаются в измеренных участках флоккулов на 8—16% (с достаточной степенью точности). В случае поузелковой фотометрии отношения средних интенсивностей ярких и темных узелков $\bar{I}_я/\bar{I}_т$ близки по величине к значениям контраста фотосферных гранул относительно межгранульных промежутков ($\bar{I}_{гр}$), приведенных в [8] (см. таблицу). Размеры флоккульных узелков составляют в среднем 1,5—2", что близко к размерам фотосферных гранул и факельных фотосферных гранул [19].

Во время вспышек и поярчений в отдельных участках флоккулов наблюдаются системы параллельных, чередующихся между собой цепочек ярких и цепочек темных узелков, что отмечалось нами и ранее [5] (рис. 2, б, в). В отличие от аналогичных образований в невозмущенной хромосфере, содержащих не более двух однотипных компонентов, системы цепочек узелков во флоккулах насчитывают до пяти ярких и пяти темных цепочек. Кроме этого, в активной области системы цепочек образуются и внутри ячеек хромосферной сетки. В одном и том же участке флоккулов во время каждой из вспышек можно наблюдать образование системы цепочек, отличающихся от предыдущих своей ориентацией и средним расстоянием между соседними яркими и темными цепочками («шагом» системы $\bar{r}_{я-т}$). Шаг систем цепочек составляет в различных случаях 2—5". Длина цепочек достигает $8 \cdot 10^3$ км. Результаты поузелковой фотометрии нескольких систем цепочек с шагом 3,5—5",0, приведенные в таблице, свидетельствуют о том, что средние интенсивности цепочек ярких ($\bar{I}_я$) и цепочек темных ($\bar{I}_т$) узелков различаются на 20—24%. Отношения средних интенсивностей ярких и темных цепочек ($\bar{I}_я/\bar{I}_т$) составляют 1,22—1,27 и близки по величине к значениям среднего контраста фотосферных гранул, входящих в цепочки, относительно межгранульных промежутков [8] ($\bar{I}_{гр.ц}$, см. таблицу). Нет большого различия и в продолжительности жизни систем цепочек во флоккулах (5—10 мин, редко несколько десятков минут [5]) и цепочек фотосферных гранул (до 16 мин [8]).

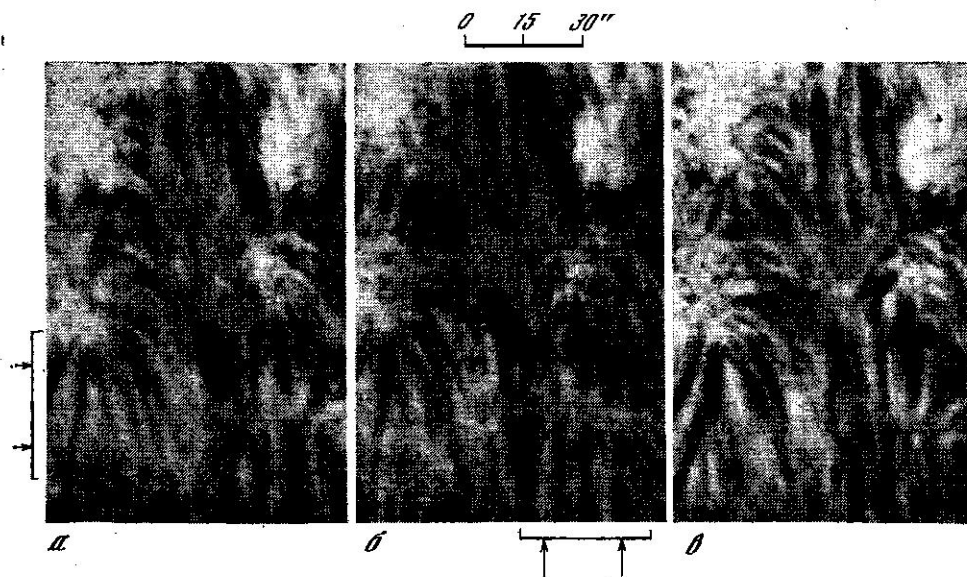
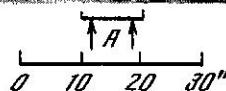


Рис. 3. Примеры многокомпонентных систем волоконцев
Снимки в центре линии участка волоконной структуры 12.07 1978 г.
для трех моментов времени: $04^{\text{h}}54^{\text{m}}$ (а), $05^{\text{h}}43^{\text{m}}$ (б), $06^{\text{h}}23^{\text{m}}$ (е) УТ;
стрелками показано положение некоторых систем волоконцев

Рис. 4. Пример малокомпонентной системы волоконцев (снимок в центре линии H_{α})

На основании всего сказанного можно заключить, что: 1) флоккулы есть двухкомпонентные образования и, подобно образованиям невозмущенной хромосферной сетки, состоят либо из перемежающихся между собой ярких и темных узелков (размером $1-2''$, 5), либо цепочек ярких и цепочек темных узелков; 2) намечается общность морфологии тонкой структуры хромосферы и фотосферы, что соответствует выводам, сделанным в [20, 21], относительно тесной связи тонкоструктурных образований на различных уровнях в атмосфере Солнца.

2. Двухкомпонентность структуры систем волоконцев и волокон. Составными звеньями волоконной структуры активной области являются системы волоконцев, примыкающие одним или двумя концами к пятнам и узлам флоккулов на границах усиленной хромосферной сетки (см. рис. 3, а, б, е). Системы волоконцев состоят обычно из нескольких чередующихся между собой ярких и темных волоконцев приблизительно одинаковых размеров (многокомпонентные системы, см. стрелки на рис. 3, а и б). Местами наблюдаются четкие системы волоконцев, состоящие всего лишь из двух-трех волоконцев (малокомпонентные системы). На рис. 4 (см. направление А) приведен снимок в центре H_{α} одной из таких систем, представляющей совокупность двух темных волоконцев и одного яркого, расположенного между темными. Данное образование подобно двойному узелку невозмущенной хромосферы (описанному в разделе 2). В активной области наблюдаются малокомпонентные системы, состоящие также из двух ярких волоконцев и одного темного. Встречаются и просто пары яркого и темного волоконцев. Среднее расстояние между соседними яркими и темными волоконцами ($r_{\text{я-т}}$) составляет в различных системах $2-5''$, как и между соседними яркими и темными цепочками во флоккулах. Длина волоконцев, так же как и длина цепочек флоккульных узелков, достигает в некоторых случаях нескольких десятков тысяч километров. Кро-



ме этого, волоконца нередко имеют клочковатую структуру, а иногда распадаются на отдельные узелки. Некоторые волоконца смыкаются на краю флоккула с цепочками флоккульных узелков.

Двухкомпонентный характер любой системы волоконца наилучшим образом проявляется обычно во время вспышек или поярчаний. Структура систем волоконца в этот период наиболее упорядочена (регулярна) (см. стрелки на рис. 3, а, б). Для ряда регулярных систем волоконца были сделаны поперечные фотометрические разрезы. На рис. 5, а, б, в приведены фотометрические разрезы нескольких малокомпонентных систем, в том числе поперечные фотометрические разрезы в трех местах (рис. 5, а) системы волоконца, показанной на рис. 4. На рис. 6 приведены поперечные фотометрические разрезы трех многокомпонентных систем волоконца. Согласно рис. 5 и 6 интенсивности однотипных компонентов в регулярных системах волоконца очень близки. На рис. 5, б малокомпонентная система отстоит на достаточном расстоянии от ближайших волоконца, и можно убедиться в том, что яркость обоих ее компонентов заметно отличается от средней яркости «чистого» участка хромосферы. Значения средних интенсивностей ярких ($I_{я}$) и темных ($I_{т}$) компонентов в различных системах волоконца различаются между собой на 10—23% (см. таблицу).

Хорошо известно, что волокна активной области образуются путем постепенного слияния большого числа волоконца. При активизации волокон во время вспышек нередко наблюдается обратный процесс, характеризующийся «расслоением» волокна на отдельные волоконца. Так, на участке волокна, показанного на рис. 7, а, во время вспышки наблюдалась система довольно четких ярких и темных волоконца, удаленных друг от друга на расстояние ($\bar{r}_{я-т}$) около 3" (см. рис. 7, б). Подобная перестройка структуры происходила и в области некоторых других волокон. Яркие волоконца образуются обычно на месте едва заметных неоднородностей в структуре волокна. Различие средних интенсивностей ярких ($I_{я}$) и темных ($I_{т}$) компонентов в образовавшейся системе волоконца составляет для различных волокон 10—24%, как и в случае других систем волоконца (см. таблицу).

Заметим, что для всех приведенных в таблице случаев систем волоконца с $\bar{r}_{я-т} > 3''$ величины $I_{я}/I_{т}$ близки к значениям этого параметра для систем цепочек узелков во флоккулах с шагом также больше 3". Отношения средних интенсивностей ярких и темных волоконца в системах с $\bar{r}_{я-т} < 3''$ близки по величине к значениям относительных контрастов ярких и темных узелков во флоккулах (см. таблицу). Обобщая, можно заключить, что по крайней мере в моменты наибольшей регулярности системы волоконца являются двухкомпонентными образованиями. По своим размерам, шагу и относительному контрасту ярких и темных компонентов системы волоконца (в том числе на месте бывших волокон) подобны системам цепочек узелков во флоккулах. Кроме этого, отдельные волоконца бывают схожи по своей структуре с цепочками флоккульных узелков.

3. О кольцевых структурах в полутени пятен и в прилежащих к пятнам участках активной области. Мелкие пятна без полутени обычно окружены яркими гранулами [22]. Кольцо ярких гранул, как правило, наблюдается и вокруг полутени крупных пятен и нередко бывает различимо на границе тени и полутени [22]. Кольцевая структура пятен легко обнаруживается и в хромосфере. Так, в структуре пятна на рис. 8 можно различить часть внешнего и внутреннего ярких колец, а также часть темного кольца, примыкающего к внешней границе полутени с внутренней стороны. Подобные системы бывают видны и в других пятнах, причем во время вспышек и поярчаний наиболее отчетливо. Между системами ярких и темных колец пятна и системами цепочек узелков во флоккулах имеется внешнее сходство. Оказались близки между собой и отношения средних интенсивностей ярких и темных компонентов этих образований (см. таблицу). Средняя интенсивность ярких и темных компонентов (колец) отличается в различных пятнах на 12—20%, как и для других, описанных выше двухкомпонентных образований активной хромосферы. Средние расстояния между соседними яркими и темными кольцевыми структурами ($\bar{r}_{я-т}$) составляют 3—5". Далее следует отметить, что

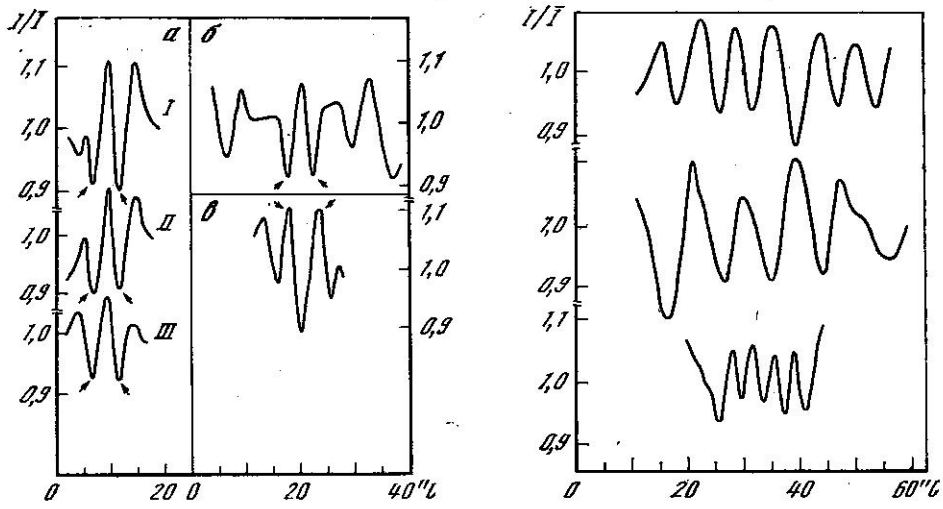


Рис. 5. Поперечные фотометрические разрезы трех малокомпонентных систем

а — поперечные фотометрические разрезы одной из систем в трех местах (I—III); б, в — поперечные фотометрические разрезы двух других систем. Стрелками указано положение однотипных компонентов. По оси абсцисс и ординат то же, что и на рис. 4, з

Рис. 6. Поперечные фотометрические разрезы трех многокомпонентных систем (по осям то же, что на рис. 4, з)

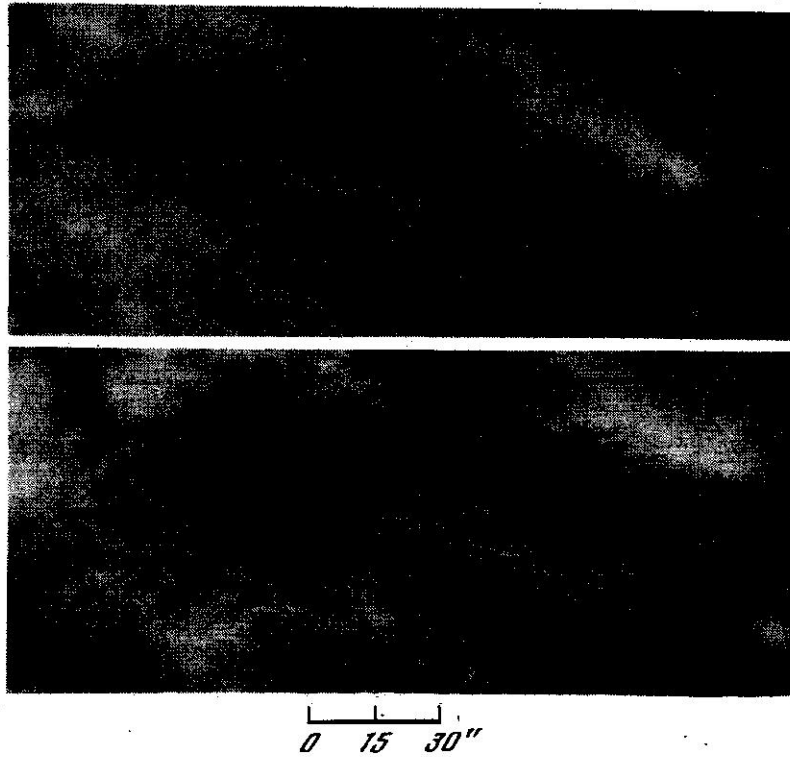


Рис. 7. Пример активизации участка волокна в связи со вспышкой

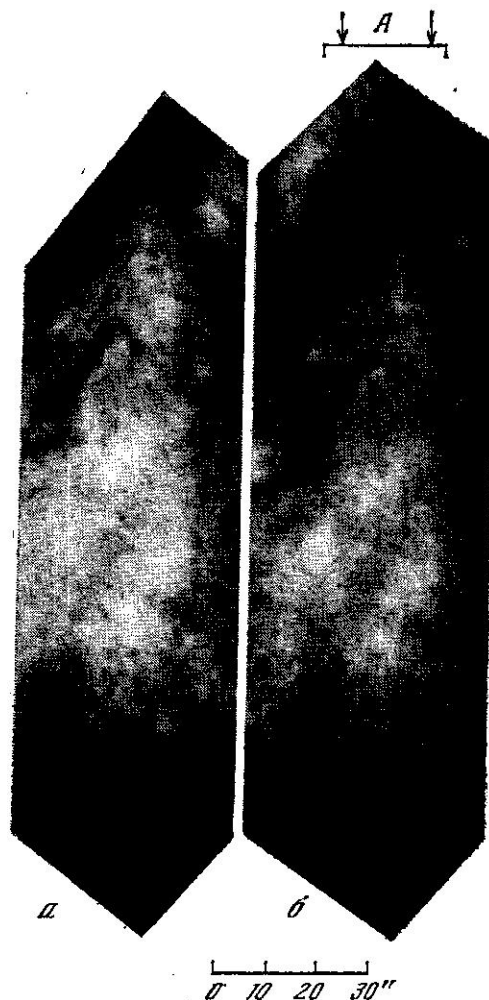
Снимки в центре линии H_{α} одного и того же участка волокна 24.07 1980 г. в $06^{\text{h}}30^{\text{m}}$ (а) и $13^{\text{h}}38^{\text{m}}$ (б) UT



Рис. 8. Пример кольцевой структуры пятна (снимок в центре линии H_{α})

Рис. 9. Пример продольных цепочек узелков во флоккуле

a — снимок флоккула 14.09 1979 г. в центре линии H_{α} до появления цепочек ($07^{\text{h}}40^{\text{m}}$ UT); *б* — снимок цепочек узелков ($07^{\text{h}}44^{\text{m},5}$ UT) в центре линии H_{α}



кольцевые структуры наблюдаются иногда и за пределами пятна на различных расстояниях от него. В фотосфере это цепочки фотосферных гранул и дорожки межгранульных промежутков [22], в хромосфере — системы цепочек узелков в примыкающих к пятну флоккулах и концентричные системы хромосферной сетки («контуры», [23]).

4. Ориентация систем цепочек относительно волоконца. Волоконца, как известно [24], направлены вдоль горизонтальной составляющей магнитного поля. Оказалось, что ориентация большинства систем цепочек флоккульных узелков находится в прямой зависимости от направления волоконца в прилежащих участках хромосферы. В одних случаях цепочки флоккульных узелков расположены приблизительно поперек направления волоконца (поперечные цепочки, см. рис. 2, *б*, *в*), в других — вдоль и, кроме этого, нередко радиально по отношению к ближайшему пятну (продольные цепочки, см. направление *A* на рис. 9, *б*). Кольцевые структуры в полутени пятен следует, очевидно, отнести к разряду поперечных цепочек. Судя по всему, цепочки флоккульных узелков и кольцевые цепочки в полутени пятен соответствуют основаниям цепочек магнитных трубок в хромосфере. Принято считать [25], что каждое отдельное волоконце также совпадает с магнитной трубкой. Однако не исключено, что по крайней мере некоторые из них (имеющие клочковатую структуру) лежат в основании цепочки магнитных трубок. Образование волоконца в этом случае может быть следствием слияния между собой тонкоструктурных элементов хромосферы, соответствующих отдельным магнитным трубкам, наклоненным к поверхности Солнца. Это тем более вероятно, что тонкоструктурные образования внутри ячеек хромосферной сетки (где обычно располагаются волоконца) совпадают по положению с магнитными элементами, как уже отмечалось выше в разделе 2.

4. Основные результаты сопоставления морфологии тонкой структуры активной и невозмущенной хромосферы, а также фотосферы

Анализ морфологии тонкой структуры активной хромосферы с привлечением известных данных о тонкой структуре фотосферы и невозмущенной хромосферы показал следующее.

1. Имеет место двухкомпонентность тонкой структуры активной хромосферы.

2. Наблюдается общность тонкой структуры активной и невозмущенной хромосферы. Выражается это в том, что образования как активной, так и невозмущенной хромосферы складываются в общем случае из ярких и темных узелков либо из цепочек ярких и темных узелков.

3. Существует общность морфологии тонкой структуры хромосферы и фотосферы, проявляющаяся прежде всего в том, что в активной и невозмущенной хромосфере наблюдаются системы цепочек узелков, а в фотосфере — системы цепочек гранул.

Общность морфологии тонкой структуры активной и невозмущенной хромосферы, а также хромосферы и фотосферы, по-видимому, отражает единство природы тонкоструктурных образований в различных участках поверхности Солнца.

5. О развитии вспышек и активизации других участков активной области

В области волоконца, примыкающих к пятнам, наблюдалось несколько субвспышек. Оказалось, что вспышечная эмиссия распространяется по ярким волокнам. На рис. 10 показаны поперечные фотометрические разрезы трех различных систем волоконца, сделанные накануне, во время и в двух случаях после вспышки. Как видно на рис. 10, вспышечная эмиссия приходится на яркие волокна. Структура систем волоконца иногда сохраняется после вспышки (см. рис. 10, а, б). Исследование характера развития вспышки относительно тонкой структуры флоккулов [5] показало, что в области систем цепочек флоккульных узелков ядра вспышечной эмиссии располагаются по ярким цепочкам. Поярчание в области систем цепочек в момент вспышки распространяется преимущественно также вдоль ярких компонентов [5]. Накануне и в момент вспышки тонкая структура хромосферы по всей активной области становится более упорядоченной, при этом наиболее отчетливо проявляется ее двухкомпонентный характер. Возмущение хромосферы в связи со вспышками в различных участках активной области возможно имеет общую природу.

6. Основные выводы

1. По крайней мере во время вспышек и поярчаний различные образования активной области по наблюдениям в центре линии H_{α} имеют сходную двухкомпонентную структуру, при этом:

а) флоккулы состоят либо из перемежающихся ярких и темных узелков (размером 1—2,5"), либо из систем параллельных чередующихся между собой цепочек ярких и цепочек темных узелков. Цепочки узелков ориентированы обычно вдоль или поперек общего направления волоконца в прилежащих участках хромосферы;

б) системы волоконца складываются из параллельных чередующихся между собой ярких и темных волоконца; отдельное волокно в общем случае, возможно, является цепочкой элементов тонкой структуры хромосферы;

в) в отдельных участках волоконца наблюдаются двухкомпонентные системы волоконца;

г) кольцевые структуры в области полутени пятна морфологически подобны системам цепочек ярких и цепочек темных флоккульных узелков;

д) расстояния между соседними яркими и темными компонентами в системах цепочек флоккульных узелков и системах волоконца близки между

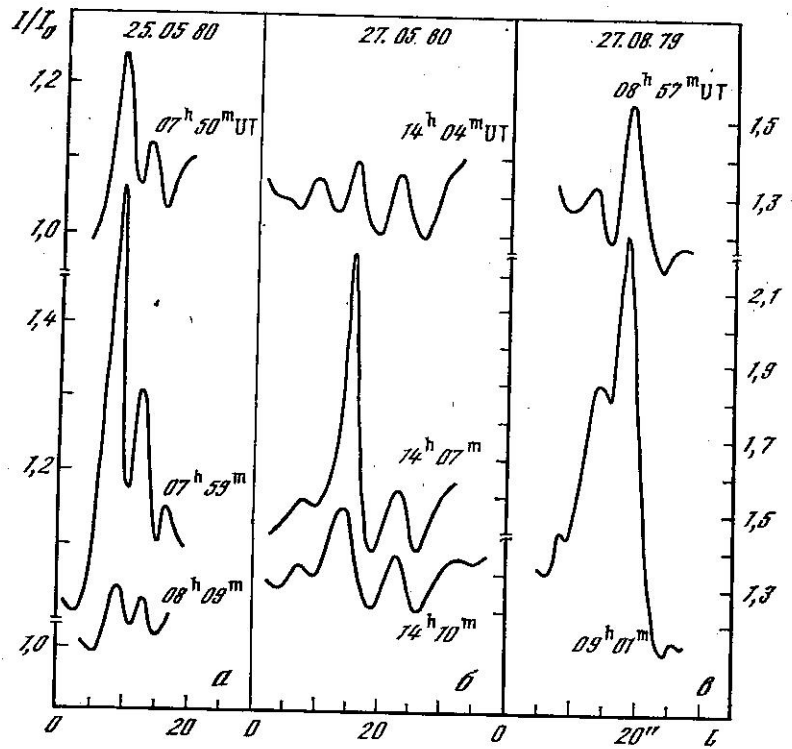


Рис. 10. Развитие вспышечной эмиссии в области трех систем волоконец
 Поперечные фотометрические разрезы первой (а), второй (б) и третьей (в) систем волоконец. По оси ординат — относительная интенсивность I/I_0 , где I_0 — интенсивность невозмущенного Солнца. По оси абсцисс — длина разреза l

собой по величине и составляют 2—5". Аналогично среднее расстояние между яркими и темными кольцами в полутени пятен составляет 3—5";

ж) отношения средних интенсивностей ярких и темных компонентов во всех перечисленных выше двухкомпонентных системах близки между собой и составляют 1,10—1,27.

2. Имеет место общность тонкой структуры активной и невозмущенной хромосферы, характеризующаяся тем, что образования как активной, так и невозмущенной хромосферы складываются в общем случае из ярких и темных узелков либо цепочек ярких и цепочек темных узелков.

3. Наблюдается общность тонкой структуры хромосферы и фотосферы, выражающаяся прежде всего в том, что в хромосфере наблюдаются системы цепочек узелков, а в фотосфере — системы цепочек гранул.

4. Вспышки в области систем волоконец распространяются по ярким волоконцам аналогично тому, как в области систем цепочек флоккулярных узелков вспышечная эмиссия развивается по ярким цепочкам.

В заключение выражаю глубокую благодарность Н. Н. Степанян за ценные замечания при обсуждении статьи.

Май 1983 г.

Литература

1. Северный А. В. Некоторые результаты исследований нестационарных процессов на Солнце. — Астрон. журн., 1957, т. 34, № 5, с. 684—692.
2. Suemoto Z., Hiei E. Balmer series lines of the flare and its structure. — Publ. Astron. Soc. Japan, 1959, vol. 11, p. 185—195.
3. Бабин А. Н. Развитие и тонкая структура вспышки 14 июня 1970 года. — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1974, т. 50, с. 152—159.
4. Bumba V., Suda J., Ishkov V. N. Link of H_{α} -emission features with the underlying elements of sunspot fine structures in some flares. — Bull. Astron. Inst. Czech., 1981, vol. 32, N 56, p. 286—292.

5. Карташова Л. Г. О характере активизации флоккулов накануне и во время вспышки.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 68, с. 15—24.
6. Bruzek A. Changes of the H_{α} fibriles pattern during Solar flares.— Solar Phys., 1975, vol. 42, N 1, p. 215—220.
7. Бабин А. Н. Монохроматические наблюдения Солнца с высоким угловым разрешением.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1974, т. 52, с. 88—92.
8. Парфиненко Л. Д. О явлениях цепочек в фотосферной грануляции.— Солнечные данные, 1981, № 10, с. 101—106.
9. Vimba V., Howard R. A study of the development of active regions of the sun.— Astrophys. J., 1965, vol. 141, N 4, p. 1502—1513.
10. Карташова Л. Г. Рождение и развитие активной области и хромосферная сетка.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1975, т. 53, с. 108—116.
11. Bray R. J., Loughhead R. E. The solar chromosphere. L.: Chapman and Hall, 1974, p. 71—94.
12. Bray R. J. High-resolution photography of the Solar chromosphere.— Solar Phys., 1969, vol. 10, N 1, p. 63—71.
13. Giovanelly R. G. Structure of the normal chromosphere.— In: Solar Physics. London, New York, Sydney Interscience publishers, 1967, p. 359—364.
14. Becker J. M. Solar spicules (invited review-paper).— Solar phys., 1968, vol. 3, N 3, p. 367—434.
15. Dunn R. B., Zirker J. B. The solar filigree.— Solar Phys., 1973, vol. 33, N 2, p. 281—305.
16. Tanaka K. Evolution of chromospheric fine structure on the disk.— In: Chromospheric fine structure (IAU Symp N 56). Dordrecht (Holland): D. Reidel P. Co., 1974, p. 239—255.
17. Giovanelly R. G. Chromospheric granulation.— Solar Phys., 1974, vol. 37, N 2, p. 301—309.
18. Sivaraman K. R., Livingston W. C. Ca II K_{85} spectral features and their relation to small-scale photospheric magnetic fields.— Solar Phys., 1982, vol. 80, N 2, p. 227—233.
19. Bray R. J., Loughhead R. E. The solar granulation. L.: Chapman and Hall, 1967, p. 17—56.
20. Цап Т. Т. Некоторые особенности структуры хромосферы.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1975, т. 53, с. 95—104.
21. Stoyanova M. N. Vertical structure of plages.— Solar Phys., 1970, vol. 15, N 2, p. 349—359.
22. Брей Р., Лоузд Р. Солнечные пятна. М.: Мир, 1967, с. 78—115.
23. Карташова Л. Г. Перестройка хромосферной сетки в окрестностях развивающейся группы пятен.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1977, т. 56, с. 84—100.
24. Цап Т. Т. Магнитные поля и тонкая структура хромосферы в активной области.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1982, т. 31, с. 200—209.
25. Foukal P. Morphological relationships in the chromospheric H_{α} -line structure.— Solar Phys., 1971, vol. 19, N 1, p. 59—70.

УДК 523.94

ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ МЕТОДОМ ОТНОШЕНИЯ ИЗМЕРЕННЫХ НАПРЯЖЕННОСТЕЙ В ЛИНИЯХ ВНЕ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА СОЛНЦЕ

Д. Н. Рачковский, Т. Т. Цап

Исследуются продольные магнитные поля вне активных областей на Солнце. Измерения выполнены одновременно в различных частях контуров линий Fe I $\lambda 5250$ Å и Fe I $\lambda 5247$ Å на двойном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории.

Анализ измерений указывает на возможность присутствия на границах сетки спокойного Солнца мелкомасштабных полей с напряженностью ~ 1500 Гс.

THE MAGNETIC FIELDS INVESTIGATION BY THE LINE-RATIO METHOD OUTSIDE ACTIVE REGIONS OF THE SUN, by D. N. Rachkovsky, T. T. Tsap.—

The longitudinal magnetic fields outside active regions of the Sun are studied. The magnetic fields measurements were made in different parts of the Fe I $\lambda 5250$ Å and Fe I $\lambda 5247$ Å lines with the double magnetograph of the Crimean astrophysical observatory.

The magnetic field observation analysis gives an evidence that on the boundary of the quiet-region network the small-scale magnetic fields with field strength of 1500 Gs may exist.

1. В настоящее время имеются убедительные факты, свидетельствующие о том, что магнитные поля играют основную роль во многих явлениях, наблюдаемых в атмосфере Солнца, и природа этих явлений не может быть выявлена без детального их изучения. Однако приводимые разными авторами сведения о свойствах магнитных полей нередко противоречивы, и здесь нужны дальнейшие исследования.

Характерной особенностью солнечных магнитных полей является их тонкоструктурность [1—4]. С целью определения истинной напряженности магнитных полей автор перечисленных выше работ использовал метод многократного сканирования с помощью магнитографа одного и того же места на Солнце с разной площадью щелей спектрографа. Измерения определенно показали, что наблюдаемые значения напряженностей магнитного поля быстро увеличивались с уменьшением размера сканирующего отверстия. При этом еще в [4] отмечалось, что поскольку при наблюдениях на магнитографе обычно используется линия Fe I $\lambda 5250 \text{ \AA}$, то измеренные значения полей могут быть заметно занижены вследствие эффекта зеемановского насыщения.

В дальнейшем также неоднократно предпринимались попытки измерить напряженности магнитных полей с наибольшим возможным пространственным разрешением, в условиях наилучших изображений. Так, было обнаружено [5], что напряженность поля на границе супергранул спокойного Солнца превышает 300 Гс. Магнитные поля с напряженностью, превышающей 1000 Гс, были найдены в факелах [6].

Подробное исследование магнитных полей с высоким пространственным разрешением [7] показало, что размеры магнитных элементов близки к $1-2''$ и верхний предел напряженностей достигает 1400 Гс. Интересны также утверждения авторов [7] о том, что размеры магнитных элементов и их напряженности в активных и невозмущенных областях на Солнце одинаковы и магнитные элементы показывают более крупномасштабную структуру, чем размеры ярких образований. Подобные результаты приведены в [8, 9], где указано, что магнитное поле является более крупномасштабным, чем поле скоростей. К аналогичному выводу пришли авторы [10], которые утверждают, что размеры магнитных элементов превышают размеры филаграны и напряженность магнитного поля активных областей может достигать 1300 Гс. Измерения величины магнитного поля с помощью стоксметра [11] показали, что средняя напряженность магнитного поля вне активных областей близка к 500 Гс и в отдельных узлах достигает 1000 Гс.

Как известно, зеемановское расщепление пропорционально произведению фактора Ланде и квадрата длины волны спектральной линии, которая применяется для измерений величины магнитного поля. Поэтому удобно вести наблюдения в инфракрасных линиях, которые могут полностью расщепляться в магнитных образованиях (отсутствует переналоженние компонент). Такие измерения, проведенные в линии Fe I $\lambda 15648,6 \text{ \AA}$ (фактор Ланде $g = 3$) [12], показали, что характерные напряженности магнитного поля как на границах сетки вне активных областей, так и в активных областях составляют 1500—2000 Гс.

Автор [13], исходя из того, что имеется тесная корреляция между распределением магнитного поля и локальным усилением яркости (см., например, [14, 15]), сравнил число наблюдаемых на фильтрограмме ярких узелков снимкам (с очень высоким пространственным разрешением), полученным на вакуумном телескопе обсерватории Сакраменто-Пик, с величиной магнитного потока от этой же области и получил в итоге, что напряженность поля в узелках составляет 2000—2500 Гс, а размер магнитных элементов близок к 70 км. Заметим, что в результате анализа наблюдений Солнца в стратосфере [16] приводятся также косвенные аргументы в пользу существования вне активных областей магнитных полей с напряженностью, превышающей 100 Гс.

Однако до тех пор, пока не будет надежно установлено, что размеры наиболее мелких наблюдаемых ярких деталей совпадают с размерами соответствующих магнитных элементов, к подобного рода выводам нужно относиться с осторожностью, ибо, как мы указывали выше, данные разных авторов по этому вопросу заметно расходятся.

Заметим, что непосредственные измерения магнитных полей на магнитографе, выполненные с высоким пространственным разрешением ($1'' \times 1''$) [17], показали, что лишь в редких случаях измеренная напряженность магнитного поля на границах сетки достигает 500 Гс и в большинстве случаев не превышает 20—25 Гс.

Исходя из того, что магнитные элементы могут иметь настолько малые размеры, что их невозможно разрешить лучшими современными наземными телескопами, в [18—20] был предложен метод, позволяющий по наблюдениям с умеренным разрешением извлечь информацию об истинной напряженности поля в магнитных элементах. Данный метод основан на измерениях магнитных полей в двух спектральных линиях, которые идентичны во всех отношениях, кроме чувствительности к эффекту Зеемана. В [18—20] для измерений магнитного поля использовалась пара линий нейтрального железа $\lambda 5250$ и $\lambda 5247$, которые принадлежат к одному мультиплету, имеют почти одинаковый потенциал возбуждения нижнего уровня (разница составляет всего 0,03 эВ), одинаковые силы осцилляторов и эквивалентные ширины и различаются лишь зеемановской чувствительностью (для $\lambda 5250$ $g = 3$, а для $\lambda 5247$ $g = 2$). Такие линии, как можно ожидать, будут формироваться практически в одних и тех же слоях, иметь одинаковую температурную чувствительность, асимметрия и эффект скоростей (доплеровское смещение) тоже должны сказываться на этих линиях одинаково. Следует, однако, заметить, что если линия Fe I $\lambda 5250$ имеет триплетное зеемановское расщепление, то линия Fe I $\lambda 5247$ показывает аномальное расщепление, что необходимо учитывать при сравнении полей в данных линиях.

Измерения магнитных полей в данных линиях с разрешением $2'',5 \times 2'',5$ показали, что при некоторых допущениях (см. об этом ниже) их можно интерпретировать как свидетельство присутствия вне активных областей на Солнце магнитных элементов размером ~ 150 км и напряженностью поля до 2000 Гс [18—20]. В дальнейшем указанный выше метод (его обычно называют методом отношения измеренных напряженностей в линиях) был применен для интерпретации измерений магнитных полей одновременно в трех линиях железа [21], принадлежащих к одному и тому же мультиплету, но имеющих различные факторы Ланде, а именно: $\lambda 6302,5 \text{ \AA}$ ($g = 2,5$), $\lambda 6336,8 \text{ \AA}$ ($g = 2,0$) и $\lambda 6408,0 \text{ \AA}$ ($g = 1,0$). Кроме того, в [21] приведены результаты измерений одновременно в трех разных частях контура линии Fe I $\lambda 6173,3 \text{ \AA}$ ($g = 2,5$), которая имеет нормальное зеемановское расщепление.

В итоге данного исследования автор [21] пришел к выводу, что истинное значение напряженности магнитного поля в пятнах, порах, флоккулах и на границе сетки вне активных областей находится в пределах 1500—2000 Гс и характерный размер магнитных элементов близок к 65 км.

Таким образом, из вышеуказанного видим, что существуют значительные расхождения между данными разных авторов по определению величин напряженностей и размеров элементов магнитного поля и дальнейшие исследования в этом направлении весьма необходимы.

2. Далее мы приводим результаты изучения продольных магнитных полей вне активных областей на Солнце. Магнитные поля записывались одновременно в двух линиях Fe I $\lambda 5250$ и Fe I $\lambda 5247$ на двойном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории и на новом модернизированном телескопе [22]. Поскольку измерения магнитных полей велись одновременно в двух линиях, то эффекты размывания изображения Солнца на щели спектрографа будут одинаково влиять на наблюдения в обоих каналах магнитографа.

Ввиду того что в дальнейшем мы будем рассматривать в основном отношения напряженностей в линиях, заметим, что эта величина почти не зависит от влияния рассеянного света, так как рассеянный свет не может практически повлиять на отношение измеренных одновременно в двух линиях значений круговой поляризации. Сканируемые области были выбраны в центре диска Солнца, их размеры составляли $160'' \times 100''$. В отличие от [18—20] все наши измерения магнитных полей были выполнены при

гораздо более высоком пространственном разрешении, которое равнялось $1'' \times 2''$.

Как и в [18], мы проводили по три последовательных сканирования одного и того же участка на Солнце в линиях $\lambda 5250 \text{ \AA}$ и $\lambda 5247 \text{ \AA}$ в трех различных частях профилей спектральных линий, а именно: вблизи ядра линии, в средней части контура и в крыльях. Размеры щелей обоих фотометров были одинаковы, расстояния их краев от центра линий равнялись 15—40, 35—60 и 55—80 м \AA . Кроме того, для учета возможного систематического различия в чувствительности обоих фотометров перед началом и после окончания измерений в линиях $\lambda 5250 \text{ \AA}$ и $\lambda 5247 \text{ \AA}$ мы проводили наблюдения в одной и той же линии на обоих каналах и в окончательный результат вводили соответствующие поправки. Такие измерения мы провели 08 и 09.11 1978 г. В эти дни было совершенно ясное небо и хорошее качество изображения.

Калибровка магнитных полей проводилась для каждой записи отдельно путем регистрации лучевых скоростей на восточном и западном краях диска Солнца.

Как известно, магнитограф регистрирует круговую поляризацию в крыльях спектральной линии, по которой потом с помощью калибровочной зависимости определяют напряженность магнитного поля (точнее, величину усредненного по всей площади входной щели спектрографа магнитного потока). Сигнал магнитографа при этом зависит как от формы контура линии, так и интенсивности [23]. При малых напряжениях поля калибровка имеет линейный характер, который, однако, нарушается, когда величина зеемановского расщепления становится сравнимой с шириной линии [4].

Если подавляющая доля магнитного потока сосредоточена в отдельных малых элементах, которые занимают лишь небольшую часть поверхности на Солнце, то основной вклад в усредненные по щели контуры будут давать области, в которых не замечено поле, и профиль линий будет иметь форму, характерную для областей без магнитного поля.

В данном случае невозможно прокалибровать сигнал магнитографа при помощи контуров, образованных в магнитных областях. Поэтому результаты, полученные при помощи калибровки, основанной на усредненных контурах, могут быть ошибочны из-за некомпенсированных доплеровских смещений в меньших, чем пространственное разрешение телескопа, областях, из-за ослабления линий в магнитных элементах и при наличии больших полей вследствие зеемановского насыщения.

Метод отношения напряженностей в принципе позволяет на основании измерений в соответствующих линиях выделить влияние указанных эффектов и оценить величину истинной напряженности магнитных полей.

Сопоставление магнитных полей в линиях $\lambda 5250 \text{ \AA}$ и $\lambda 5247 \text{ \AA}$ показало, что между ними имеется тесная корреляция. Все измерения хорошо группируются на диаграммах зависимостей $H_{5250} - H_{5247}$ вдоль прямых линий. В качестве примера на рис. 1 приведено сопоставление напряженностей H_{λ} в линиях $\lambda 5250 \text{ \AA}$ и $\lambda 5247 \text{ \AA}$ для расстояния щелей фотометров от центров линий, равных 35—60 м \AA по измерениям 09.11 1978 г. При построении данного вида зависимостей мы приняли во внимание только те значения напряженностей, которые превышали шум, записанный при выключенном напряжении на кристалле KDP.

Из рис. 1 видно, что максимальные наблюдаемые напряженности по $\lambda 5247 \text{ \AA}$ не превышали 100 Гс, при этом величины напряженностей по $\lambda 5250 \text{ \AA}$ были систематически ниже, чем в линии $\lambda 5247 \text{ \AA}$.

Мы также провели сравнение яркостей, записанных в ядрах линий $\lambda 5250$ и $\lambda 5247 \text{ \AA}$. Оно отчетливо показало, что распределения яркостей в обеих линиях хорошо согласуются друг с другом, а контрасты ярких деталей, совпадающих по положению с магнитными узлами, практически одинаковы. Все это показывает, что ослабление обеих линий в магнитных областях примерно одинаково, что согласуется с данными [20].

Далее, все полученные из наблюдений зависимости $H_{5250} - H_{5247}$ были аппроксимированы методом наименьших квадратов прямыми, наклон ко-

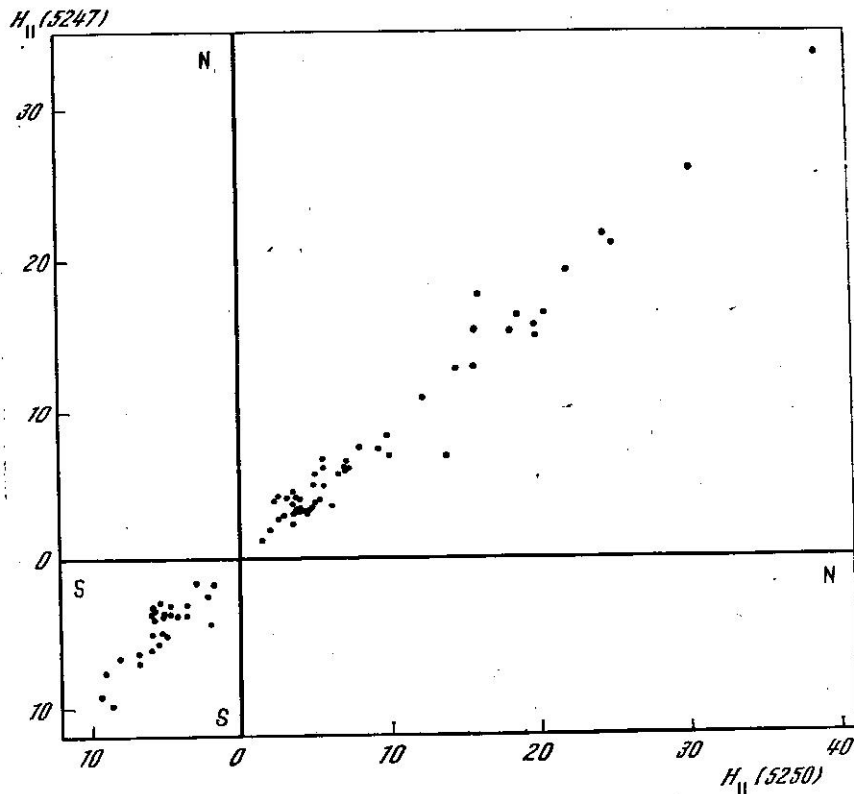


Рис. 1. Зависимость между продольными магнитными полями, измеренными по линиям $\lambda 5250 \text{ \AA}$ и $\lambda 5247 \text{ \AA}$

Для $\lambda 5250 \text{ \AA}$ 1 ед.=2,0 Гс, для $\lambda 5247 \text{ \AA}$ 1 ед.=2,9 Гс

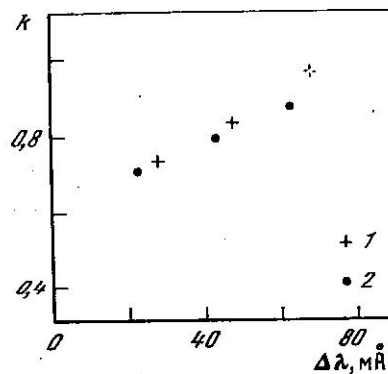


Рис. 2. Зависимость отношения напряженностей в линиях $\lambda 5250 \text{ \AA}$ и $\lambda 5247 \text{ \AA}$ от расположения щелей магнитографа относительно центра у контуров линий ($k = H_{||} (5250)/H_{||} (5247)$)

1 — данные [18], 2 — данные КАО

торых и определяет отношение между напряженностями в данных линиях, т. е. величину

$$k = H_{5250}/H_{5247}. \quad (1)$$

Так как величины k получились близкими для измерений 08 и 09.11 1978 г., то мы их усреднили, и на рис. 2 нанесены средние значения k в зависимости от расположения щелей фотометров по отношению центров линий; для сравнения нанесены данные измерений [18]. Из рис. 2 видно, что величины k , полученные нами, и данные [18] хорошо согласуются друг с другом.

Кроме того, из рис. 2 видно, что величина параметра k убывает по мере приближения щелей магнитографа к ядру линии, т. е. сигнал магнитного поля линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ при перемещении щелей от крыльев к ядру убывает быстрее, чем в линии $\lambda 5247 \text{ \AA}$.

3. Выше мы отмечали, что найденные методом отношения измеренных напряженностей значения магнитных полей [18—21] существенно зависят

от принятой (в значительной степени произвольно) формы профиля поперечного сечения не разрешенных телескопом магнитных элементов.

Кроме того, в [18, 20], для того чтобы получить удовлетворительное согласие между вычисленными и найденными из наблюдений отношениями напряженностей, предполагалось, что внутри магнитных элементов происходит опускание вещества со скоростью 0,5—1,2 км/с. Однако детальное изучение этого вопроса по многим линиям показало, что скорость направленного вниз движения вещества в холмах магнитного поля близка к нулю [24—26]. Сходные результаты были приведены также в [27]. Поэтому мы в отличие от [18—20] при истолковании полученного отношения напряженностей не задавали заранее определенную форму сечения магнитных элементов и, кроме того, приняли, что скорость опускания вещества в силовых трубках равна нулю.

Следующая отличительная особенность нашей работы от аналогичных исследований [18, 20] состоит в том, что при решении уравнения переноса излучения мы учитывали рассеяние. Все это позволило, как увидим ниже, получить хорошее соответствие между наблюдаемым и вычисленным отношениями напряженностей при условии, что форма профиля сечения магнитных элементов была оценена как достаточно крутая.

Уравнение переноса излучения, на основании которого рассчитывался сигнал магнитографа, имеет вид

$$\frac{1}{\mu} \frac{dI_{\pm}}{d\tau} = (1 + \eta\sigma_{\pm})I_{\pm} - (1 - \varepsilon) \frac{\sigma_{\pm}}{S(\sigma_{+} + \sigma_{-})} \int_{4\pi} (\sigma'_{+}I'_{+} + \sigma'_{-}I'_{-}) d\omega' + \dots \quad (2)$$

Все обозначения здесь общеприняты. Решение этой системы уравнений описано в [28]. Программа вычислений была составлена на языке PL/I, и вычисления были выполнены на ЭВМ ЕС-1033.

Первым этапом в наших вычислениях была подгонка теоретического контура к наблюдаемому. В качестве наблюдаемых контуров брались контуры линий, полученные на Башенном телескопе обсерватории [29] в спокойной области Солнца. Фотометрическая обработка спектрограмм проводилась на регистрирующем микрофотометре МФ-4. Сравнение контуров линий $\lambda 5250 \text{ \AA}$ и $\lambda 5247 \text{ \AA}$ показало, что они практически одинаковы, и поэтому мы подгоняли теоретический контур под наблюдаемый лишь для линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$.

На рис. 3 сплошной линией показан наблюдаемый контур линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$, а штриховой — вычисленный для следующих значений параметров:

$$\eta_0 = 10; \quad \varepsilon = 0; \quad \beta = 1,5; \quad a = 0,35; \quad \Delta\lambda_D = 0,022 \text{ \AA};$$

здесь η_0 — отношение коэффициентов поглощения в линии и непрерывном спектре, ε — вероятность поглощения кванта при рассеянии, β — коэффициент в линейной аппроксимации функции Планка, a — параметр фойттовского коэффициента поглощения, $\Delta\lambda_D$ — доплеровская полуширина. Как видим из рис. 3, при указанных значениях параметров получено удовлетворительное согласие между вычисленным и наблюдаемым контурами линий.

Следует заметить, что указанные выше значения параметров достаточно произвольны. Поэтому расчеты калибровочных кривых были проведены и при других значениях параметров, в частности вероятность выживания кванта полагалась равной 0,8. Оказалось, что калибровочные кривые слабо зависят от каждого из параметров линии в отдельности. Играет роль общее соответствие наблюдаемого и теоретического контуров.

На рис. 4 показаны вычисленные для ряда значений магнитного поля отношения сигналов магнитографа в линиях $\lambda 5250 \text{ \AA}$ и $\lambda 5247 \text{ \AA}$. При вычислениях все значения параметров, за исключением факторов Ланде, для обеих линий брались одинаковыми. Кроме того, предполагалось, что в пределах высоты слоя формирования линий магнитное поле постоянно. На этом же рисунке нанесены полученные по нашим измерениям отношения напряженностей в этих же линиях $\lambda 5250 \text{ \AA}$ и $\lambda 5247 \text{ \AA}$.

Из рис. 4 видим, что однородное в картинной плоскости магнитное поле не объясняет наблюдаемого отношения сигналов магнитографа. Од-

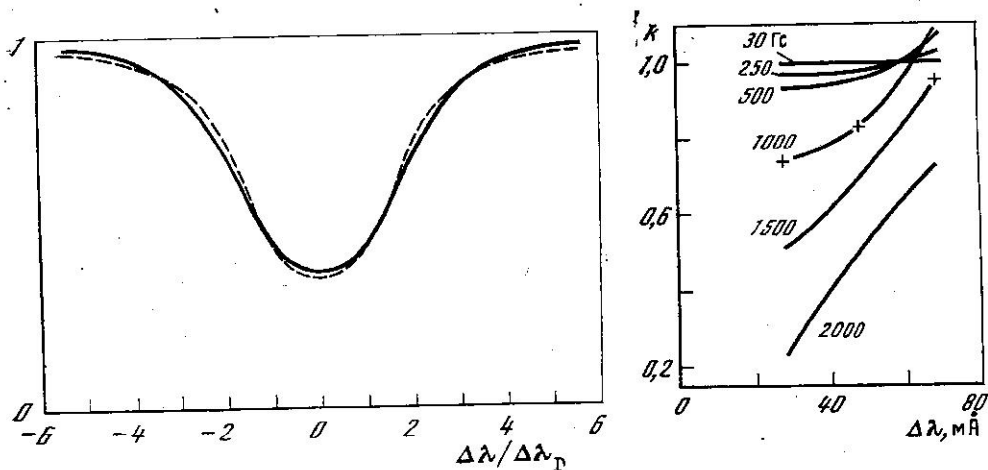


Рис. 3. Сравнение наблюдаемого и теоретического контуров линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$

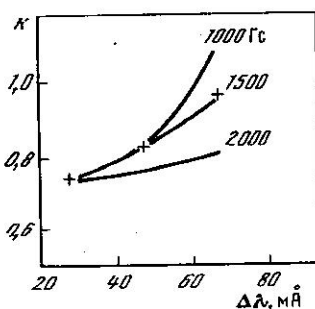
Рис. 4. Сопоставление наблюдаемого хода отношения напряженностей в линиях $\lambda 5250 \text{ \AA}$ и $\lambda 5247 \text{ \AA}$ (крестики) и вычисленного в предположении однородного поля (сплошные линии).

Числа у линий указывают напряженность, при которой проведены вычисления

нако вплоть до 250 Гс вычисленные отношения ложатся почти вдоль прямой линии. Для точек при напряженностях больше, чем 1500 Гс, отношения сигналов в двух линиях также имеют близкую к линейной зависимость. Поэтому можно надеяться, что двухкомпонентное магнитное поле — комбинация слабого и сильного полей — может дать хорошее согласие с наблюдениями. Выбор величины слабого магнитного поля H_{\min} является достаточно произвольным, так как вплоть до 250 Гс кривые на рис. 4 мало отличаются друг от друга. Можно поэтому выбрать любую величину для H_{\min} , а затем, если эта величина не будет подходить по каким-либо

Рис. 5. Сопоставление хода отношения наблюдаемых напряженностей (крестики) и вычисленных для двухкомпонентной модели магнитного поля (сплошные линии)

Числа у линий указывают напряженность, при которой проведены вычисления



причинам, связанным с подгонкой теоретических и наблюдаемых зависимостей, ее можно пересчитать из условия постоянства потока

$$H_{\min} S_{\min} = \text{const.} \quad (3)$$

При расчетах мы нормировали сумму площадей к единице,

$$S_{\min} + S_{\max} = 1, \quad (4)$$

где S_{\min} — площадь слабого магнитного поля, а S_{\max} — площадь сильного магнитного поля.

Итак, для подгонки двухкомпонентной модели магнитного поля к наблюдаемому ходу коэффициента k остается два свободных параметра — величина сильного магнитного поля H_{\max} и либо S_{\max} , либо S_{\min} . Задавая ряд величин для максимального поля, мы находим, например, значение S_{\max} из условия совпадения теории и наблюдений для первого расположения щелей магнитографа (см. рис. 5). Аналогичные вычисления проводим потом для других точек контуров линий $\lambda 5250 \text{ \AA}$ и $\lambda 5247 \text{ \AA}$. Данные вы-

числения показали (см. рис. 5), что для величины $H_{\max} = 1500$ Гс вычисленный ход отношения напряженностей очень хорошо согласуется с измеренным. При этом оказалось, что величины H_{\min} и S_{\max} связаны соотношением

$$S_{\max} = 1,167 \cdot 10^{-3} H_{\min}. \quad (5)$$

Что касается размеров элементов сильного поля, то некоторую его оценку можно получить, полагая, что усредненный по площади холма поток равен сумме потоков слабого и сильного полей, т. е.

$$\bar{H} = H_{\min} S_{\min} + H_{\max} S_{\max}. \quad (6)$$

Приняв, что $\bar{H} = 4$ Гс (эта величина близка к средней напряженности магнитного поля согласно [30]) и учитывая (4) и (5), находим $S_{\min}/S_{\max} \approx 600$. Если далее предположить, что при наших измерениях во входную щель спектрографа размером $1'' \times 2''$ проваливается один магнитный холм, то можно получить оценку верхнего предела размера центральной части холма с полем порядка 1500 Гс. В итоге соответствующих вычислений получаем, что максимальный размер будет равен от 30 до 60 км. Как мы уже отмечали, сходные величины размера магнитных элементов были получены в [13, 21].

Наконец, остановимся кратко на следующем вопросе. Как известно, линия 5247 \AA не является зеемановским триплетом, а имеет аномальное расщепление. Поэтому возникает, естественно, вопрос, не может ли этот эффект существенно повлиять на полученные здесь результаты. Однако наши вычисления показали, что ошибка из-за неучета аномального расщепления линии 5247 \AA может играть заметную роль для полей с напряженностью больше чем 3000 Гс, т. е. при полях существенно выше, чем получены нами.

Таким образом, из всего сказанного выше можно заключить, что в спокойных областях Солнца, на границах хромосферной сетки могут присутствовать очень мелкомасштабные поля с напряженностью около 1500 Гс. Вместе с тем для получения более детальных сведений о свойствах тонкоструктурных магнитных полей на Солнце необходимо привлечь дополнительные данные. В частности, необходимы дальнейшие одновременные измерения полей по другим соответствующим образом подобранным линиям.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность А. Б. Северному за обсуждение работы, а также П. П. Добронравину за ряд полезных указаний.

Май 1983 г.

Литература

1. *Severny A. B.* Solar magnetic fields.— *Space Sci. Rev.*, 1964, vol. 3, p. 451—486.
2. *Северный А. Б.* О природе магнитных полей на Солнце.— *Астрон. журн.*, 1965, т. 42, с. 217—232.
3. *Северный А. Б.* Магнитные поля Солнца и звезд.— *УФН*, 1966, т. 88, с. 3—50.
4. *Северный А. Б.* Калибровка сигналов магнитного поля солнечного магнитографа.— *Изв. Крым. астрофиз. обс.*, 1967, т. 36, с. 22—50.
5. *Scheeley N. R. Jr.* Observations of small scale solar magnetic fields.— *Solar Phys.*, 1967, vol. 1, p. 171—179.
6. *Стешенко Н. В.* Магнитные поля мелких солнечных пятен и пор.— *Изв. Крым. астрофиз. обс.*, 1967, т. 37, с. 21—28.
7. *Simon G. W., Zirker J. B.* A search for the footpoints of solar magnetic fields.— *Solar Phys.*, 1974, vol. 35, p. 331—342.
8. *Livingston W. C.* Magnetograph observations of the quiet Sun. I. Spatial description of the background fields.— *Astrophys. J.*, 1968, vol. 153, p. 929—942.
9. *Гонасюк С. И.* О возможностях исследования структуры магнитного поля и поля скоростей с помощью магнитографов.— *Phys. Solariter. Potsdam*, 1980, N 14, с. 69—76.
10. *Koutchmy S., Stellmacher G.* Photospheric faculae. II. Line profiles and magnetic field in the bright network of the quiet Sun.— *Astron. and Astrophys.*, 1978, vol. 67, p. 93—102.
11. *Harvey J., Livingston W., Slaughter C.* A line-profile stokesmeter: preliminary results on non-sunspot fields.— *Proc. Conf. Line Form. Magnetic Field, Colorado, Boulder*, 1971, p. 227.

12. Harvey J., Hall D. Magnetic field observations with Fe I $\lambda\lambda 5648$ Å.— Bull. Amer. Astron. Soc., 1975, vol. 7, p. 459.
13. Mehltritter J. P. Observations of photospheric faculae at the center of the solar disk.— Solar Phys., 1974, vol. 38, p. 43—57.
14. Цап Т. Т. Фотосферные и хромосферные магнитные поля и яркость факелов и флоккулов.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1969, т. 39, с. 265—275.
15. Frazier E. N. Multi-channel magnetograph observations. II. Supergranulation.— Solar Phys., 1970, vol. 14, p. 89—119.
16. Крам В. А.— Движения и магнитные поля на Солнце.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, с. 235—241.
17. Цап Т. Т. Магнитографические наблюдения магнитных полей в невозмущенных и активных областях на Солнце.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1979, т. 60, с. 128—134.
18. Stenflo J. O. Magnetic field structure of the photospheric network.— Solar Phys., 1973, vol. 32, p. 41—63.
19. Stenflo J. O. A model of the supergranulation network and of active region plages.— Solar Phys., 1975, vol. 42, p. 79—105.
20. Frazier E. N., Stenflo J. O. Magnetic, velocity and brightness structure of solar faculae.— Astron. and Astrophys., 1978, vol. 70, p. 789—799.
21. Wiehr E. A unique magnetic field range for non-spot solar magnetic regions.— Astron. and Astrophys., 1978, vol. 69, p. 279—284.
22. Котое В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т. Исследование глобальных колебаний Солнца: I. Метод и инструмент.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1982, т. 65, с. 3—34.
23. Никулич Н. С., Северный А. Б., Степанов В. Е. Солнечный магнитограф Крымской астрофизической обсерватории.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1958, т. 19, с. 3—19.
24. Гопасюк С. И., Цап Т. Т. Крупномасштабное поле скоростей, магнитные поля и яркости в атмосфере Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1972, т. 45, с. 3—13.
25. Гопасюк С. И., Цап Т. Т. О характере крупномасштабного поля скоростей в невозмущенной атмосфере Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1973, т. 47, с. 26—35.
26. Цап Т. Т. Магнитные поля, поля скоростей и яркости в центральной области диска Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1978, т. 58, с. 13—25.
27. Giovanelli R. G. The supergranule velocity field.— Solar Phys., 1980, vol. 67, p. 211—228.
28. Рачковский Д. Н. Образование линий поглощения в солнечных пятнах с учетом рассеивания и поглощения.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1963, т. 29, с. 97—117.
29. Северный А. Б. Башенный солнечный телескоп Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1955, т. 15, с. 31—53.
30. Северный А. Б. Магнитная асимметрия и колебания общего магнитного поля Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1968, т. 38, с. 3—51.

УДК 523.985—77

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА ВСПЛЕСКОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИХ ДЛИТЕЛЬНОСТИ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ВСПЛЕСКОВОГО КОМПОНЕНТА СОЛНЕЧНЫХ ШУМОВЫХ БУРЬ

Ю. Ф. Юровский

Показано, что наблюдаемое распределение всплесков шумовой бури в зависимости от их длительности практически совпадает с расчетным распределением числа событий случайного процесса, спектр которого не ограничен со стороны долгоживущего компонента. Максимум на гистограмме «число событий — их продолжительность» соответствует не наибольшей суммарной энергии входящих в него всплесков, а определяется высокочастотной границей спектра изучаемого процесса. На основе традиционного общепринятого представления всплескового компонента в виде суммы событий различной длительности выяснено, что шумовая буря, наблюдавшаяся 25.02 1980 г., содержала всплески длительностью от 1 до 40 с с равнозначной суммарной энергией, т. е. ее энергетический спектр был плоским в указанном диапазоне длительности событий. Короткоживущие всплески продолжительностью 0,2—0,5 с были мало существенны в энергетическом балансе механизма генерации этой шумовой бури, так как содержали приблизительно в 10 раз меньше энергии, чем всплески любой другой длительности из диапазона 1—40 с.

THE LIFE-TIME DISTRIBUTION OF THE NUMBER OF BURSTS AND THE ENERGY SPECTRUM OF THE SOLAR NOISE STORM BURST COMPONENT, by

Yu. F. Yurovsky. — It is shown, that the observed distribution of the noise storm bursts dependent upon their life-time practically reconciles with the calculated distribution of the number of events of random process, whose spectrum is not limited by the long-lived component. The maximum on the histogramme «number of events — their life-time» does not correspond to the maximum summary energy of the burst components, but is determined by the high-frequency boundary of the spectrum in question. On the basis of commonly accepted notion of a burst component as a sum of events with different duration we have shown, that the noise storm observed on 25.02.80 consisted of bursts with the life-time from 1 to 40 s having equal summary energy, i. e. its energy spectrum was flat for the whole time range. Short-lived bursts (0.2—0.5 s) were of minor importance for the energy equilibrium of energy generation of this noise storm, since they were 10 times weaker, than the bursts of any other life-time in the range of 1—40 s.

Солнечной шумовой бурей (ш.б.) в метровом диапазоне радиоволн называется повышенное излучение фона (континуума) с наложенными на него короткоживущими всплесками продолжительностью от секунд до долей секунды [1]. Для определения среднего времени жизни всплесков подсчитывается число всплесков различной длительности, встречающихся на некоторой фиксированной длине реализации ш.б. (см., например, [2] — наиболее современный и полный обзор работ, посвященных исследованиям ш.б.). Полученная таким образом гистограмма имеет максимум в районе длительности 0,2—0,5 с. Поскольку всплески данной длительности встречаются чаще других, то на этом основании утверждается, что всплесковый компонент состоит в основном из этих короткоживущих всплесков.

Однако это утверждение нельзя признать бесспорным. На самом деле гистограмма «число всплесков — их продолжительность» не идентична распределению вероятности появления событий. Поскольку число всплесков любой продолжительности подсчитывается на одной и той же длине реализации, то фактически ось ординат гистограммы имеет размерность частоты их следования, выраженной в герцах (n всплесков за l секунд). Вероятность же, как известно, является (безразмерной) частотой, которая определяется как отношение числа совершившихся событий n к максимально возможному их количеству $p = n/n_{\max}$. Таким образом становится ясно, что гистограмма отражает лишь характер связи между длительностью и частотой следования всплесков.

В связи с изложенным возникает необходимость выяснить, как расшифровать информацию о свойствах ш.б., содержащуюся в гистограмме. Для этого рассмотрим сначала стационарный случайный процесс с заранее известными статистическими характеристиками, а затем сравним полученные результаты с наблюдаемыми параметрами ш.б. При этом мы не будем использовать, кроме упомянутого, какие-либо другие, вполне возможные с точки зрения математики [3] способы разложения исходной функции времени на отдельные события, например на взаимно перекрывающиеся элементарные импульсы. Соответственно и полученные нами результаты будут относиться лишь к наиболее распространенному способу представления всплескового компонента в виде событий различной длительности, сумма которых образует гистограмму.

1. Длительность событий случайного процесса, их число и энергия

Сам факт построения гистограммы свидетельствует о том, что всплесковый компонент принято рассматривать как сумму последовательностей, состоящих из случайных импульсов (событий) различной длительности T_k . Каждая такая последовательность может быть представлена в виде

$$f_k(t) = S_k(t) A [\omega_k t + \varphi(t)]; \quad A_{\max} = 1; \quad -\pi < \varphi < \pi; \quad A > 0, \quad (1)$$

где $A(\varphi)$ является периодической функцией своего аргумента и описывает форму импульсов, $S_k(t)$ представляет случайные вариации импульсов по амплитуде, ω_k — частоту следования импульсов, $\varphi(t)$ — случайную мо-

длительности и времени появления, причем $\varphi(t)$ равномерно распределена в интервале $[-\pi, \pi]$ [3].

Будем полагать также, что длина реализации l достаточно велика по сравнению с рассматриваемой длительностью T_k , так что во всех случаях вероятность P_k может быть заменена с наперед заданной сколь угодно малой погрешностью относительной частотой $n_k/n_{k\Sigma}$, где n_k — число импульсов длительностью T_k , а $n_{k\Sigma}$ — суммарное число импульсов.

Реальные измерения амплитуд импульсов S_k всегда производятся с конечной точностью ΔS , поэтому при $S_k < \Delta S$ событие выпадает из рассмотрения. Вероятность превышения заданного порогового уровня ΔS некоторым случайным процессом записывается в виде [4]

$$P(S_k > \Delta S) = \int_{\Delta S}^{\infty} p(S_k) dS_k.$$

Распределение плотности вероятности $p(S_k)$ может быть произвольным, однако между распределениями $p(S_k)$ и $f_k(t)$ существует определенная связь, характер которой зависит от формы импульсов $A(\varphi)$.

Нас интересуют не все импульсы, превышающие пороговый уровень ΔS , а только те из них, которые попадают во вполне определенный интервал длительности Δt_k и образуют один столбец гистограммы «число событий — их длительность». Чтобы определить условие попадания событий в указанный интервал, преобразуем аргумент функции $A(\varphi)$, учитывая, что $T_k = 2\pi/\omega_k$ и $\varphi(t) = [-\pi, \pi]$:

$$\omega_k \left[t + \frac{\varphi(t)}{\omega_k} \right] = \omega_k \left(t + \frac{[-\pi, \pi]}{\omega_k} \right) = \omega_k \left(t + \frac{[-T, T]}{2} \right). \quad (2)$$

Исследуемый процесс совершит одно полное колебание за случайное время $t = T_k$. Подставляя это значение t в (2), найдем максимальную T_{\max}^* и минимальную T_{\min} границы длительности события, обусловленные экстремальными значениями случайной фазы:

$$T_{\max} = 3/2 T_k, \quad T_{\min} = 1/2 T_k.$$

Следовательно, событие S_k с одинаковой вероятностью может иметь любую длительность в пределах от $1/2 T_k$ до $3/2 T_k$, причем полный интервал вариаций длительности равен $T_{\max} - T_{\min} = T_k$.

Обозначим часть этого интервала символом Δt_k . Расположим Δt_k так, чтобы значение T_k было его серединой, т. е.

$$T_k = (T_{\text{н}k} - T_{\text{в}k})/2,$$

где $T_{\text{н}k}$ и $T_{\text{в}k}$ — соответственно нижняя и верхняя границы интервала Δt_k . Поскольку Δt_k по условию является частью интервала $[T_{\min}, T_{\max}]$, то его границы $T_{\text{н}k}$ и $T_{\text{в}k}$ не должны выходить за пределы T_{\min}, T_{\max} , поэтому

$$T_{\text{н}k} \geq 1/2 T_k, \quad T_{\text{в}k} \leq 3/2 T_k.$$

В теории вероятности доказывается (см., например, [5]), что если точка выбирается случайно из отрезка $[a, b]$, то вероятность ее выбора из меньшего отрезка $[\alpha, \beta]$, лежащего в $[a, b]$, равна отношению длины этого отрезка $[\alpha, \beta]$ к длине всего отрезка $[a, b]$:

$$p = [\alpha, \beta]/[a, b].$$

Пользуясь этим доказательством, запишем условие того, что событие S_k будет иметь длительность, попадающую в интервал Δt_k :

$$p_k = [T_{\text{н}k}, T_{\text{в}k}]/[T_{\min}, T_{\max}] = \Delta t_k/T_k. \quad (3)$$

Результирующая относительная частота (вероятность) обнаружения события в интервале Δt_k в силу независимости изменений амплитуды $S_k(t)$ и фазы $\varphi(t)$ будет равна условию попадания события в интервал Δt_k ,

умноженному на вероятность превышения порогового уровня точности ΔS , т. е.:

$$n_k/n_{k\Sigma} = p_k P(S_k > \Delta S). \quad (4)$$

Так как T_k по условию является серединой интервала Δt_k , а события с равной вероятностью могут принять любую длительность внутри этого интервала, то средняя длительность событий будет равна T_k . Поэтому количество событий, в среднем уместяющихся на длине реализации l , равно $n_{k\Sigma} = l/T_k$. Подставив это значение $n_{k\Sigma}$ в (4), получим

$$n_k T_k / l = p_k P(S_k > \Delta S). \quad (5)$$

Левая часть найденного равенства показывает, какую долю длины реализации l занимают n_k событий, каждое из которых имеет в среднем длительность T_k . Эту величину можно назвать плотностью заполнения событиями оси времени.

Преобразуем равенство (5) и запишем его в следующем виде:

$$n_k / l = p_k P(S_k > \Delta S) / T_k. \quad (6)$$

Теперь слева оказалось выражение средней частоты следования событий f_k . Значение p_k можно сделать равным единице путем соответствующего выбора величины Δt_k и T_k . Вероятность $P(S_k > \Delta S)$ зависит от точности устройства, измеряющего амплитуду событий, и тоже может быть близка к единице: $P(S_k > \Delta S) \rightarrow 1$, когда $\Delta S \rightarrow 0$. Поэтому $f_k \rightarrow 1/T_k$, когда $p_k P(S_k > \Delta S) \rightarrow 1$, на основании чего можно утверждать, что в пределе частота следования и длительность событий случайного процесса связаны соотношением $f_k = 1/T_k$.

Запишем на основе выражений (3) и (6) количество событий случайного процесса в каждом интервале длительности в виде

$$n_k = \frac{l \Delta t_k}{T_k^2} P(S_k > \Delta S). \quad (7)$$

Полученное соотношение позволяет рассчитать количество событий, если задана длина реализации l , размер интервала усреднения Δt_k , значение его середины T_k , закон распределения амплитуд $p(S_k)$ и предел точности ΔS .

Большинство указанных величин известно из условий эксперимента. Закон распределения амплитуд всплесков ш. б. исследовался в [6]. На рис. 1 приведено это экспериментальное распределение в виде гистограммы с нанесенной на нее нормированной гауссовой кривой. Удовлетворительное соответствие между расчетной и экспериментальной зависимостями позволяет полагать, что закон распределения амплитуд всплесков ш. б. близок к гауссовому. Поэтому вероятность обнаружения событий может быть записана в виде [4]

$$P(S_k > \Delta S) = [1 - \Phi(U)], \quad (8)$$

где $\Phi(U) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^U e^{-V^2/2} dV$ — табличный интеграл вероятности от безразмерного аргумента $U = \Delta S/\sigma$, $V = S_k/\sigma$, σ — параметр гауссова закона распределения.

Из наблюдений известно (например, [7]), что в составе ш. б. нет всплесков короче 0,05 с. Следовательно, спектр всплескового компонента ограничен со стороны высоких частот. Чтобы учесть это обстоятельство в рассматриваемой нами модели, пропустим случайную функцию времени $f(t)$ через фильтр верхних частот с характеристикой пропускания $0 < F(T_k) < 1$ и частотой среза f_c . Действие фильтра проявится в виде уменьшения дисперсии σ^2 процесса в полосе непрозрачности: $\sigma_\Phi = \sigma F(T_k)$. Поэтому параметр интеграла вероятности U можно записать в виде

$$U_\Phi = \frac{\Delta S}{\sigma} \frac{1}{F(T_k)}.$$

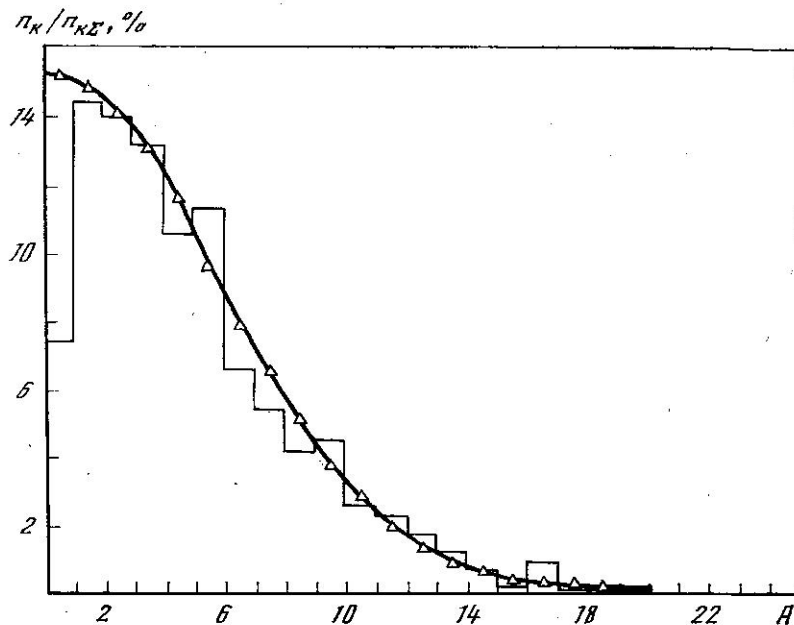


Рис. 1. Распределение амплитуд всплесков ш. б. по данным [6] (1061 амплитуда)
 Сплошная кривая — гауссово распределение

Отношение $\Delta S/\sigma$ будем называть относительной точностью измерения амплитуд событий и обозначим его символом $\text{lim } S$.

Из дальнейшего изложения станет ясно, что отношение $p_k = \Delta t_k/T_k$ желательно выбирать постоянным независимо от величины T_k . Это условие позволяет выразить значение середины интервала T_k через минимальную длительность исследуемых событий $T_{н1}$ (нижнюю границу первого интервала Δt_1):

$$T_k = 2T_{н1} \frac{(2+p)^{k-1}}{(2-p)^k},$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$ — порядковый номер интервалов Δt_k (столбцов гистограммы).

Соотношение (7) для вычисления числа событий случайного процесса с ограниченным спектром при гауссовом распределении амплитуд принимает вид

$$n_k = \frac{l p (2-p)^{\bar{k}}}{2T_{н1} (2+p)^{k-1}} \left[1 - \Phi \left(\frac{\Delta S}{\sigma} \frac{1}{F(T_k)} \right) \right]. \quad (9)$$

Для расчета семейства гистограмм «число событий — их длительность» по этому соотношению необходимо задать определенные цифровые значения параметров. Будем исходить из типичных значений величин, обычно используемых при изучении ш. б. Примем размер реализации l равным 2000 с, минимальную длительность событий $T_{н1} = 0,2$ с, условие попадания в интервал $p = 0,2$. Для упрощения расчетов допустим, что фильтр высоких частот имеет экспоненциальную характеристику

$$F(T_k) = e^{-T_c/T_k}$$

с частотой среза f_c , соответствующей длительности $T_c = 1/f_c = 1$ с, попадающей в интервал $k = 8$. Параметром семейства гистограмм выберем отношение $\Delta S/\sigma = \text{lim } S$.

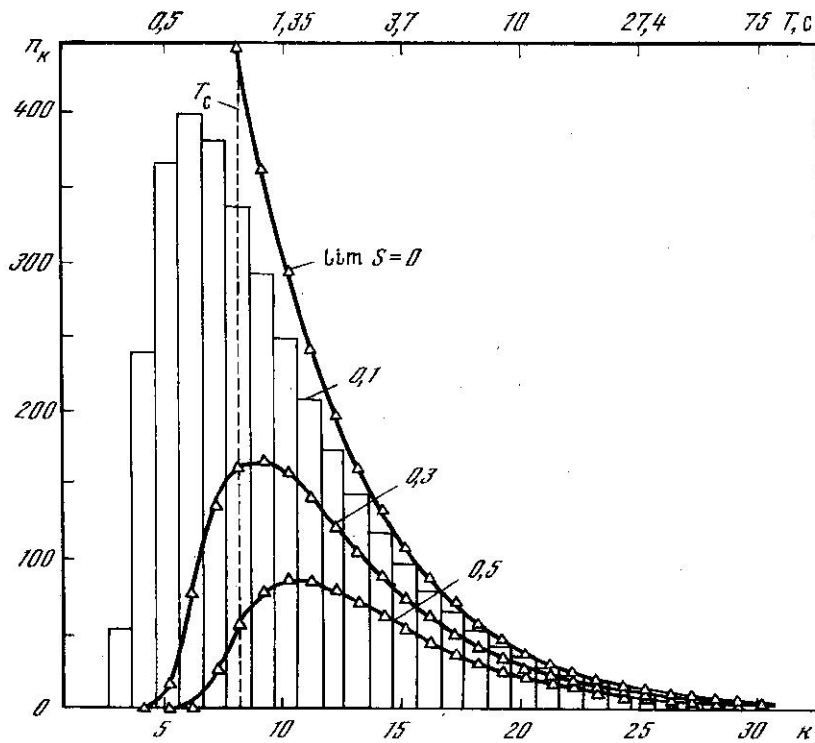


Рис. 2. Расчетное число n_k событий случайного процесса с ограниченным спектром при различных значениях относительной точности регистрации

$l = 2000$ с; $p = 0,2$; $T_{Н1} = 0,2$

Результаты вычислений по формуле (9) на основе перечисленных исходных данных приведены на рис. 2. На этом рисунке показана одна гистограмма при $\lim S = 0,1$, а вместо остальных гистограмм для большей наглядности изображены их огибающие. По оси ординат отложено вычисленное количество событий n_k , попадающих в каждый интервал длительности Δt_k . По оси абсцисс — номер интервала k . Для ориентировки в верхней части рис. 2 показана градуировка оси абсцисс в секундах. Заметим, что равновероятные интервалы усреднения Δt_k имеют различную величину, которая зависит от средней по интервалу длительности T_k . Вертикальной штриховой линией обозначена длительность T_c , соответствующая частоте среза фильтра f_c .

Вычисления проведены для пяти значений относительной точности $\lim S$ в пределах от 0 до 0,5. Кривая при $\lim S = 0$ является верхним пределом, к которому стремится вычисленное для каждого интервала Δt_k количество событий случайного процесса при неограниченной возможности подсчета сколь угодно малых амплитуд S_k .

Гистограмма распределения числа событий при $\lim S = 0,1$ имеет максимум в районе граничной частоты фильтра. Слева от максимума число событий быстро уменьшается практически до нуля из-за действия фильтра. От формы его характеристики зависит крутизна склона этой части гистограммы. Справа от максимума влияние фильтра быстро ослабевает и огибающая гистограммы вырождается в гиперболу, асимптотически приближающуюся к оси абсцисс.

Увеличение отношения $\Delta S/\sigma$, т. е. выбор только наиболее интенсивных событий из всего состава случайной функции $f(t)$, приводит к уменьшению величины максимума и к некоторому его смещению в сторону более продолжительных событий.

Сделаем некоторые выводы, вытекающие из характера вычисленных гистограмм. Первоначальная функция времени $f(t)$ по условию имела плоский

спектр, т. е. состояла из событий одинаковой средней мощности в любом диапазоне длительности. Тем не менее гистограммы содержат явно выраженный максимум, а значение их ординат быстро убывает по мере роста рассматриваемой длительности.

Уменьшение количества событий с увеличением их длительности можно рассматривать как естественное следствие методики построения гистограмм: на фиксированной длине реализации уместается тем меньше событий, чем больше их продолжительность. При этом суммарная энергия, заключенная в событиях каждого интервала длительности, остается постоянной, т. е. с энергетической точки зрения события любой длительности равноценны независимо от их количества на данной гистограмме. Таким образом, форма гистограммы не отражает энергетического характера исследуемого процесса.

Обратим внимание также на следующее обстоятельство. Ось ординат гистограммы проградуирована в целых числах, обозначающих количество событий, однако в действительности из-за того, что события всех длительностей подсчитываются на одной и той же длине реализации, масштаб по оси ординат пропорционален средней частоте следования событий f_k , выраженной в герцах (n_k событий за l секунд). Поэтому в области больших значений длительности, где введенный нами фильтр полностью прозрачен ($F(T_k) = 1$), ход гистограммы описывается соотношением (6): частота следования f_k изменяется обратно пропорционально рассматриваемой длительности T_k по гиперболическому закону. Фактически гистограмма описывает известную зависимость между частотой и периодом.

Однако когда T_k приближается к периоду среза T_c , фильтр начинает уменьшать амплитуды событий S_k . Из-за наличия порогового уровня ограничения ΔS вероятность обнаружения событий уменьшается, что соответствует кажущемуся уменьшению частоты их следования. По мере дальнейшего уменьшения длительности T_k амплитуда событий $S_k F(T_k)$ из-за действия фильтра становится меньше порога ΔS , ни одно событие не попадает в рассмотрение, и частота следования обращается в нуль. Следовательно, максимум на гистограмме соответствует высокочастотной границе спектра изучаемого процесса. События, образующие максимум, содержат на длине реализации в лучшем случае столько же энергии, сколько заключено в событиях любого интервала длительности справа от максимума. Таким образом, гистограмма «число событий — их длительность» не может служить основой для решения вопроса о том, события какой длительности в исследуемом процессе наиболее существенны. Для этого необходимо рассматривать энергетический спектр процесса.

Энергетическим спектром будем называть распределение суммарной по реализации энергии, заключенной в событиях, в зависимости от длительности этих событий. При радиоастрономических наблюдениях обычно регистрируется мощность поступающего на антенну сигнала. Поэтому регистрируемая суммарная на длине реализации энергия $E_{k\Sigma}$ в любом интервале длительности Δt_k будет равна числу наблюдаемых событий n_k , умноженному на их длительность T_k и среднюю амплитуду \bar{S}_k :

$$E_{k\Sigma} = n_k T_k \bar{S}_k A,$$

где A — коэффициент, учитывающий форму импульсов и по начальному условию (1) одинаковый для всех событий. Подставляя вместо n_k его значение из (7), получим

$$E_{k\Sigma} = \frac{l \Delta t_k A}{T_k} \bar{S}_k P(S_k > \Delta S). \quad (10)$$

Среднее значение амплитуд событий \bar{S}_k определяется известным выражением

$$\bar{S}_k = \int_{\Delta S}^{\infty} S_k p(S_k) dS_k / \int_{\Delta S}^{\infty} p(S_k) dS_k$$

и в случае гауссова распределения амплитуд равно

$$\bar{S}_k = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma \frac{e^{-\Delta S^2/2\sigma^2}}{[1 - \Phi(U)]}$$

Подставляя найденное значение \bar{S}_k в (10) и учитывая (8), запишем выражение для расчета спектра в виде

$$E_{k\Sigma} = \frac{i\Delta t_k A}{T_k} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sigma e^{-\Delta S^2/2\sigma^2}$$

Полученное равенство свидетельствует о том, что при $\sigma = \text{const}$ и $\Delta S = \text{const}$ вид спектра зависит от выбора величины отношения $p = \Delta t_k/T_k$: спектр будет иметь плоский вид только при условии $p = \text{const}$. Несоблюдение этого условия приводит к искажению формы спектра. Например, равновеликие интервалы Δt_k дают гиперболическую зависимость суммарной энергии событий от их длительности. Однако можно указать способ нормализации спектра при любом произвольном выборе отношения $p = \Delta t_k/T_k$, т. е. исключить влияние параметров разложения на истинную форму спектра. Выбрав какой-либо интервал $\Delta t_{\text{оп}}$, $T_{\text{оп}}$ в качестве опорного, найдем отношение энергии в этом интервале к энергии в любом k -м интервале:

$$E_{\text{оп}}/E_{k\Sigma} = \Delta t_{\text{оп}} T_k / T_{\text{оп}} \Delta t_k = G_k$$

Полученный коэффициент G_k позволяет производить нормировку спектра умножением измеренной в каждом интервале энергии на величину этого коэффициента и таким образом получать действительный неискаженный вид спектра.

Используем результаты проведенного в этом разделе анализа случайного процесса для сравнения его свойств с наблюдаемыми характеристиками всплескового компонента ш. б.

2. Сравнение с опубликованными результатами наблюдений ш. б.

В литературе, посвященной изучению ш. б., опубликовано множество гистограмм «число всплесков — их продолжительность». В основном все они сходны: число всплесков быстро нарастает до максимума, затем более медленно спадает к нулю по мере увеличения рассматриваемой длительности событий. Максимум на всех гистограммах находится в районе длительности всплесков от секунды до долей секунды. Различие заключается в том, что разные авторы неодинаково определяют максимальную длительность наблюдаемых всплесков. Поэтому для рассмотрения мы выбрали несколько гистограмм, в наибольшей степени различающихся по этому признаку.

Кроме «простых» всплесков, в составе ш. б. выделяют еще самостоятельный класс явлений, именуемых «цепочками» всплесков. К ним относят последовательности всплесков, интенсивность между которыми не опускается до уровня, предшествовавшего началу события. По другим характеристикам (поляризация, скорость частотного дрейфа, положение на диске Солнца, размеры и др.) всплески, образующие «цепочку», ничем не отличаются от «изолированных» всплесков ш. б.

В предыдущем разделе было выяснено, что короткоживущие события имеют более высокую частоту следования. В связи с этим за время жизни длительного всплеска может произойти несколько кратковременных, которые наложатся на него, и в результате длительный всплеск не будет выглядеть ни «простым», ни «изолированным», а скорее всего будет похож на цепочку всплесков. Поэтому для сравнения с результатами расчетов была взята также и гистограмма «число цепочек всплесков — их время жизни».

Выбранные для изучения гистограммы, заимствованные из [8—11], показаны на рис. 3. В сумме они охватывают диапазон длительности событий от десятых долей секунды (рис. 3, а) до сотен секунд (рис. 3, г). Так как мы не располагаем исходными наблюдательными данными авторов, то вместо рас-

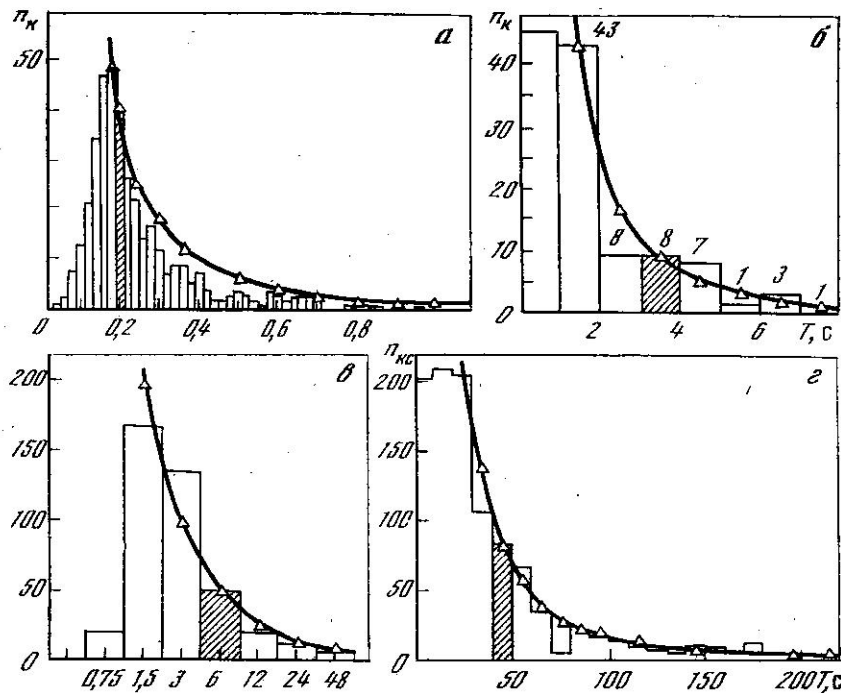


Рис. 3. Сравнение расчетного (сплошные кривые) и наблюдаемого количества всплесков ш. б. по материалам [8—11]

Заштрихованы интервалы длительности, по которым нами производилась нормировка расчетных кривых; n_k — число всплесков, n_{kc} — число цепочек

четной кривой числа событий вычислим отношение их количества в двух интервалах усреднения Δt_k и Δt_m со средними значениями длительности T_k и T_m соответственно. При этом будем полагать, что использованный авторами критерий выбора всплесков из всего состава ш. б. не зависел от длительности T_k и T_m . Кроме того, будем рассматривать только ту область длительности событий, где T_k и T_m значительно больше периода среза введенного нами произвольного фильтра высоких частот. При указанных условиях вероятность $P_k(S_k > \Delta S) = P_m(S_m > \Delta S)$ и отношение n_k/n_m на основании выражения (7) записывается в виде

$$n_k/n_m = T_m^2 \Delta t_k / T_k^2 \Delta t_m. \quad (11)$$

Полученное соотношение показывает, что при подсчете числа событий на фиксированной длине реализации отношение количества событий в двух интервалах длительности не зависит от размера реализации.

Применим соотношение (11) для исследования типичной гистограммы, заимствованной из [8] (см. рис. 3, а). Гистограмма построена для одинаковых интервалов усреднения $\Delta t = 0,02$ с, поэтому отношение числа событий в двух любых интервалах пропорционально отношению квадратов их средних значений. Примем интервал со средней длительностью $T_1 = 0,18$ с в районе максимума гистограммы в качестве опорного и относительно него вычислим ожидаемый ход гистограммы отношения числа событий случайного процесса, состоящего из импульсов любой длительности с заведомо равномерной спектральной плотностью. Например, в соответствии с гистограммой рис. 3, а опорный интервал Δt_1 содержал 50 событий длительностью $T_1 = 0,18$ с. В таком случае событий длительностью $T_2 = 0,9$ с следует ожидать в $(T_2/T_1)^2 = 25$ раз меньше, т. е. всего два события. Как видно на рис. 3, а, именно такое количество всплесков данной длительности действительно наблюдалось в составе ш. б.

Подобным образом построены огибающие гистограмм отношения числа событий случайного процесса и для других типичных гистограмм (рис. 3,

б—г), заимствованных из [9—11]. Во всех случаях обнаруживается удовлетворительное соответствие между расчетным и наблюдаемым количеством всплесков на правой ветви гистограмм. Это свидетельствует о том, что рас-сма-триваемая характеристика всплескового компонента ш. б. описывается закономерностями, полученными выше для случайного процесса. Отсюда следует, что: 1) максимум на гистограммах указывает лишь на высокочастотную границу спектра всплескового компонента ш. б.; 2) во всплесках любого интервала длительности справа от максимума может содержаться не меньше энергии, чем во всплесках короткой длительности, лежащих на границе спектра; 3) уменьшение числа всплесков на гистограмме при увеличении их длительности является закономерным, если рассматривать ш.б. как случайный процесс.

Из изложенного становится ясно, что вопрос о том, какие всплески в составе ш.б. наиболее существенны, можно решить только исследованием энергетического спектра всплескового компонента. Поскольку построить спектр энергии по опубликованным в литературе данным не представляется возможным из-за отсутствия исходных данных, то перейдем к рассмотрению наших наблюдений ш.б.

3. Результаты наблюдений ш. б.

Наблюдения проводились 25.02 1980 г. на радиотелескопе РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. В этот день на диске Солнца был один источник повышенного излучения на частоте 169 МГц [12], находившийся вблизи центрального меридиана. Средняя плотность потока радиоизлучения от всего диска Солнца на частоте наблюдений 220 МГц колебалась в пределах $(19-22) \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц. Данную ш.б. можно считать сравнительно слабой, так как добавочный поток от нее составлял всего $(3-6) \cdot 10^{-22}$ Вт/м²·Гц, т. е. превышал поток невозмущенного Солнца приблизительно на 25%, в то время как возрастание потока при некоторых сильных ш.б. может достигать 1000%.

Было рассмотрено 3 ч 11 мин наблюдений в интервале 06.18—12.19 UT. Часть материала из указанного интервала наблюдений была исключена из-за возможного влияния вспышек, происходивших в 08.37—09.21 и 11.03—11.22 UT. Предельная точность регистрации $\lim S = \Delta S/\sigma$ фактически определялась параметрами полезного сигнала, однако при математической обработке материала вводился искусственный предел точности $\lim S$, составлявший величину от 0,4 до 0,35 в разных сериях наблюдений. Регистрация осуществлялась в цифровом виде на магнитную ленту с частотой отсчетов 10 Гц и уровнем квантования $2^{-8} S_{\max}$.

При обработке наблюдательного материала была предпринята попытка исключить субъективность при разложении всплескового компонента на отдельные события. Гистограммы, рассмотренные выше, строились путем выбора из всего состава ш.б. только «изолированных», «простых» или «не очень» сложных всплесков. Такая методика выделения событий не обеспечивает полной воспроизводимости результатов и исключает из рассмотрения часть всплескового компонента, а при обработке материала на ЭВМ вообще неприменима (ЭВМ нужно задать процент искажений или другие конкретные числовые характеристики).

Поскольку ставилась задача изучения полного состава всплескового компонента, то отдельным событием считался любой максимум, лежащий между двумя минимумами. Такое определение событий применялось при изучении ш.б. [6]. Далее было использовано уже упоминавшееся свойство гистограммы «число всплесков — их продолжительность»: гистограмма является суммой отдельных составляющих, поэтому вычитание из начальной кривой всплесков какой-либо одной длительности никак не влияет на количество всплесков другой длительности. Учитывая, что короткий импульс искажается в меньшей степени при своем наложении на более длительный и, следовательно, более «гладкий» импульс, целесообразно вычитать из записи сначала короткоживущие всплески.

Процесс вычитания связан с некоторой погрешностью, так как точная форма импульсов заранее неизвестна. Рассмотрим в этой связи рис. 4. Пусть короткоживущий импульс a наложился на более длительный импульс b и в нашем распоряжении имеется их суммарная запись. Поскольку на участке MN информация о форме импульса b отсутствует, то мы ради простоты предпочли аппроксимировать недостающую часть импульса прямой линией MN . В результате при подсчете энергии некоторая доля импульса b оказывается включенной в более короткий импульс a . Поэтому в полученных таким образом спектрах энергии короткоживущих составляющих будет несколько завышена. Точность определения энергии можно несколько повысить, если вместо аппроксимации прямой линией использовать усредненную огибающую импульсов, вид которой приведен, например, в [8].

В соответствии с изложенным алгоритм обработки наблюдательного материала заключался в следующем. На записи сигнала сначала отыскивался самый короткий всплеск, определялись такие его параметры, как амплитуда, продолжительность и энергия, после чего он исключался из записи. Затем отыскивался следующий самый короткий из оставшихся всплесков и т. д. до тех пор, пока не выявлялся последний всплеск, почти равный длине реализации. Так как в каждом отдельном случае событием является один максимум, лежащий между двумя минимумами, то необходимость в описательных критериях типа «не очень сложный всплеск» при данной методике не возникает.

Полученное по наблюдениям ш. б. 25.02 1980 г. распределение числа событий в зависимости от их продолжительности $T \leq T_{\max} = 40$ с показано на рис. 5. По оси ординат отложено количество событий N , регистрировавшихся в течение каждых $33^m 20^s = 5 T_{\max}$ и попадавших в определенные интервалы длительности, границы которых указаны на оси абсцисс. Обработка наблюдательного материала проводилась при различных уровнях ограничения минимальной амплитуды всплесков, включавшихся в рассмотрение. Гистограммы для разных $\lim S$ показаны соответствующей штриховкой.

Плавная кривая на рис. 5 является огибающей расчетной гистограммы, вычисленной по формуле (7) для участка случайной функции времени длинной также $33^m 20^s$. Спектр этой функции был ограничен со стороны высоких частот с помощью фильтра с характеристикой пропускания вида e^{-T_c/T_k} при $T_c = 1$ с. Точность регистрации при расчете принималась равной $\lim S = 0,1$.

Как видно на рис. 5, гистограмма числа всплесков ш. б. практически совпадает с ожидаемым количеством событий случайного процесса во всем рассмотренном диапазоне длительностей от 0,2 до 400 с. Отметим также, что полученная нами гистограмма близка по характеру к приведенным на рис. 3, а — г, но в отличие от них охватывает одновременно весь диапазон длительностей, включая в том числе и «цепочки» всплесков. Увеличение $\lim S$ приводит к уменьшению наблюдаемого числа всплесков в каждом интервале и к сдвигу максимума гистограммы в сторону событий большей длительности в соответствии с теоретическим расчетом, показанным в виде семейства гистограмм на рис. 2.

С целью выяснения закона распределения амплитуд всплесков был рассмотрен фрагмент другой ш. б., наблюдавшейся в Институте геофизики и астрономии АН Кубы 18.08 1981 г. в интервале $15^h 30^m - 15^h 33^m$ UT и содержащей 477 событий. Средний поток в течение наблюдений составлял около $28 \cdot 10^{-23}$ Вт/м²·Гц, т. е. ш. б. была умеренной (средней) интенсивности. На рис. 6 показано полученное распределение амплитуд событий, попавших в интервал длительности 0,4—0,8 с. Для сравнения на том же рис. 6 сплошной линией нанесена нормированная гауссова кривая с параметром $\sigma = 2,64$. Удовлетворительное соответствие этой кривой и реального распределения показывает, что закон распределения амплитуд событий на рассмотренном фрагменте ш. б. был близок к гауссову. Поскольку было получено удовлетворительное численное соответствие между расчетными и экспериментальными гистограммами не только по результатам наших наблюдений, но и по опубликованным в литературе данным, то можно полагать, что гаус-

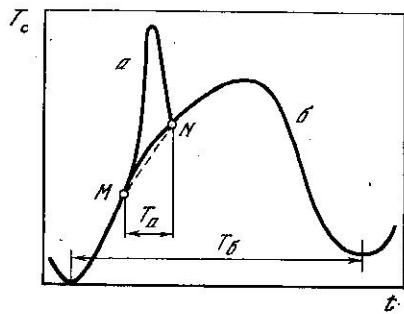


Рис. 4. Эскиз, поясняющий способ разложения всплескового компонента ш. б. на отдельные составляющие

Рис. 5. Зависимость числа всплесков N от их длительности T по наблюдениям ш. б. 25.02 1980 г. при различных $\text{lim } S$
06.20 — 12.19 UT, $N = 4398$

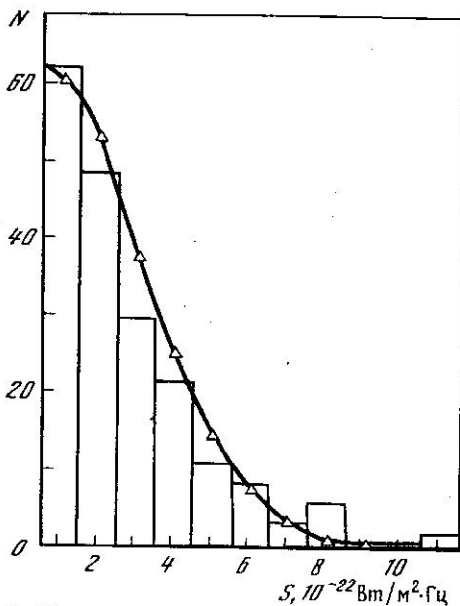
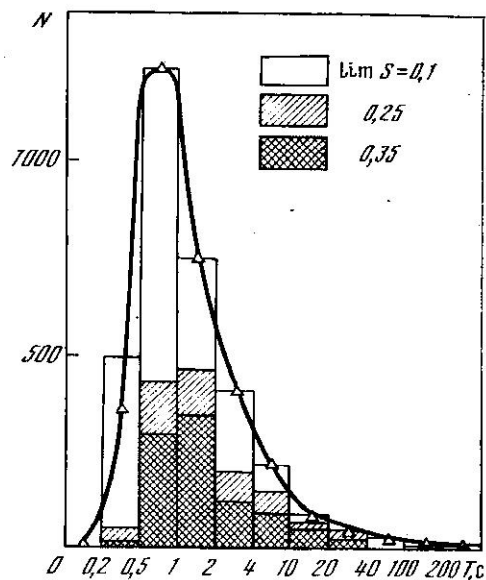


Рис. 6. Распределение амплитуд всплесков ш. б. длительностью 0,4—0,8 с по материалам наблюдений 18.08 1981 г.
15.30 — 15.33 UT, $N = 477$

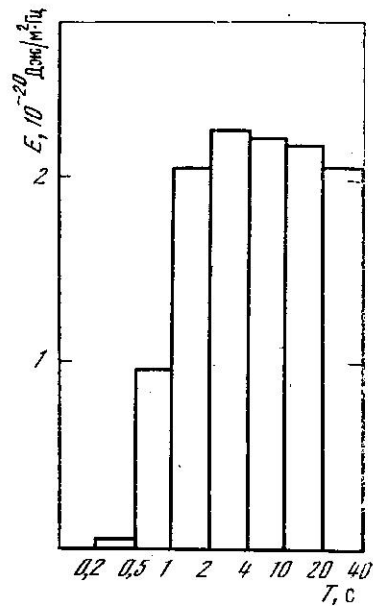


Рис. 7. Нормированный по размеру интервала длительности энергетический спектр всплесковой компоненты ш. б., наблюдавшейся 25.02 1980 г.
06.18 — 06.51 UT, $N = 1469$

сово распределение амплитуд всплесков характерно вообще для большинства ш. б.

Обратимся теперь к обсуждению спектра энергии. На рис. 7 показано усредненное распределение суммарной энергии всплесков ш. б., наблюдавшейся 25.02 1980 г., в зависимости от их длительности. Энергия подсчитывалась как суммарная площадь всех всплесков, попавших в каждый интервал длительности, поэтому предположение об их одинаковой форме, использованное в п. 1, в реальных измерениях не играло никакой роли.

Были усреднены спектры 10 последовательных реализаций ш. б. длиной $3 \times 20^{\circ}$ каждая. Характер усредненного спектра на рис. 7 свидетельствует о том, что суммарная энергия всплесков, длительность которых находится в диапазоне от 1 до 40 с, одинакова. Энергия короткоживущих всплесков длительностью 0,2—0,5 с во много раз меньше энергии всплесков любой другой длительности, а в общем балансе энергии всплескового компонента, пропорциональном суммарной площади спектра, они вообще несущественны.

Подобные же результаты были получены и по изучению спектра ш. б., наблюдавшейся 18.08 1981 г. Основное отличие заключалось в том, что спектр этой ш. б. имел максимум в диапазоне длительности 3,2—6,4 с. Можно ожидать, по-видимому, что спектр суммарной энергии всплесков изменяется не только от одной ш. б. к другой, но и в процессе развития одной и той же ш. б.

Граница спектра со стороны долгоживущих событий в данных исследованиях не определена. Тем не менее интересно отметить, что длительность самых долгоживущих всплесков в правой части гистограммы рис. 5 составляет в среднем 5 мин, т. е. фактически смыкается с диапазоном флуктуаций фона, рассматриваемых в [13] как самостоятельное свойство ш. б.

Заключение

Общепринятый способ представления переменной составляющей ш. б. в виде суперпозиции всплесков различной длительности можно считать адекватным, например, при рассмотрении группы гипотез о происхождении всплесков I типа, в основу которых положен принцип возбуждения плазменных волн в локальном объеме солнечной атмосферы модулированным по плотности потоком заряженных частиц [1]. Однако в соответствии с изложенным выше при этом необходимо учитывать энергетический спектр процесса, а не количество всплесков на гистограмме «число событий — их длительность».

В рамках рассмотренного представления о составляющих ш. б. основные выводы, вытекающие из анализа статистических свойств случайного процесса и результатов наблюдений ш. б., кратко можно сформулировать следующим образом.

1. Наблюдаемая продолжительность и количество всплесков ш. б. удовлетворительно описываются статистическими законами случайного процесса, представленного в виде суперпозиции последовательностей импульсов случайной длительности с хаотической модуляцией их амплитуды и времени появления.

2. Максимум на гистограмме «число событий — их продолжительность» соответствует не наибольшей суммарной энергии входящих в него всплесков, а определяется высокочастотной границей спектра изучаемого процесса.

3. Во время ш. б. 25.02 1980 г. суммарная энергия всплесков каждого интервала длительности в диапазоне 1—40 с была одинаковой, т. е. энергетический спектр всплескового компонента был плоским в указанном диапазоне.

4. Короткоживущие всплески продолжительностью 0,2—0,5 с были мало существенны в энергетическом балансе механизма генерации этой ш. б., так как содержали приблизительно в 10 раз меньше энергии, чем всплески любой другой длительности из диапазона 1—40 с.

В заключение заметим, что современное состояние знаний о природе солнечных шумовых бурь не позволяет пока сделать однозначный выбор в пользу одной какой-либо гипотезы их происхождения. Поэтому наряду с рассмотренным способом разложения всплескового компонента на отдельные составляющие разной длительности вполне возможны и другие представления, например в виде налагающихся во времени элементарных короткоживущих всплесков радиоизлучения.

28 апреля 1983 г.

Литература

1. Железняков В. В. Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964, с. 113, с. 493.
2. Elgaroy O. Solar noise storm. Oslo: Pergamon Press, 1977, p. 41.
3. Азманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981, с. 150.

4. Каневский Э. М., Финкельштейн М. И. Флуктуационная помеха и обнаружение импульсных радиосигналов. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1963, с. 31.
5. Скороход А. В. Вероятность вокруг нас. Киев: Наук. думка, 1980, с. 83.
6. Fokker A. D. Studies of enhanced solar radio emission at frequencies near 200 MHz. Leiden, 1960, p. 61.
7. Эдгарей Э. Смещение частоты и тонкая структура всплесков солнечного излучения на частоте 200 МГц. Радиоастрономия, Парижский симпозиум 1958 г. М.: Изд-во иностр. лит., 1961, с. 244—247.
8. Groot T. Weak solar radio bursts. — Rech. astron. obs. D'Utrecht, 1966, vol. 18 (1), p. 30.
9. Sastry Ch. V. Observation on the time structure of solar radio bursts at a wavelength of 12 m. — Solar Phys., 1969, vol. 10, p. 429—432.
10. Wild J. P. Observations of the spectrum of high-intensity solar radiation at metre wavelengths. — Austral. J. Sci., 1951, vol. A4, p. 36—50.
11. Hanganz J. Chains of the type I solar radio bursts. — Austral. J. Phys., 1966, vol. 19, p. 635—647.
12. Solar Geophysical Data. March 1980, N 427, pt. 1.
13. Гнездилов А. А. Характеристики флуктуаций метрового радиоизлучения Солнца. Физика солнечной активности. М.: Наука, 1976, с. 211—226.

УДК 523.982.6—77

СТРУКТУРА АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ НА ВОЛНЕ 1,35 СМ ПО ЗАТМЕННЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ 15 ДЕКАБРЯ 1982 Г.

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

Приведены результаты наблюдения затмения локального источника на Солнце на волне 1,35 см при помощи 22-метрового радиотелескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Показано, что: 1) угловые размеры наблюдавшихся радиоисточников в активной группе № 421 [1] близки к размерам соответствующих им пятен и составляли 10—14"; 2) каждый из них располагался над пятном; 3) в разрешенных компонентах наблюдались яркостные температуры $(1,6—5,3) \cdot 10^5$ К; 4) излучение локального источника было сосредоточено в основном в компонентах над пятнами.

ACTIVE REGION STRUCTURE AT THE WAVELENGTH 1.35 CM FROM ECLIPSE OBSERVATIONS, DECEMBER 15, 1982, by V. A. Efanov, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov. — The results of active region eclipse observations at the 1.35 cm wavelength are presented. The observations were made with help of 22-meter radio telescope of Crimean astrophysical observatory. It is shown that: 1) the angular dimensions of the observed radio sources in active group N 421 [1] were close to the spots dimensions (10—14"), 2) each of them was located over the spot, 3) the resolved sources had brightness temperatures in the range $(1,6—5,3) 10^5$ K, 4) the main part of the emission power of the local source related to the spot group was concentrated in spot components.

Частное солнечное затмение 15.12 1982 г. наблюдалось на волне 1,35 см с помощью 22-метрового радиотелескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Для наблюдений использовался модуляционный широкополосный радиометр с флуктуационной чувствительностью 0,25 К при постоянной времени выхода $\tau = 1$ с. Угловое разрешение антенны составляло $2',5 \times 2',6$ в *E*- и *H*-плоскостях соответственно. Регистрация антенных температур осуществлялась в аналоговом и с помощью ЭВМ М-6000 в цифровом видах.

На рис. 1 приведено радиоизображение Солнца, полученное в день затмения. На нем же изображена расчетная траектория движения центра диска Луны относительно центра диска Солнца с нанесенной шкалой времени. Изотермы на изображении указаны в уровнях излучения невозмущенного Солнца. Обстоятельства затмения были следующие: первый контакт в $7^h36^m21^s$ UT, четвертый — в $10^h40^m44^s$, максимальная закрытая доля площади диска Солнца 0,44.

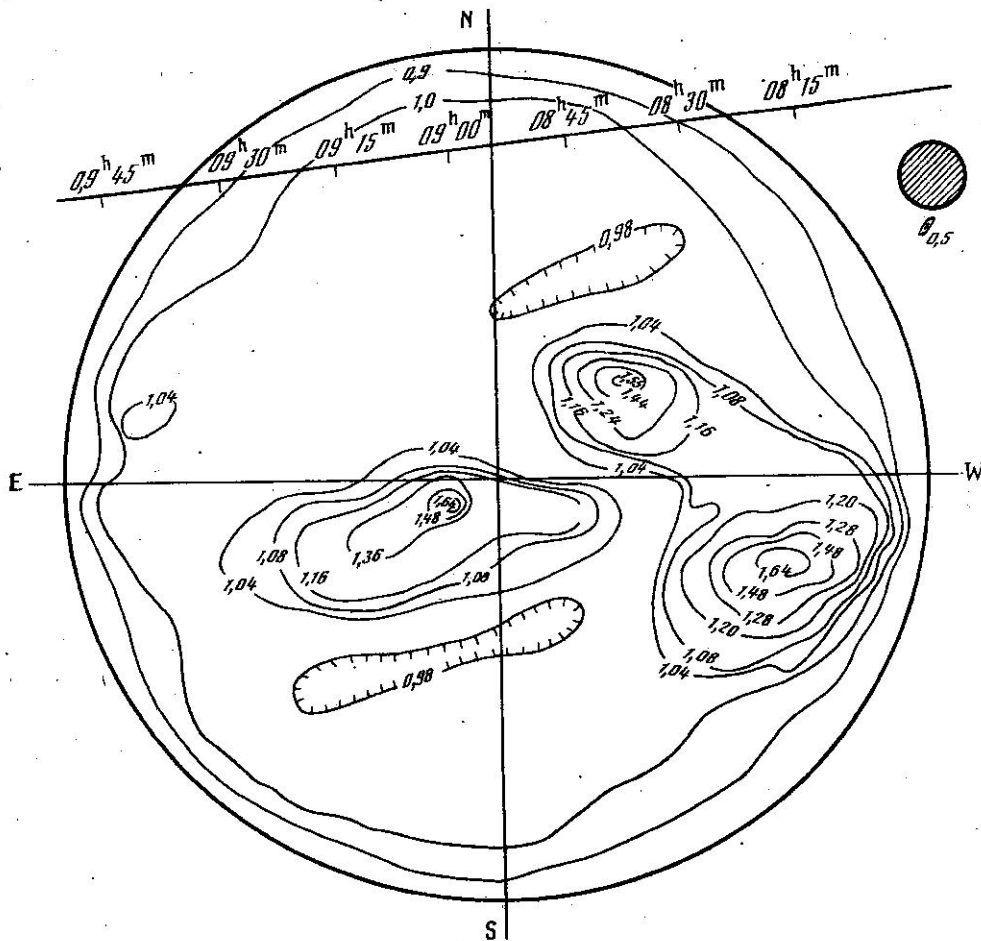


Рис. 1. Радиозображение Солнца на волне 1,35 см 15.12 1982 г. в 11.30 UT, наложенное на оптический диск (внешняя окружность)

Заштрихованным кружком в верхней части показан главный лепесток диаграммы направленности РТ-22 на уровне половинной мощности

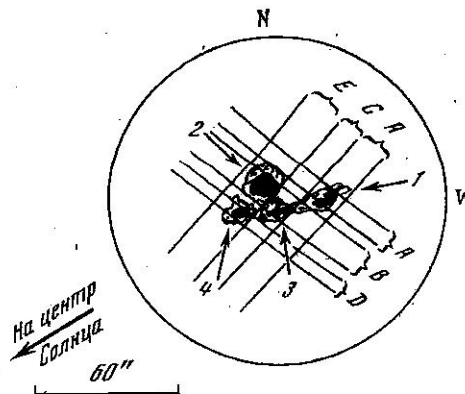


Рис. 2. Положение радиосточников относительно группы пятен

Как показывает рис. 1, в этот день на Солнце наблюдалось несколько довольно сильных локальных радиосточников. Обстоятельства затмения позволяли наблюдать полностью закрытие только одного из них с гелиокоординатами 15 W 10 N, связанного с группой пятен № 421 по бюллетеню «Солнечные данные» [1]. Максимальное значение антенной температуры от этого локального источника (л. и.) составляло 55% от уровня невозмущенного Солнца. Угловые размеры его в гелиоширотном направлении были 120", в долготном — 233" с учетом сглаживания диаграммой направленности антенны, следовательно, некоторая часть л. и. находилась на краю главного лепестка диаграммы при установке его на максимум излучения.

Непосредственно перед закрытием активной области было уточнено положение максимума ее радиоизлучения. Затем диаграмма направленности была установлена на координаты максимума, и радиотелескоп непрерывно сопровождал эту точку до полного открытия группы.

На рис. 2 показана зарисовка с фотографии, полученной П. В. Матвеевым на оптическом телескопе Службы Солнца АФР-2 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в день затмения. На нем нанесены четыре наиболее крупных пятна группы, которые пронумерованы цифрами, а окружностью изображено положение диаграммы направленности антенны по уровню половинной мощности в масштабе рисунка. Дуги на рис. 2 показывают положение лимба Луны для выделявшихся на кривой радиозатмения источников: *A*, *B* и *D* — при закрытии, *A*, *C* и *E* — при открытии группы пятен. Из рис. 2 видно, что источник *A* расположен над пятном 1 и разрешен полностью. Источник *C* соответствует открытию пятна 3, а *D* — закрытию пятна 4. Источник *B*, выявленный по кривой радиозатмения, расположен над пятнами 2 и 3, а *E* — зарегистрирован во время почти одновременного открытия пятен 2 и 4. Падение антенной температуры за счет закрытия источника *B* T_B (пятна 2 и 3) превышало ее прирост при открытии источника *C* (только пятно 3), так же как и величина T_E (закрытие пятен 2 и 4) была выше T_D (открытие только пятна 4). В то же время наблюдения всего л. и., связанного с группой, до затмения и после него дали практически совпадающие значения мощности его излучения. Следовательно, в группе не происходили существенные изменения за то время, пока она была закрыта диском Луны. Это дает основание предположить, что над пятном 2 тоже существовал радиоисточник, антенная температура которого может быть определена как $T_2 = T_B - T_C = T_E - T_D$, а верхние пределы угловых размеров равны размерам источников *B* и *E*.

Определенные таким образом параметры источников, которые все оказались связанными с пятнами в группе, приведены в таблице. Каждому из них присвоен поэтому номер соответствующего пятна, а в колонках по порядку указаны средние геометрические размеры $\theta = \sqrt{\theta_a \theta_o}$, где θ_a и θ_o — размеры источника, полученные при его закрытии и открытии соответственно, а также антенные T_a и яркостные T_j температуры и плотности потоков F . Точность определения угловых размеров и положения источников составляла 2" при скорости лимба Луны относительно группы около 0",2 с⁻¹ как при закрытии, так и при открытии. Ошибки антенных температур источников оценены в 10% и связаны в основном с учетом кривой покрытия спокойных участков Солнца. Яркостные температуры T_j вычислялись для равномерного распределения радиояркости по источнику в пределах круга с диаметром θ по формуле

$$T_j = T_a / \eta (1 - \exp[-(\theta/1,2 \theta_{0,5})^2]) + T_{j\odot},$$

где T_a — антенная температура от источника, η — отношение телесных углов главного лепестка и всей диаграммы направленности, $\theta_{0,5}$ — размеры главного лепестка диаграммы направленности на уровне половинной мощности, а $T_{j\odot}$ — яркостная температура спокойного Солнца, которая была принята равной $9,7 \cdot 10^3$ К [2].

Номер источника	θ	T_a , К	T_j , 10^6 К	F , ед. потока (10^{-2} Вт/м ² .Гц)
1	12"	600	2,6	1,0
2	14	1800	5,3	3,0
3	13	440	1,6	0,8
4	11	660	3,3	1,1

Плотности потоков излучения радиоисточников определялись из соотношения $F = 2kT_j\Omega_i/\lambda^2$, где k — постоянная Больцмана, Ω_i — телесный угол источника.

Как видно из таблицы, угловые размеры радиоисточников составляли $10-14''$, они были близки к размерам соответствующих пятен. Яркостные температуры располагались в пределах $(1,6-5,3) \cdot 10^6$ К. Наибольшую температуру имел радиоисточник 2, связанный с наиболее развитым пятном группы ($388 \cdot 10^{-6}$ площади полусферы [1]).

Суммарный поток излучения от четырех выделенных источников составлял 5,9 ед. потока, а полный поток от источника S-компонента, определенный по внезапным измерениям, составлял 8,5 ед. потока. Различие между этими значениями потоков в 2,6 ед. потока, около 30% полной мощности излучения л. и., обусловлено, по-видимому, радиоизлучением источников над мелкими пятнами и порами (согласно [1] их в группе насчитывалось до 36), которые частично находились на краю главного лепестка диаграммы направленности антенны, а также вкладом излучения флоккулов активной области в полный поток. Приведенные здесь результаты измерений размеров источников в активной области, их яркостных температур, локализация их над пятнами и сосредоточение основной части мощности излучения л. и. в пятненном компоненте находятся в хорошем согласии с нашими более ранними наблюдениями [3, 4].

Необходимо отметить, что в наблюдавшейся активной области не были замечены источники, локализованные вблизи линии раздела противоположных магнитных полярностей, обнаруживавшиеся, например, в [5]. Не наблюдались также существенные смещения положения радиоисточников относительно соответствующих им пятен, которые могут достигать $20-30''$ на волне 6 см, как, например, по измерениям в [6] на радиотелескопе апертурного синтеза VLA.

Основные результаты наблюдений: 1) угловые размеры радиоисточников в л. и. были близки к размерам соответствующих им пятен и составляли $10-14''$; 2) наблюдавшиеся источники располагались непосредственно над пятнами; 3) яркостные температуры их были в пределах $(1,6-5,3) \cdot 10^6$ К; 4) излучение локального источника на $\lambda = 1,35$ см было сосредоточено в основном в пятненном компоненте.

Авторы признательны П. С. Никитину и В. А. Паршукову за помощь в наблюдениях.

Май 1983 г.

Литература

1. Солнечные данные, 1982, № 12, с. 37—41.
2. Ефанов В. А., Моисеев И. Г. Наблюдения радиоизлучения Солнца на волнах 8, 13 и 16 мм.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1971, т. 43, с. 21—25.
3. Домнин С. Л., Ефанов В. А., Корсенский В. А. и др. Структура локального источника на Солнце по наблюдениям затмения при помощи РТ-22 КАО АН СССР в интегральном и циркулярно-поляризационном излучении на волне 1,35 см.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1978, т. 58, с. 35—39.
4. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Северный А. Б. Прохождение Меркурия по диску солнца 8 мая 1970 г. и колебания радиоизлучения на волне 8 мм.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1975, т. 53, с. 121—129.
5. Бодырев С. И., Ипатова И. А., Ипатов А. В., Петерова Н. Г. О тонкой структуре локального источника солнечного радиоизлучения.— Письма в Астрон. журн., 1978, т. 4, № 10, с. 467—470.
6. Velusamy T., Kundu M. R. Observations of Solar active regions at 2 and 6 cm wavelengths with 3 arc second resolution.— In: Radio Phys. Sun. Symp. N 86 Int. Astron. Union, College Park, Md, Aug. 7—10, 1979. Dordrecht e.a., 1980, p. 105—107.

КОЛЕБАНИЯ ЯРКОСТИ СОЛНЦА НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ С ПЕРИОДОМ 160 МИНУТ

Н. С. Нестеров

Анализируются данные прямых измерений яркости в пяти невозмущенных участках Солнца, полученные в 1980—1982 гг. (около 40 дней наблюдений) на волнах 8,2 и 13,5 мм при помощи 22-метрового радиотелескопа КАО. Естественные дрейфы сигнала, обусловленные поглощением излучения в атмосфере Земли, устранялись с помощью закона Бугера. Данные наблюдений свидетельствуют о наличии колебаний интенсивности излучения с периодом 160,01 мин со средней пиковой амплитудой около 10^{-3} яркостной температуры спокойного Солнца на обеих волнах. Максимум яркости соответствует моменту, когда согласно оптическим данным [4] радиус Солнца максимален.

OSCILLATIONS OF THE SOLAR BRIGHTNESS AT MM-WAVELENGTHS WITH THE PERIOD OF 160 MINUTES, by N. S. Nesterov. — Direct measurements of the brightness of 5 quiet regions on the Sun are analysed. The data were obtained in 1980—1982 (during about 40 days) at 8,2 mm and 13,5 mm wavelengths with the use of 22-m radio telescope of the Crimean astrophysical observatory. A usual daily trends due to atmospheric extinction were removed using Bouger law. The observational data give evidence for the existence of oscillations in the solar brightness with the well-known period of 160,01 min and peak amplitude of about 10^{-3} , in units of solar brightness temperature, at both wavelengths. The brightness maximum corresponds to the phase of maximum expansion of the Sun as it follows from the optical observations [4].

Открытое Северным и др. [1] глобальное колебание Солнца с периодом $P = 160,01$ мин сопровождается почти синхронными изменениями дифференциальной яркости (край минус центр) на волнах 1,9—3,5 см [2] и поляризованного по кругу излучения на волне $\lambda = 13,5$ мм [3]. Полный обзор проявлений пульсаций фотосферы с этим периодом в радио-, инфракрасном и оптическом диапазонах дан Котовым и др. [4]. Недавно в результате наблюдений на миллиметровых волнах с помощью двух разнесенных антенн, Крым (СССР) — Метсахови (Финляндия), было установлено, что измерения дифференциальной (центр минус край) радиояркости дают надежное доказательство существования 160-минутных вариаций радиояркости Солнца [5]. Однако при таких дифференциальных наблюдениях теряется информация об амплитуде и фазе колебаний в каждом конкретном участке Солнца. Ясно, что эта информация, необходимая для интерпретации радиовариаций и исследования возмущений в хромосфере, вызываемых пульсациями, может быть получена при анализе только прямых (недифференциальных) измерений.

Ниже обсуждаются результаты измерений яркости в пяти участках солнечного диска, полученные на волнах 8,2 и 13,5 мм в 1980—1982 гг. при помощи 22-метрового радиотелескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Подчеркнем два момента, существенно отличающие выполненную нами работу от предыдущих исследований различных проявлений колебаний Солнца с периодом 160,01 мин [4]: 1) поиск периодических вариаций интенсивности излучения производился по данным абсолютных измерений, т. е. без предварительного вычитания из сигнала радиояркости аналогичного сигнала от какого-либо другого участка Солнца; 2) устранение естественного дрейфа сигнала, обусловленного поглощением излучения в атмосфере Земли, производилось с помощью закона Бугера, т. е. зависимости, имеющей ясный физический смысл. В [2, 3, 5] тренды сигнала аппроксимировались параболической зависимостью; для ее использования есть веские основания (см. [6]), однако она не может быть строго обоснована, поскольку реальные дневные тренды инструментального и атмосферного происхождения иногда могут иметь вид более сложный, чем парабола.

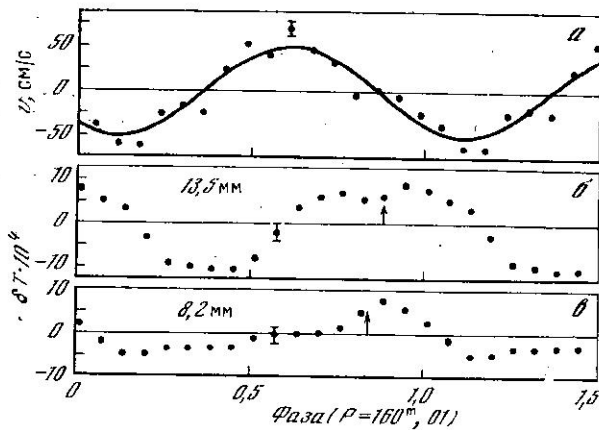
В ходе наблюдений регистрировалось излучение невозмущенной области вблизи центра диска Солнца (область С) и четырех спокойных участков, отстоящих от центра примерно на $10'$ к северу (N), югу (S), востоку (E) и западу (W). Угловое расстояние в $10'$ соответствует около 45° по гелиошироте или долготе. В первых двух колонках табл. 1 указаны интервалы времени наблюдений и исследовавшиеся участки Солнца. В следующих трех колонках приводится число дней наблюдений, суммарное количество измерений яркости, полученное за эти дни для всех областей, и чувствительность радиометра ΔT при постоянной времени 1 с на $\lambda = 8,2$ мм. В последних трех колонках перечислены аналогичные данные для волны 13,5 мм. Чувствительность приемников дана без учета дополнительных шумов, вносимых излучением Солнца при наведении на него. Угловое разрешение антенны по уровню половинной мощности составляет $1',65$ на короткой и $2',55$ на длинной волнах.

Таблица 1

Период наблюдений	Области на Солнце	$\lambda = 8,2$ мм			$\lambda = 13,5$ мм		$\Delta T, K$
		Число		$\Delta T, K$	Число		
		дней	отсчетов		дней	отсчетов	
07.06—07.07 1980 г.	C, N, S	13	1052	1	15	1102	1
04.06—28.06 1981 г.	C, N, S, E, W	12	1605	0,2	25	3930	1
29.06—29.07 1981 г.	C, N, S, E, W	—	—	—			
07.06—30.06 1982 г.	C, N	12	1684	0,2			

Выбор участков, удаленных от центров активности, производился ежедневно утром после предварительного частичного просмотра распределения радиояркости по диску Солнца. После их идентификации начинались измерения, которые происходили в определенной последовательности (циклами). В начале каждого цикла антенна наводилась на точку, удаленную примерно на $40'$ от центра диска Солнца, для регистрации излучения фона. Затем несколько раз в заданном порядке измерялись антенные температуры при установке антенны на области солнечного диска. В 1980 г. и в июне 1981 г., когда измерения велись параллельно на обеих волнах, нечетные циклы проводились на одной волне, например на 13,5 мм, а четные — на другой. Для каждой наблюдавшейся области и для фона фиксировались время, высота над горизонтом h и усредненные в течение примерно 1 мин параметры Стокса I (канал интенсивности) и V , а также сигнал от газоразрядного генератора шума (контрольный канал K), который проходил весь приемный тракт и, таким образом, отслеживал изменения состояния приемника. При установке антенны на фон вход усилителя низкой частоты в контрольном канале K закорачивался; этот уровень принимался за нуль отсчета для сигнала от генератора шума. Управление работой радиотелескопа и регистрация выходных данных в цифровом виде осуществлялись с помощью управляюще-вычислительного комплекса УВК М-6000.

На первом этапе обработки данных наблюдений выделялось приращение выходного сигнала в канале I , обусловленное излучением Солнца. Для этого из отсчета I , полученного при наведении на какой-либо участок Солнца, вычитался уровень фонового излучения, линейно интерполированный по двум его измерениям в начале текущего и последующего циклов. Таким образом отслеживались медленные изменения фонового излучения (обусловленного в основном атмосферой) вследствие изменения высоты над горизонтом наблюдаемой точки, а также дрейфы сигнала аппаратурного происхождения. Аналогично определялся уровень сигнала K на этот же момент. Для устранения влияния флуктуаций коэффициента усиления приемника на волне 13,5 мм всегда, а на волне 8,2 мм только в 1980 г., солнечный сигнал в канале I делился на соответствующий ему по времени уровень сигнала в канале K . Для данных 1981 и 1982 гг. на $\lambda = 8,2$ мм процедура деления I на K



Колебания лучевой скорости (а) и яркости Солнца с периодом 160,01 мин на волнах 13,5 мм (б) и 8,2 мм (в)

Вертикальными отрезками показаны удвоенные среднеквадратичные ошибки ($\pm\sigma$). Стрелки соответствуют максимуму яркости при аппроксимации данных синусоидальной кривой. Синусоида (а) проведена методом наименьших квадратов. За нулевую фазу принят момент 00^h00^m UT 01.01 1974 г.

не применялась, так как использовавшийся в это время радиометр обеспечивал достаточную стабильность.

Излучение Солнца на миллиметровых волнах испытывает значительное поглощение в атмосфере Земли, что может быть на основе закона Бугера выражено в следующем логарифмическом виде:

$$\ln T(h) = \ln T_0 - \tau_0 / \sin h, \quad (1)$$

где $T(h)$ — регистрируемая антенная температура, τ_0 — оптическая толщина атмосферы в зените, T_0 — антенная температура Солнца при отсутствии поглощения. При наших наблюдениях, например, сигнал от Солнца в начале и в конце дня на волне 13,5 мм был в среднем на 30% меньше сигнала, регистрировавшегося в момент кульминации. Наличие такого значительного тренда, как показано в [7], может полностью замаскировать имеющиеся колебания. Для учета атмосферного поглощения по измеренным значениям антенной температуры $T_{изм}(h)$ для каждого наблюдавшегося участка Солнца (за каждый день отдельно) методом наименьших квадратов (м.н.к.) подбирались параметры τ_0 и $\ln T_0$ зависимости $\ln T(h)$ вида (1). Полученная таким образом зависимость вычиталась затем из реального ряда $\ln T_{изм}(h)$. Потенцирование разностей $\ln T_{изм}(h) - \ln T(h)$ дает величины $I + \delta T$, где $\delta T = \Delta T_0 / T_0$ — предполагаемые относительные флуктуации антенной температуры спокойного Солнца плюс шумы. Среднеквадратичные значения δT составляли в среднем $3 \cdot 10^{-3}$ на волне 8,2 мм и $6 \cdot 10^{-3}$ на волне 13,5 мм.

Полученные после учета поглощения временные ряды δT свертывались с периодом $P = 160,01$ мин методом наложения эпох при разбиении периода P на 16 фазовых интервалов; затем сглаживались по трем точкам с помощью биномиального фильтра с весами $k_i = 1/2$, $k_{i-1} = k_{i+1} = 1/4$, где i — номер точки на кривой, полученной после свертки. Результирующие кривые вариаций радиояркости сопоставляются на рисунке с кривой изменения лучевой скорости Солнца по измерениям Котова и др. [4]. Заметим, что ряды δT , полученные для всех пяти участков на Солнце (на каждой волне отдельно), при этом были объединены в один ряд. Из рисунка видно, что вариации яркости Солнца с периодом, равным периоду пульсаций $P = 160,01$ мин, наблюдаются на обеих волнах. Обращает на себя внимание то, что моменты максимумов яркости близки к моменту перехода Солнца от расширения к сжатию, т. е. к моменту наибольшего размера Солнца. Отметим также значительную несимметричность кривых δT на волне 8,2 мм: переход от максимума к минимуму продолжается в среднем около 45 мин ($0,3 P$).

Для определения гармонических амплитуд A_h колебаний яркости и моментов ее максимума t_{max} данные, полученные в результате свертки для отдельных участков на Солнце, аппроксимировались синусоидальными кривыми с помощью м.н.к. В табл. 2 приведены результаты такой операции, когда ряды измерений для полярных участков (N + S), экваториальных лимбовых (E + W) и центрального участка рассматривались как три отдельных независимых ряда. Дополнительно в табл. 2 даны сведения о ста-

статистической значимости вариаций интенсивности излучения: двойные пиковые амплитуды $2A_{\Pi} = \delta T_{\max} - \delta T_{\min}$ и значения отношения сигнал/шум $R = 2A_{\Pi}/\sigma$. Здесь δT_{\max} и δT_{\min} — соответственно максимальное и минимальное значения δT на средней кривой, а величина σ оценивалась по их среднеквадратичным ошибкам по формуле $\sigma = (\sigma_{\max}^2 + \sigma_{\min}^2)^{1/2}$. Значения A_{Π} имеют точность около 10^{-4} на обеих волнах, моменты максимумов, отсчитываемые относительно нуля-пункта 00^h00^mUT 08.06 1980 г., определены со среднеквадратичными ошибками 5—8 мин на волне 8,2 мм и 2—5 мин на волне 13,5 мм.

Таблица 2

Область на Солнце	$\lambda = 8,2 \text{ мм}$					$\lambda = 13,5 \text{ мм}$				
	Число точек	$A_h \times 10^4$	$t_{\max}, \text{ UT}$	$2A_{\Pi} \times 10^4$	R	Число точек	$A_h \times 10^4$	$t_{\max}, \text{ UT}$	$2A_{\Pi} \times 10^4$	R
C	1839	4,3	0,21	14,7	4,65	1919	9,5	0,38	19,6	4,60
N + S	1966	4,9	0,30	13,9	4,39	1921	10,7	0,31	23,4	4,75
E + W	546	4,1	0,34	11,7	2,08	1192	9,1	0,35	27,2	4,62
C + N + S + E + W	4341	4,5	0,27	12,7	6,24	5032	9,8	0,35	19,9	7,35

Данные табл. 2 свидетельствуют о высокой статистической значимости наблюдаемых колебаний яркости: 1) значения $2A_{\Pi}/\sigma$ везде больше 4, за исключением одного случая; 2) отношение A_h к среднеквадратичной ошибке их определения составляет в среднем 4,5 на волне 8,2 мм и около 10 на $\lambda = 13,5$ мм. Моменты максимумов яркости на обеих волнах, так же как и для разных участков Солнца на одной волне, совпадают с точностью до ошибок их определения. Некоторое систематическое отличие между моментами максимумов на волнах 13,5 и 8,2 мм вызвано отмеченной выше несимметричностью кривых δT на $\lambda = 8,2$ мм. Экстремум скорости расширения Солнца по данным [4] летом 1980 г. соответствовал времени 23.56 UT. У нас согласно табл. 2 максимум яркости Солнца на волне 13,5 мм наблюдался примерно на 39 мин позже, т. е. практически совпадал с фазой максимального радиуса Солнца.

Существенным моментом принятой методики обработки данных является выбор вида функции для низкочастотной фильтрации измерений яркости — учета поглощения в атмосфере Земли — вследствие близости периода искомых колебаний к $1/3$ сут = 160 мин. Так как для этого была использована физически обоснованная зависимость (закон Бутера), такая фильтрация в нашем случае не должна приводить к возникновению ложных колебаний с периодами, кратными суткам $P = 24^h/m$, где $m = 1, 2, 3, \dots$. Действительно, свертка наших данных с разделением по годам с периодом, равным точно 160 мин, показала наличие прогрессирующего сдвига фазы максимума яркости: в каждый последующий год максимум яркости приходился на более позднее время суток, чем в предыдущий. Величина этого смещения составляла в среднем 25 мин/год для данных на волне 8,2 мм и 40 мин/год для данных на $\lambda = 13,5$ мм. Этот эффект не может быть объяснен ошибками определения положения максимума, которые не превышали 4 мин на длинной и 8 мин на короткой волне. Наблюдавшиеся сдвиги фазы максимума интенсивности излучения соответствуют периодам колебаний $160,007 \pm 0,002$ мин на волне 8,2 мм и $160,014 \pm 0,003$ мин на $\lambda = 13,5$ мм. Полученные значения периодов заметно отличаются от $1/3$ сут = 160 мин и с точностью до ошибок соответствуют периоду 160,01 мин, с которым происходит пульсация Солнца согласно оптическим данным.

Результаты наблюдений на обеих волнах были обработаны также дифференциальным методом, описанным, например, в [5]. Амплитуды изменений дифференциальной яркости (край минус центр) оказались равными в среднем примерно $4 \cdot 10^{-4}$ на волне 13,5 мм и около $3 \cdot 10^{-4}$ на волне 8,2 мм с соотношением сигнал/шум ~ 4 . По данным прямой обработки, обсуждавшейся выше (см. табл. 2), были составлены аналогичные разности край —

центр на основе результатов свертки δT для краевых участков и центральной области. Оказалось, что как по форме, так и по амплитуде кривые изменения дифференциальной яркости, полученные разными способами, хорошо согласуются между собой, но отношение сигнал/шум существенно выше в случае дифференциального метода обработки. Этот результат свидетельствует о высокой эффективности принятого ранее [2—5] дифференциального метода для обнаружения колебаний небольшой амплитуды (в этом методе по сравнению с прямыми измерениями значительно подавляются многие помехи, связанные с условиями наблюдений, аппаратурой и атмосферой).

Основываясь на уравнении переноса излучения при тормозном механизме (свободно-свободные переходы), можно показать, что приращения яркостной температуры вследствие малых относительных изменений электронной температуры δT_e или концентрации δn_e во всем эффективно излучающем слое хромосферы на данной волне λ должны иметь вид

$$\delta T_{\lambda}(\lambda) = [1 - \frac{3}{4}\alpha(\lambda)] \delta T_e, \quad (2)$$

$$\delta T_{\lambda}(\lambda) = \alpha(\lambda) \delta n_e, \quad (3)$$

где $\alpha(\lambda) = d \ln T_{\lambda} / d \ln \lambda$ — локальный спектральный индекс излучения по температуре. По [8] можно оценить его значения: $\alpha(8) \approx 0,40$ и $\alpha(13) \approx 0,45$. Подставляя их в (2) и (3), получим для наших величин $\delta T_{\lambda}(8) = A_{\lambda}(8) \approx 0,6 \cdot 10^{-3}$ и $\delta T_{\lambda}(13) \approx 10^{-3}$ (согласно табл. 2); $\delta T_e = 10^{-3}$ или $\delta n_e = 1,5 \cdot 10^{-3}$ в слое хромосферы, эффективно излучающем на $\lambda = 8$ мм, и $\delta T_e = 1,5 \cdot 10^{-3}$, $\delta n_e = 2,2 \cdot 10^{-3}$ на высотах, соответствующих волне 13,5 мм. Имеющиеся данные не позволяют пока однозначно связать наблюдаемые колебания яркости с изменениями только электронной концентрации или только температуры. Полезными в этом отношении будут исследования в сантиметровом или дециметровом диапазонах волн, где спектральный индекс $\alpha \geq 1$.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что в излучении спокойного Солнца уверенно наблюдаются колебания яркости с периодом $P = 160,01$ мин с пиковой амплитудой $\sim 6 \cdot 10^{-4}$, в единицах средней интенсивности, на волне 8,2 мм и $\sim 10^{-3}$ на волне 13,5 мм. Колебания происходят с запаздыванием примерно на $\frac{1}{4}P$ относительно изменений лучевой скорости Солнца, т. е. практически в фазе с изменениями его радиуса. Данные Владимирского и др. [9] свидетельствуют о вариациях мощности ультрафиолетового излучения с этим же периодом при относительной амплитуде порядка 10^{-2} . Это излучение выходит из более высоких слоев атмосферы Солнца, чем миллиметровое. Возможно, что амплитуда относительных возмущений в атмосфере Солнца вследствие его пульсации с периодом 160,01 мин увеличивается с ростом высоты. На возможное аналогичное соотношение между высотой и амплитудой пятиминутных колебаний в радиодиапазоне указывалось, например, в [10].

Автор благодарен А. Б. Северному за постановку задачи, В. А. Ефанову, В. А. Котову и И. Г. Моисееву за полезное обсуждение, а также П. С. Никитину за помощь в наблюдениях.

Май 1983 г.

Литература

1. Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T. Observations of solar pulsations.— Nature, 1976, vol. 259, p. 87—89.
2. Ерюшев Н. Н., Котов В. А., Северный А. Б., Цветков Л. И. Наблюдения пульсаций радиоизлучения Солнца с периодом 160 мин в диапазоне 1,9—3,5 см.— Письма в Астрон. журн., 1979, т. 5, с. 546—551.
3. Ефанов В. А., Котов В. А., Моисеев И. Г. и др. 160-минутные колебания поляризованного по кругу радиоизлучения Солнца на волне 13,5 мм.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 67, с. 111—118.
4. Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T. et al. Manifestation of the 160-min solar oscillations in velocity and brightness (optical and radio observations).— Solar Phys., 1983, vol. 82, p. 9—19.
5. Нестеров Н. С., Урно С., Котов В. А. Регистрация 160-минутной пульсации Солнца одновременно на двух радиотелескопах.— Письма в Астрон. журн., 1983, т. 9, с. 312—315.

6. Котов В. А., Северный А. Б., Цап Т. Т. Исследование глобальных колебаний Солнца: II. Результаты наблюдений в 1974—1980 гг., их анализ и некоторые выводы. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 66, с. 3—71.
7. Абраменко В. И., Рачковский Д. Н. Аналогия метода наложения эпох и фурье-преобразования данных. Влияние наличия тренда на результаты обработки данных, неравномерно распределенных по времени. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 66, с. 71—76.
8. Дубов Э. Е., Любимков Л. С. Распределение радиояркости по диску Солнца. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1982, т. 64, с. 140—151.
9. Владимирский Б. М., Бобова В. П., Бондаренко Н. М., Веретенникова В. К. Пульсации с периодом 160 минут в земной магнитосфере, возможно обусловленные колебаниями Солнца. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 68, с. 75—81.
10. Kundu M. R., Schmahl E. J. Upper limits on the power in the solar oscillations at 1,2 mm, 9 mm, 3,7 cm and 11,1 cm wavelengths. — *Astron. and Astrophys.*, 1980, vol. 90, p. 192—197.

УДК 524.31

РЕЗУЛЬТАТЫ ПАТРУЛЬНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ И ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ RW Aur. I. ПЕРЕМЕННОСТЬ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ

В. П. Гринин, П. П. Петроз, Н. И. Шаховская

Приводятся результаты спектральных и фотометрических наблюдений звезды типа Т Тельца RW Aur, проведенных в Крыму в период с декабря 1979 по январь 1983 г. Общее число ночей, охваченных спектральными наблюдениями, равно 118 : 58 ночей звезда наблюдалась на телескопе 2,6-м с дисперсией 40 Å/мм и 60 ночей — на телескопе 1,22 м (в области H_{α}) с дисперсией 75 Å/мм. Из них 35 ночей сопровождалась синхронной узкополосной фотометрией в интервале длин волн $\lambda 3620$ — 8025 Å на телескопе 0,8 м.

Определены основные характеристики бальмеровских линий: эквивалентные ширины, потоки, бальмеровские декременты, а также параметры профилей линий H_{α} и H_{β} — и прослежены их связи с блеском звезды и изменения от ночи к ночи. Статистический анализ, выполненный двумя методами, Юркевича и Диминга, показал наличие периода $5^d,4$ в изменениях индекса $j = (V - R)/(V + R)$, характеризующего степень асимметрии профилей линий H_{α} и H_{β} . Этот период наблюдался в течение одного сезона: с октября 1980 по май 1981 г. (рис. 11). Последующие патрульные наблюдения выявили более сложную картину переменности индекса $j(H_{\alpha})$ (рис. 12), для которой характерны изменения от ночи к ночи в сочетании с систематическим уменьшением $j(H_{\alpha})$ с характерным временем от 10 до 20 сут.

Сравнение наблюдаемых и теоретических относительных интенсивностей и потоков в бальмеровских линиях показывает, что водородная эмиссия возникает в протяженной оболочке с характерными значениями параметров: $N_e \approx 10^{10}$ см $^{-3}$, $T_e \approx 10^4$ К, дилуция $W \approx 10^{-2}$, вероятность выхода кванта в линии $L_{\alpha} \beta_{12} \approx 3 \cdot 10^{-7}$. В этой же области образуются резонансные линии Ca II, что вытекает из близости контуров линий H_{α} и K Ca II.

Наблюдаемая картина переменности профилей H_{α} и H_{β} обусловлена, по-видимому, модуляцией параметров оболочки, связанной с существованием на поверхности вращающейся звезды локальных магнитных полей с характерным временем жизни от нескольких до нескольких десятков оборотов звезды.

Показано, что аккреция газа, наблюдаемая по профилям высших членов бальмеровской серии, является вторичным явлением, сопутствующим истечению вещества.

THE RESULTS OF SPECTROSCOPIC AND PHOTOMETRIC PATROL OBSERVATIONS OF RW₁ AURIGAE. I. VARIABILITY OF THE BALMER LINES, by V.P. Grinin, P. P. Petrov, N. I. Shakhovskaja. — The results of spectroscopic and photometric observations of T Tauri star RW Aur carried out in Crimea since Dec. 1979 to Jan. 1983 are presented. The total number of nights of the spectroscopic observations was 118. The star was observed at 2.6-m telescope with dispersion 40 Å/mm for 58 nights and at 1.22-m telescope with dispersion 75 Å/mm (H_{α} region only) for 60 nights. During 35 nights the spectroscopic observations were accompanied with simultaneous narrowband photometry in the spectral region $\lambda 3620$ — 8025 Å at 0.8-m telescope.

The main parameters of the Balmer lines are determined: equivalent widths, line fluxes profiles of H_α and H_β and their changes with brightness of the star. Statistical analysis according to Jurkevich and Diming methods showed periodic; (5^d.4) variations of the index $j = V - R/V \div R$, which characterized the asymmetry of the H_α and H_β profiles. The period was stable during one season of observations: since Oct. 1980 to May 1981 (Fig. 11). The following patrol observations revealed more complex variability of the j (H_α) index (Fig. 12): changes from night to night along with systematic decreasing of j (H_α) on time scale of 10 to 20 days.

The comparison of the observable and theoretical relative intensities and fluxes of the Balmer lines indicate that the hydrogen emission originates from extended envelope with the following mean values: $N_e \approx 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \approx 10^4 \text{ K}$, dilution $W \approx 10^{-2}$ and escape probability of L_α photons $\beta_{12} \approx 3 \cdot 10^{-7}$. The similarity of the profiles of H_α and K Ca II suggests that the calcium emission originates from the same volume.

The variability of H_α and H_β profiles is caused, probably, by modulation of the gaseous envelope due to the existence of local magnetic fields on the surface of a rotating star. The life time of such fields, that control the structure of the envelope, may be of order of several to several dozens of the rotational periods of the star. It is shown that the accretion (as seen in the profiles of the higher Balmer lines) is a secondary process which accompanies the outflow of gas.

RW Aur является одной из наиболее ярких и активных звезд типа T Tau. Ее блеск меняется неправильным образом и почти никогда не остается постоянным. По каталогу Кукаркина и др. [1] амплитуда изменений блеска в фотографической области достигает 4^m. Средняя величина $V = 10^m 8$ [2]. Фотометрическую переменность RW Aur изучали Холопов [3], Чугайнов [4], Мосидзе [5], Гётц и Венцель [6], Харадзе и Бартая [7] и многие другие авторы.

RW Aur расположена на расстоянии 3° к востоку от поглощающего облака в газово-пылевом комплексе Tau — Aur и движется от него со скоростью 16 км/с [8]. Рядом со звездой на расстоянии 1",2 [2] имеется слабый вторичный компонент (K3 : e; 12^m7).

Спектр RW Aur, впервые детально описанный Джоом [9], содержит большое количество сильных эмиссионных линий H, Ca II, Fe I, Fe II, Ti I, Ti II и др., характерных для звезд типа T Tau. В каталоге Гама [10], составленном по высокодисперсионным спектрам RW Aur, приведено отождествление эмиссий и абсорбций в диапазоне λ 3250—4900 Å. Фотосферный спектр RW Aur на спектрограммах с умеренной дисперсией обычно не виден из-за непрерывной эмиссии в синей области спектра. В каталоге Хербига и Рао [2] указан спектральный класс dG5?e. Более поздние определения по спектрам с высокой дисперсией в красной области дают спектральный класс G9—K3 [11].

RW Aur имеет большой ультрафиолетовый избыток излучения, отождествляемый с бальмеровской эмиссией [12]. В УФ-области спектра, исследованной Имхофф и Джаппапа [13] по наблюдениям на ИСЗ IUE, спектр RW Aur напоминает спектр солнечной хромосферы и переходной зоны. По их данным потоки в УФ-континууме и в линиях на поверхности звезды существенно превышают те, что наблюдаются на Солнце.

Распределение энергии в видимой области спектра и потоки излучения в линиях определялись Кохеном и Кухи [14]. Избыток излучения в ИК-области спектра (до 20 мкм) [15] свидетельствует о существовании газово-пылевой оболочки вокруг звезды. Боллометрическая светимость звезды около 7,6 L_\odot [15]. Спектр RW Aur в ближней ИК-области, включая триплет Ca II и линию O I, исследовался Шаниным [16], Хербигом и Содербломом [17]. Последними авторами подтверждена гипотеза Петрова и Щербакова [18] о существовании температурных неоднородностей на поверхности звезды.

Отличительной особенностью спектра RW Aur является большая ширина эмиссионных линий, достигающая значения около 900 км/с у основания H_α и K Ca II, а также двухкомпонентная структура сильных эмиссионных линий, возникающая в результате наложения на эмиссию центральной абсорбции, образующейся, вероятно, во внешних частях протяженной оболочки.

Смещение центральной абсорбции линий H_α и H_β в синюю сторону указывает на истечение вещества оболочки.

Общий вид спектра RW Aur претерпевает существенные изменения от ночи к ночи и даже за несколько часов. Салмановым [19], Шалонжем и др. [20] и Букачем и др. [21] отмечалось, что при повышенном блеске звезды усиливаются абсорбционные компоненты эмиссионных линий и появляется абсорбционный спектр, напоминающий фотосферный спектр звезды позднего G-типа. Это явление, по-видимому, типично для RW Aur. Временами в спектре RW Aur наблюдаются смещенные в красную сторону абсорбционные компоненты эмиссионных линий, свидетельствующие о выпадении вещества на

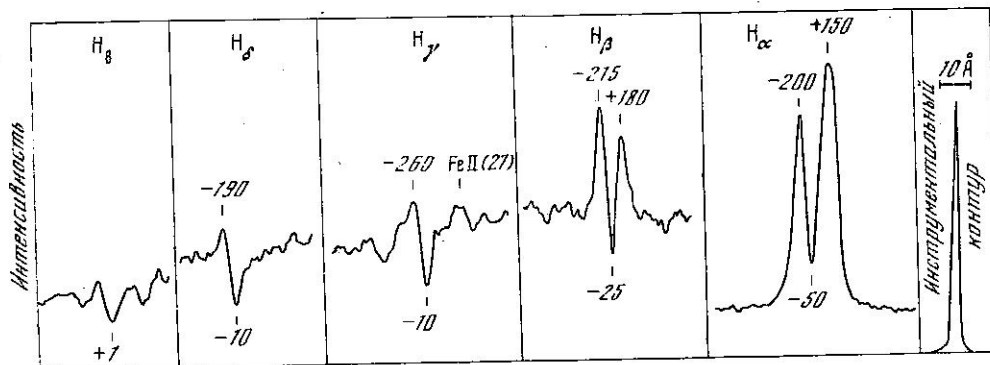


Рис. 1. Профили бальмеровских линий в спектре RW Aur, полученном 16.12 1980 г. Указаны гелиоцентрические лучевые скорости эмиссионных и абсорбционных компонентов линий

звезду [21—23]. До сих пор нет однозначного ответа на вопрос о том, какой тип движений — аккреция или потеря массы — является преобладающим в случае RW Aur. Профили линий H_α , H_γ , D Na и He I с разрешением около 0,2 Å, приведенные в [11, 24], указывают на сосуществование обоих типов движений. На это же указывает и систематическое изменение профилей бальмеровских линий с переходом от H_α к высшим членам серии, впервые описанное Салмановым [25] и подтвержденное Букачем и др. [21] (см. рис. 1). Исмаилов [26] наблюдал быстрые, за время около 15 мин, изменения профиля H_β и появление дополнительных компонентов с обеих сторон линии.

Большинство спектральных наблюдений RW Aur выполнялись эпизодически и не сопровождалось фотометрией, хотя именно совместные фотоэлектрические и спектральные наблюдения являются наиболее информативными. Для того чтобы получить более детальное представление о том, как меняются с блеском звезды количественные характеристики эмиссионного спектра, в конце 1979 г. нами были начаты патрульные спектральные и фотометрические наблюдения RW Aur.

Некоторые результаты этих исследований уже опубликованы [21, 27]. Ниже мы представляем результаты, касающиеся переменности бальмеровских линий.

1. Методика наблюдений

Спектральные наблюдения проводились на двух телескопах Крымской астрофизической обсерватории: 2,6-м рефлекторе им. Г. А. Шайна (ЗТШ) и 1,22-м рефлекторе. На ЗТШ спектры получались с помощью дифракционного спектрографа СПЭМ [28], установленного в фокусе Нэсмита, и одного из двух детекторов: электрографического преобразователя изображения ЭПИ-1 [29], или трехкамерного ЭОП УМ-92. Дисперсия была около 44 Å/мм в области H_β , спектральное разрешение 1,5 Å при использовании ЭПИ-1 и 3 Å для УМ-92. Средняя продолжительность экспозиции при наблюдениях с УМ-92 около 10 мин в области H и K Ca II и 2—4 мин в области H_α и H_β . Спектры, полученные с ЭПИ-1, отличаются лучшим разрешением и более высоким отношением сигнал/шум (для большинства спектров $S/N = 50 \div$

Таблица 1
Спектральные наблюдения на ЗТН

Дата	J. D.	Детектор	Область спектра	m_V	$J_{H\beta}$	$J_{H\alpha}$
	2444...					
2/3.11 1979 г.	180,6	1	β, α	—	+0,09	-0,07
3/4.11	181,5	1	β, v, α	—	+0,28	-0,04
7/8.01 1980 г.	246,3	1	u, β, v, α	11,47	+0,07	-0,14
13/14.01	252,3	1	u, β, v, α	11,16	-0,21	-0,28
13/14.01	252,5	1	u, β, α	—	+0,03	-0,24
14/15.01	253,2	1	β	—	-0,07	—
8/9.02	278,2	1	u, β, v, α	10,50	+0,03	-0,17
8/9.02	278,4	1	β	—	0,00	—
24/25.03	323,3	1	u, β, v, α	10,68	+0,21	-0,08
13/14.10	526,5	2	u, β, v, α	—	0,00	—
14/15.10	527,5	2	u, β, v, α	11,02	-0,12	-0,19
15/16.10	528,5	2	β, α	11,45	+0,10	-0,11
1/2.12	575,5	1	u, β	—	-0,12	—
3/4.12	577,4	1	β, α	—	+0,33	0,00
14/15.12	588,4	1	u, β, α	11,10	+0,57	+0,10
15/16.12	589,5	1	u, β, α	—	+0,27	+0,02
16/17.12	590,4	1	u, β, v, α	9,98	+0,21	-0,16
16/17.12	590,5	1	u, β, α	—	+0,08	-0,07
29/30.01 1981 г.	634,2	1	β	10,37	-0,04	—
30/31.01	635,2	1	u, β, v, α	10,47	-0,12	-0,23
30/31.01	635,5	1	u, β	—	-0,10	—
28.02/1.03	664,2	1	β, α	—	+0,27	-0,03
1/2.03	665,2	1	u, β, v, α	10,55	+0,02	-0,10
2/3.03	666,2	1	β	10,20	+0,06	—
3/4.03	667,3	1	β	—	-0,07	—
8/9.03	672,4	2	β	10,96	0,00	-0,16
27/28.03	691,3	1	β, α	—	+0,38	-0,05
29/30.03	693,3	1	u, β, α	—	-0,06	-0,21
29/30.03	693,4	1	β	—	-0,12	—
31.03/1.04	694,2	1	β	—	+0,05	—
24/25.04	719,3	1	β, α	—	+0,09	-0,17
26/27.04	721,2	1	β	—	+0,25	—
27/28.04	722,3	2	β	—	+0,11	—
2/3.05	727,3	1	β, α	—	-0,08	-0,25
2/3.09	850,6	2	β	—	+0,10	—
3/4.09	851,6	2	β	—	-0,03	—
24/25.09	872,5	2	β	—	-0,09	—
5/6.10	883,6	2	β	—	-0,08	—
20/21.10	898,4	2	β	—	+0,18	—
21/22.10	899,4	2	β	10,37	+0,06	—
22/23.10	900,4	2	β, α	10,50	+0,24	-0,08
24/25.11	933,5	2	β	10,78	-0,08	—
25/26.11	934,5	2	β	10,60	+0,23	—
21/22.12	960,4	2	β	—	+0,16	—
23/24.12	962,4	2	β	—	-0,02	—
18/19.01 1982 г.	988,3	2	u, β, α	10,82	+0,40	+0,12
19/20.01	989,2	2	u, β, v, α	11,12	+0,39	-0,01
20/21.01	990,2	2	u, β, α	10,72	+0,15	-0,03
21/22.01	991,4	2	u, β, α	—	-0,11	-0,19
23/24.01	993,2	2	u, β, α	10,80	+0,18	-0,05
24/25.01	994,4	2	u, β, α	—	-0,02	-0,20

Таблица 1 (окончание)

Дата	J. D.	Детектор	Область спектра	m_V	$j_{H\beta}$	$j_{H\alpha}$
	2445...					
15/16.02	016,2	2	u, β, α	10,50	-0,05	
16/17.02	017,2	2	u, β, v, α	—	+0,03	
17/18.02	018,4	2	u, β, v, α	—	+0,17	
20/21.02	021,2	2	β	—	+0,01	—
21/22.02	022,2	2	u, β, α	—	+0,08	—
15/16.03	044,2	2	u, β, v, α	—	0,00	-0,20
16/17.03	045,3	2	β, α	—	+0,07	
22/23.03	051,3	2	β, α	—	-0,16	
23/24.03	052,4	2	β	—	-0,18	—
24/25.03	053,3	2	u, β, α	10,85	-0,20	-0,29
25/26.03	054,3	2	β, α	—	+0,25	
19/20.04	079,3	2	β, α	—	-0,05	

÷ 100), но требуют более длительных экспозиций: от 45 мин в области H и K Ca II до 20 мин в области H α и H β . Интервал длин волн от 3750 до 6750 Å перекрывался четырьмя отдельными участками. За одну ночь наблюдений на ЗТШ вся область спектра фотографировалась один или два раза. В случае плохих погодных условий или ограниченного времени наблюдений снималась только область линии H β .

При использовании ЭПИ-1 электронное изображение спектра регистрировалось на ядерной эмульсии типа Р, изготовленной в ГосНИИХимфотопроект. Спектры были записаны на денситометре Joyce Loebel ПКС в Астрономическом совете АН СССР. В силу того, что зависимость между интенсивностью падающего на фотокатод ЭПИ-1 света и плотностью почернения ядерной эмульсии строго линейна в диапазоне от 0 до 1,2D, шкала плотностей эквивалентна шкале интенсивностей для большинства спектров RW Aur, и только профиль линии H α в максимуме интенсивности был исправлен за нелинейность характеристической кривой.

При наблюдениях с ЭОП УМ-92 применялась фотоэмульсия 103 аГ. Спектры были записаны в интенсивностях на автоматизированном микрофотометре Крымской астрофизической обсерватории.

За 59 ночей наблюдений на ЗТШ получено 215 спектров RW Aur. Данные о спектральных наблюдениях на ЗТШ приведены в табл. 1. Условные обозначения детекторов: 1 — ЭПИ-1, 2 — ЭОП УМ-92. Условные обозначения спектральных диапазонов: u (3750—4400 Å), β (4300—5300 Å), v (5300—6200 Å), α (6200—6750 Å).

Наблюдения на 1,22-м рефлекторе проводились в период с 11.09 1982 г. по 14.01 1983 г. с целью получения более плотного во времени ряда наблюдений профиля линии H α . Использовался дифракционный спектрограф UAGS [30], оснащенный однокамерным ЭОП. Дисперсия составляла 75 Å/мм, спектральное разрешение около 2 Å. Спектры фотографировались на пленку 103 аГ и обрабатывались так же, как и спектры, полученные на ЗТШ. Среднее время экспозиции составляло 30 мин. За одну ночь получалось от одного до четырех спектров в области H α . В общей сложности за 60 ночей наблюдений на 1,22-м телескопе было получено 130 спектров. Даты наблюдений и параметры профиля H α приведены на рис. 12, который будет рассмотрен ниже.

Электронографические спектры отличаются меньшими дисторсионными искажениями (по сравнению со спектрами, полученными с ЭОП), что позволяет измерять лучевые скорости линий по обычной методике, применяемой при измерении спектрограмм. Спектры были измерены на микроскопе ИЗА-2. Точность определения положения спектральной линии по одной спектрограм-

Таблица 2

Гелиоцентрические лучевые скорости бальмеровских линий (км/с)

Дата	H α			H β			H γ		H δ	
	e ₁	a	e ₂	e ₁	a	e ₂	e ₁	a	e	a
3/4.11 1979 г.	-165	-35	+155	-175	+15	+225	—	—	—	—
7/8.01 1980 г.	-175	-25	+150	-165	-10	+170	—	—	—	—
13/14.01	-175	-35	+160	-195	-25	+180	-270	-20	-195	+30
14/15.01	—	—	—	-190	-10	+180	—	—	—	—
8/9.02	-175	-45	+140	-190	-15	+185	—	—	—	—
24/25.03	-170	-30	+145	-180	-10	+175	-235	-20	-190	+15
26/27.03	-175	-30	+175	—	—	—	—	—	—	—
1/2.12	—	—	—	-205	-20	+170	-165	0	-200	-35
3/4.12	-160	-35	+210	-155	+45	+275	—	—	—	—
14/15.12	-170	—	+165	-175	+25	+195	—	—	—	—
15/16.12	-185	-30	+160	-190	-5	+170	-255	-20	-200	-15
16/17.12	-200	-50	+150	-215	-25	+180	-260	-10	-190	-10
29/30.01 1981 г.	—	—	—	-215	-35	+160	-225	-45	—	—
30/31.01	-180	-45	+135	-195	-25	+160	—	+5	—	-24
28.02/1.03	-165	-25	+180	-185	+5	+245	—	—	—	—
1/2.03	-175	-40	+145	-205	-10	+155	-245	-15	—	—
2/3.03	—	—	—	-204	-20	+147	—	—	—	—
3/4.03	—	—	—	-125	-20	+165	—	—	—	—
27/28.03	-145	-25	+140	-155	+25	+180	—	—	—	—
29/30.03	-240	-70	+135	-210	-35	+150	—	—	—	—
31.03/1.04	—	—	—	-185	-30	+155	—	—	—	—
24/25.04	-185	-40	+140	-195	-10	+185	—	—	—	—
26/27.04	—	—	—	+165	+40	+210	—	—	—	—

Примечание. Символами «e» и «a» отмечены лучевые скорости эмиссионного и абсорбционного компонентов профиля. В случае линий H α и H β эмиссия, как правило, двухкомпонентная, и символами «e₁» и «e₂» отмечены лучевые скорости «синего» и «красного» компонентов профиля.

ме составляла от 5 до 15 км/с в зависимости от ширины и интенсивности линии. Гелиоцентрические лучевые скорости бальмеровских линий, измеренные по электронографическим спектрам, приведены в табл. 2.

Узкополосные электрофотометрические наблюдения RW Aur были выполнены на пятиканальном сканирующем дифракционном спектрофотометре [31], установленном на 70-см рефлекторе АЗТ-8 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Звезда была слаба для сканирования всего спектра, поэтому наблюдения велись при двух фиксированных положениях подвижной каретки спектрофотометра. При этом использовались пять полос пропускания спектрофотометра, выделяемые выходными щелями, по 23,7 Å шириной, центрированные на длины волн λ 3620, 3860, 4747, 7120 и 8025 Å. Шестая полоса выделялась интерференционным фильтром, центрированным на λ 5500 Å, с полушириной полосы пропускания $\Delta\lambda = 50$ Å. Наблюдения в полосах λ 3860 и 7120 Å проводились начиная с 14.12.1980 г. Указанные шесть спектральных участков свободны от влияния сильных эмиссионных линий в спектре RW Aur. Спектрофотометр работал в режиме счета фотонов. Время накопления одного отсчета 16 с. Для каждой оценки спектральной плотности излучения RW Aur усреднялось по 5—10 отсчетов от RW Aur, звезды сравнения A [32] и фона неба. В ночи с устойчивой прозрачностью звезда сравнения A была фотометрически «привязана» к стандарту 22 Aur с абсолютным распределением энергии по данным Харитонова и др. [33], исправленным в соответствии с абсолютной калибровкой первичного стандарта [34]. Точность оценок спектральной плотности излучения составляет 3% в полосе λ 5500 Å и не хуже 10% в остальных спектральных участках.

Следует отметить, что при фотометрических наблюдениях в диафрагму спектрофотометра попадало излучение вторичного компонента RW Aur, находящегося на расстоянии 1",2. Согласно Хербигу и Рао [2] это неправильная переменная, имеющая $m_{vis} = 12^m.7$ и спектральный класс K3 : e. При минимальном блеске, наблюдавшемся 07.01.1980 г., вклад вторичного компонента составлял около 16% в полосах λ 3620 и 3860 Å и около 23%

Таблица 3

Фотометрия, сопровождающая спектральные наблюдения на ЗТШ

Дата	J.D.	$\lg E_{\lambda}$ (эрг/см ² ·с·см)					
		$\lambda 3620 \text{ \AA}$	$\lambda 3860 \text{ \AA}$	$\lambda 4747 \text{ \AA}$	$\lambda 5500 \text{ \AA}$	$\lambda 7120 \text{ \AA}$	$\lambda 8025 \text{ \AA}$
	2444...						
7/8.01 1980 г.	246,40	-5,35	—	-5,20	-5,00	—	—
13/14.01	252,32	-5,22	—	-5,07	-4,87	—	-4,81
8/9.02	278,35	-4,85	—	—	-4,61	—	-4,39
24/25.03	323,24	-4,92	—	-4,80	-4,68	—	-4,41
14/15.10	527,45	-5,26	—	-4,96	-4,82	—	-4,66
15/16.10	528,46	-5,31	—	-5,20	-4,99	—	-4,68
14/15.12	588,33	-5,34	-5,35	-5,04	-4,85	-4,76	-4,60
16/17.12	590,45	-4,68	—	-4,45	-4,40	—	-4,39
29/30.01 1981 г.	634,41	-4,73	—	-4,69	-4,56	—	-4,44
30/31.01	635,24	-4,92	-4,91	-4,55	-4,60	-4,63	-4,49
1/2.03	665,32	-4,95	—	-4,73	-4,63	—	-4,45
2/3.03	666,28	-4,81	-4,80	-4,55	-4,49	-4,50	-4,41
8/9.03	672,30	-4,95	-5,07	-4,93	-4,79	-4,73	-4,61
21/22.10	899,37	-4,82	-4,84	-4,60	-4,56	-4,59	-4,57
22/23.10	900,42	-4,65	-4,84	-4,67	-4,61	-4,62	-4,53
24/25.11	933,40	-4,98	-5,08	-4,96	-4,72	-4,82	-4,68
25/26.11	934,42	-4,88	-4,90	-4,88	-4,65	-4,71	-4,56
18/19.01 1982 г.	988,32	-4,81	-4,95	-4,87	-4,74	-4,65	-4,61
19/20.01	989,34	-5,09	-5,24	-5,04	-4,86	-4,77	-4,57
20/21.01	990,37	-4,68	-4,88	-4,85	-4,70	-4,66	-4,44
23/24.01	993,34	-5,31	—	—	-4,73	—	-4,71
	2445...						
15/16.03	044,30	-4,68	-4,83	-4,73	-4,61	-4,63	-4,48
24/25.03	053,28	-5,06	-5,20	-4,88	-4,75	-4,69	-4,60

в остальных полосах. В максимуме блеска, наблюдавшемся 16.12.1980 г., вклад вторичного компонента был 5—7% во всех полосах.

Результаты фотометрических наблюдений за период с 07.01.1980 г. по 24.03.1981 г. для тех ночей, когда проводились спектральные наблюдения на ЗТШ, приведены в табл. 3. На рис. 2 даны распределения энергии в спектре

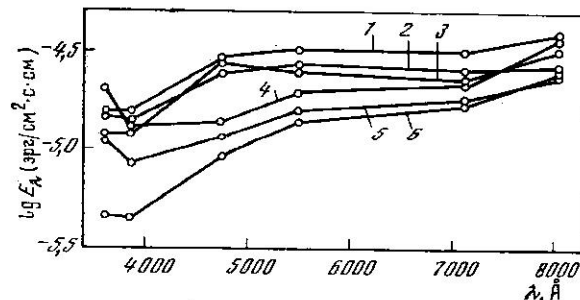


Рис. 2. Наблюдаемое абсолютное распределение энергии в спектрах RW Aur

1 — 02.03.1981 г., 2 — 21.10.1981 г.,
3 — 30.01.1981 г., 4 — 20.01.1982 г.,
5 — 08.03.1981 г., 6 — 14.12.1980 г.

RW Aur для различных уровней блеска. В табл. 4 приведены результаты фотометрии звезды в период с 10.11.1982 по 09.01.1983 для тех ночей, когда проводились спектральные наблюдения на 1,22-м рефлекторе. Поскольку спектральные наблюдения в отличие от фотометрических проводились также и в ночи с плохой прозрачностью, синхронная фотометрия была получена лишь для части спектральных наблюдений.

2. Анализ наблюдательного материала

Зная спектральную плотность излучения в континууме и эквивалентные ширины эмиссионных линий, можно вычислить потоки излучения в линиях в абсолютных энергетических единицах. В табл. 5 приведены потоки излучения в эмиссионных компонентах бальмеровских линий и бальмеровский

Таблица 4

Фотометрия, сопровождающая спектральные наблюдения на 1,22-м телескопе

Дата	J.D.	$\lg E_{\lambda}$ (эрг/см ² ·с·см)					
		$\lambda 3626 \text{ \AA}$	$\lambda 3860 \text{ \AA}$	$\lambda 4747 \text{ \AA}$	$\lambda 5500 \text{ \AA}$	$\lambda 7120 \text{ \AA}$	$\lambda 8025 \text{ \AA}$
	2445...						
10,11.11 1982 г.	284,3	-4,78	-4,76	-4,57	-4,48	-4,48	-4,40
26,27.11	300,3	-4,71	-4,83	-4,75	-4,65	-4,70	-4,60
12/13.12	316,3	-4,49	-4,52	-4,44	-4,39	-4,42	-4,43
17/18.12	321,3	-4,79	-4,82	-4,77	-4,64	-4,65	-4,46
18/19.12	322,3	-4,71	-4,62	-4,52	-4,46	-4,46	-4,54
19,20.12	323,3		-4,70		-4,51	-4,49	
20,21.12	324,3	-4,64	-4,66	-4,56	-4,49	-4,47	
21,22.12	325,3	-4,72	-4,78	-4,66	-4,59	-4,57	-4,58
22,23.12	326,3	-4,62	-4,70	-4,62	-4,53	-4,56	-4,61
23,24.12	327,3	-4,78	-4,75	-4,54	-4,52	-4,51	-4,55
24,25.12	328,3	-4,67	-4,70	-4,61	-4,52	-4,55	-4,48
26,27.12	330,3	-4,63	-4,70	-4,62	-4,52	-4,61	-4,47
2/3.01 1983 г.	337,3	-4,55	-4,69	-4,59	-4,50	-4,49	-4,52
6/7.01	341,3	-4,83	-4,93	-4,89	-4,73	-4,76	-4,71
9/10.01	344,3		-4,80		-4,59	-4,67	

Таблица 5

Потоки излучения в бальмеровских линиях и бальмеровский декремент

Дата	F (10^{-14} эрг/см ² ·с)					Декремент $H_{\alpha} : H_{\beta} : H_{\gamma} : H_{\delta} : H_{\epsilon}$
	H_{α}	H_{β}	H_{γ}	H_{δ}	H_{ϵ}	
7/8.01 1980 г.	820	85	20	16	—	960 : 100 : 23 : 19
13/14.01	720	50	8,5	6	—	1470 : 100 : 17 : 12
8/9.02	1400	230	27	23	—	610 : 100 : 12 : 10
24/25.03	1000	100	17	13	—	1000 : 100 : 17 : 13
14/15.10	590	100	14	7	—	590 : 100 : 14 : 7
15/16.10	600	58	—	—	—	1000 : 100
14/15.12	650	60	—	—	—	1100 : 100
16/17.12	1900	155	31	18	—	1200 : 100 : 20 : 12
29/30.01 1981 г.	—	280	—	—	—	—
30/31.01	1900	170	30	25	—	1100 : 100 : 18 : 15
1/2.03	1800	220	22	28	—	800 : 100 : 10 : 13
2/3.03	—	400	—	—	—	—
8/9.03	1600	260	—	—	—	600 : 100
21/22.10	—	210	—	—	—	—
22/23.10	2400	200	—	—	—	1200 : 100
24/25.11	—	94	—	—	—	—
25/26.11	—	165	—	—	—	—
18/19.01 1982 г.	1500	230	37	32	18	650 : 100 : 16 : 13 : 19
19/20.01	790	98	21	18	9	800 : 100 : 21 : 18 : 9
20/21.01	1500	240	43	36	14	620 : 100 : 18 : 15 : 6
23/24.01	1200	70	23	9	7	1700 : 100 : 32 : 13 : 10
15/16.03	1900	290	33	31	21	650 : 100 : 11 : 11 : 7
24/25.03	1700	260	—	—	—	650 : 100
Средний						940 : 100 : 18 : 13 : 8

декремент для тех ночей, когда спектральные наблюдения сопровождались фотометрией. По спектрам, полученным на 1,22-м телескопе, эквивалентные ширины не определялись из-за недостаточной плотности континуума около H_{α} .

Связь между наблюдаемыми потоками в линиях H_{α} , H_{β} , H_{γ} и в континууме показана на рис. 3, а; с увеличением блеска звезды (F_{5500}) потоки в линиях возрастают. Эквивалентные ширины при этом не зависят от уровня близлежащего континуума (рис. 3, б). Не обнаружена также зависимость и бальмеровского декремента от блеска.

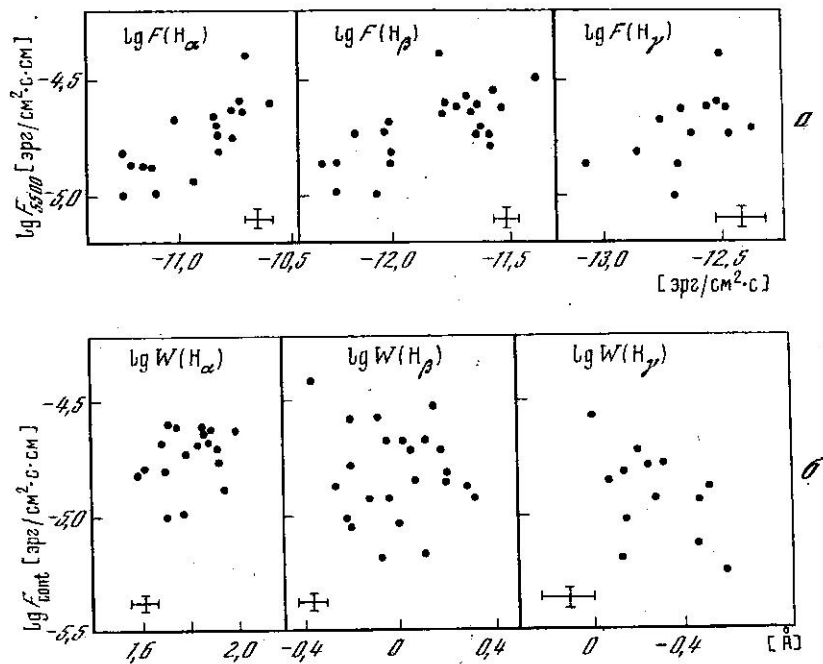


Рис. 3. Зависимость потоков излучения в линиях H_α , H_β и H_γ от потока F_{5500} (а) и зависимость эквивалентных ширин этих же линий от потоков в соседних участках непрерывного спектра (б)

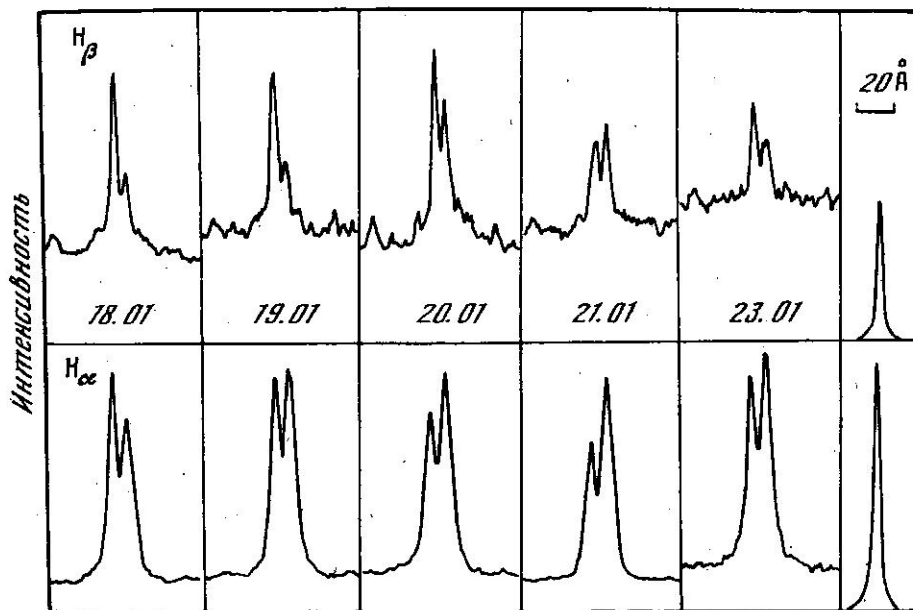


Рис. 4. Изменение профилей линий H_α и H_β с 18 по 23.01 1982 г. (справа — инструментальный контур)

Как уже отмечалось, характерной особенностью спектра RW Aur является переменность профилей бальмеровских линий. Линии H_α и H_β всегда остаются двухкомпонентными, но относительная интенсивность синего и красного компонентов меняется от ночи к ночи и даже на протяжении 1—2 ч. Эти изменения происходят синхронно во всех линиях бальмеровской серии. На рис. 4 показано изменение профилей H_α и H_β в течение шести ночей.

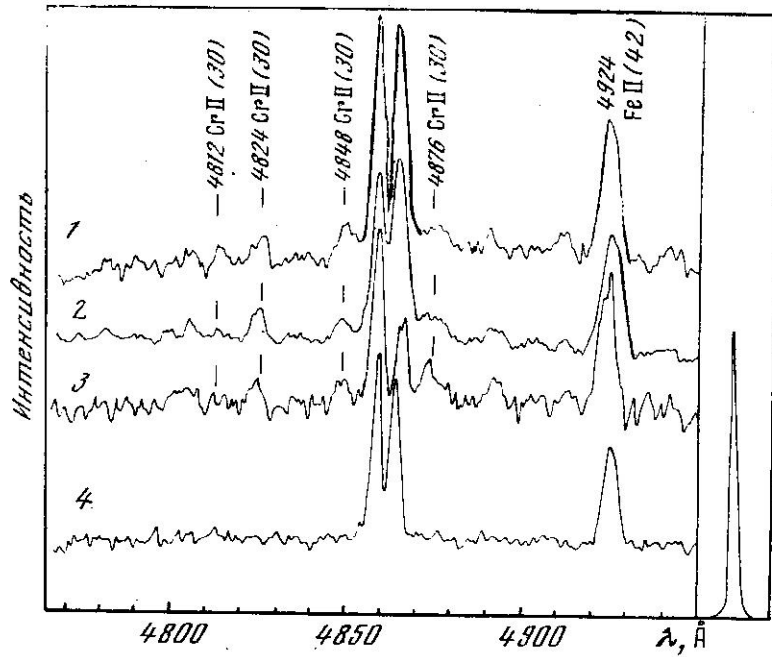


Рис. 5. Фрагмент спектра в области линии H_{β}
 1 — 08.02 1980 г., 2 — 29.01 1981 г., 3 — 03.12 1980 г., 4 — 07.01 1980 г. Спектры 1—3 смещены по шкале интенсивностей. Справа — инструментальный контур.

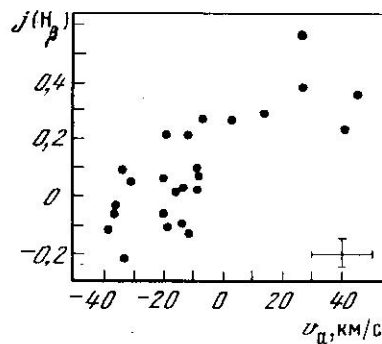
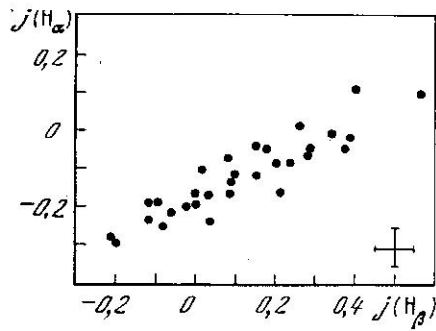


Рис. 6. Соотношение между параметрами $j(H_{\alpha})$ и $j(H_{\beta})$

Крест справа внизу — ошибки наблюдений

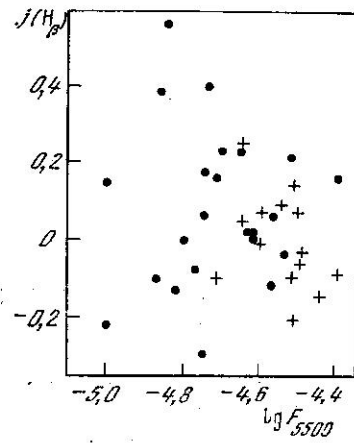


Рис. 7. Зависимость параметра $j(H_{\beta})$ от лучевой скорости центральной абсорбции H_{β}

Крест справа внизу — ошибки наблюдений

Рис. 8. Отсутствие зависимости между параметром $j(H_{\beta})$ и потоком излучения в континууме

Кружки — наблюдения на 2,6-м телескопе, крестики — наблюдения на 1,22-м телескопе (величина $j(H_{\beta})$ вычислена по наблюдаемой величине $j(H_{\alpha})$ и зависимости, приведенной на рис. 6)

Обращает на себя внимание тот факт, что линия H_{β} временами имеет более сложную структуру: появляются дополнительные компоненты с каждой стороны линии, которые при недостаточно высоком спектральном разрешении сливаются с H_{β} и образуют широкое основание линии. Как показано на рис. 5, это происходит в результате блендирования линии H_{β} и линий $Sr II$ (30) переменной интенсивности. Сама же линия H_{β} на наших спектрах всегда имела регулярный двухкомпонентный профиль. По спектрам, полученным с экспозициями 2 мин, нами не было замечено быстрой переменности профиля H_{β} .

В качестве характеристики профиля линии H_{β} нами был выбран параметр

$$j(H_{\beta}) = (V - R)/(V + R), \quad (1)$$

где V и R — интенсивности синего и красного компонентов линии, выраженные в единицах интенсивности близлежащего континуума. Этот параметр в отличие от обычно используемого отношения V/R удобен тем, что его изменения заключены в пределах от -1 до $+1$. Аналогичный параметр $j(H_{\alpha})$ был принят нами и для характеристики профиля линии H_{α} . Связь между изменениями $j(H_{\alpha})$ и $j(H_{\beta})$, показанная на рис. 6, иллюстрирует синхронность изменений профилей бальмеровских линий.

Измерения лучевых скоростей (табл. 2) показали, что переменность профилей H_{α} и H_{β} обусловлена в основном смещением центральной абсорбции (рис. 7). Например, в линии H_{β} центральная абсорбция смещается в пределах от -45 до $+45$ км/с, в то время как основание линии остается неподвижным. Параметр $j(H_{\beta})$ не зависит ни от величины потока излучения в линии H_{β} , ни от уровня блеска звезды (рис. 8).

По спектрам, полученным в сезон 1980/81 г., было замечено, что профили линии H_{β} изменяются с характерным временем около 5 сут. Для поиска возможной периодичности этих изменений был применен метод Юркевича [35]. На рис. 9 представлены периодограммы (аналоги спектра мощности) изменения индекса $j(H_{\beta})$ в интервале периодов от 4 до 15 сут, построенные с помощью этого метода для двух интервалов наблюдений: а) от начала патрульных наблюдений и до весны 1981 г. (37 ночей), б) весь интервал патрульных наблюдений на ЗТШ (59 ночей). Каждая точка соответствует значению индекса $j(H_{\beta})$ за одну ночь. В тех случаях, когда за ночь было получено несколько спектров с линией H_{β} , значения индекса $j(H_{\beta})$ усреднялись, при построении периодограмм число бин было принято равным 7.

Как видно из рис. 9, на первой периодограмме четко выделяется основной пик, соответствующий периоду $P = 5^d 393$. Его достоверность по критерию Фишера равна 0,96. Вторая периодограмма, охватывающая весь цикл наблюдений на ЗТШ, не показывает никаких статистически значимых пиков.

Чтобы убедиться в достоверности найденного периода, массив данных, соответствующий варианту а на рис. 9, был исследован методом Диминга [35]. Суть этого метода, как известно, состоит в том, что строится так называемый спектр мощности окна, т. е. дается фурье-анализ скважности наблюдений и спектр мощности исследуемой переменной. Если в изменении последней существует периодичность, то: 1) в спектре мощности должен появиться пик, соответствующий данному периоду; 2) он должен отсутствовать в спектре мощности окна; 3) симметрично относительно этого пика должны располагаться сателлиты, образованные скважностью наблюдений. Их частоты определяются соотношением

$$\nu_i^c = \nu_0 \pm \nu_i, \quad (2)$$

где ν_0 — частота, соответствующая наблюдаемому периоду, ν_i — частоты пиков в спектре окна.

Как видно из рис. 10, в спектре мощности индекса $j(H_{\beta})$ существует единственный доминирующий пик, соответствующий периоду $5^d 404$, что в пределах точности определения периода совпадает с найденным выше по методу Юркевича. В спектре мощности окна на этой частоте нет никаких выделяющихся пиков, и, наконец, симметрично относительно основного пика, распо-

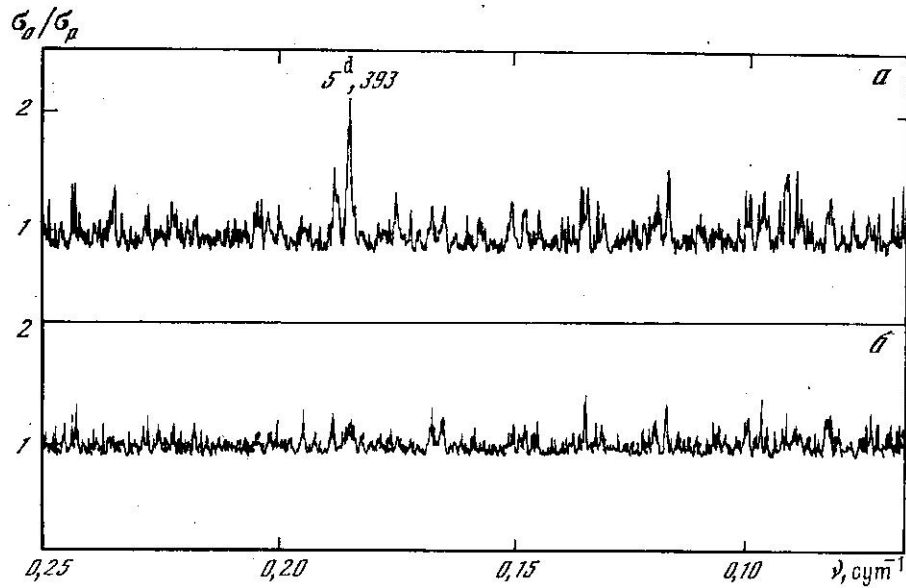


Рис. 9. Периодограммы параметра $j(H_p)$, построенные по методу Юркевича для двух интервалов наблюдений
 а — 13.10 1980 г.—24.01 1981 г.; б — 02.11 1979 г.— 02.04 1982 г.

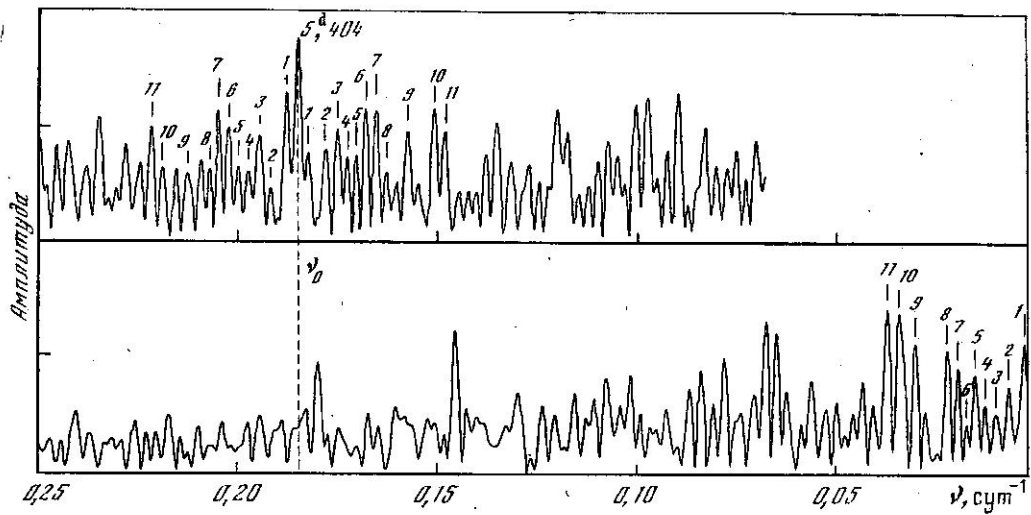


Рис. 10. Анализ переменности параметра $j(H_p)$ по методу Диминга в интервале наблюдений с 13.10 1980 г. по 24.01 1981 г.

Вверху — спектр мощности, внизу — спектральное окно; цифрами указаны номера спутников, определяемые формулой (2)

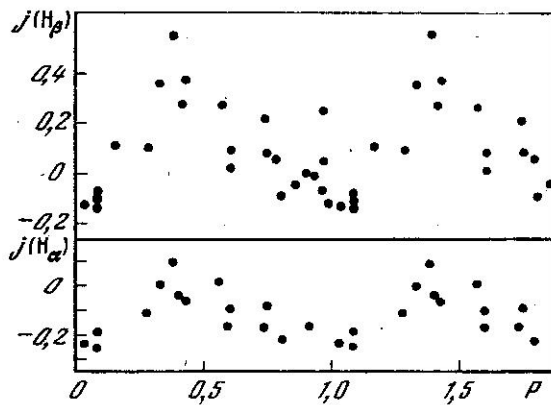


Рис. 11. Периодические изменения параметров $j(H_p)$ и $j(H_\alpha)$ в сезон наблюдений с октября 1980 по май 1981 г.

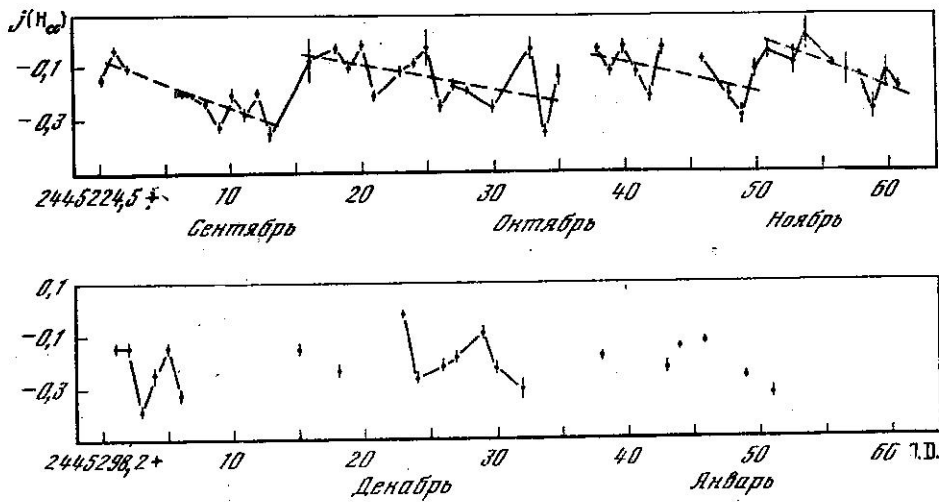


Рис. 12. Изменения параметра $j(H_\alpha)$ с сентября 1982 г. по январь 1983 г.

Вертикальные черточки характеризуют разброс значений $j(H_\alpha)$ в течение ночи, точки — нерасширенный спектр

лагаются спутники, обусловленные скважностью. Их частоты с точностью до нескольких единиц четвертого знака совпадают с частотами (2).

Таким образом, независимая проверка методом Диминга подтверждает реальность найденного периода 5^d39 в изменении параметра $j(H_\beta)$.

Мы попытались локализовать тот интервал времени, когда периодические изменения профиля линий H_α и H_β проявлялись наиболее отчетливо. По критерию Фишера наибольшая значимость найденного периода соответствовала сезону наблюдений с октября 1980 г. по май 1981 г. На рис. 11 значения $j(H_\alpha)$ и $j(H_\beta)$, наблюдавшиеся в указанный период, свернуты с периодом 5^d4 . В начале следующего сезона, осенью 1981 г. значимость периода была уже более низкой, и к началу 1982 г. периодические изменения профилей сменились случайными. Об этом же свидетельствуют и данные Аппенцеллера и др. [36], не показывающие периодических изменений в профиле H_β в декабре 1981 г.

Во время наблюдений на 1,22-м телескопе в сентябре 1982 — январе 1983 г. изменения параметра $j(H_\alpha)$ имели более сложный характер. Из рис. 12 можно видеть, что наряду с быстрыми изменениями $j(H_\alpha)$ от ночи к ночи наблюдалось систематическое уменьшение $j(H_\alpha)$ на интервале времени от 10 до 20 сут, после чего значение $j(H_\alpha)$ восстанавливалось до уровня, близкого к максимальному.

3. Обсуждение

Таким образом, в случае RW Aur как в фокусе сконцентрированы те принципиальные трудности, которые возникают при интерпретации эмиссионных спектров звезд типа Т Тельца. Основные вопросы состоят в следующем: 1) что является первичным процессом: истечение вещества, наблюдаемое по профилю линии H_α , или аккреция газа из остатков протозвездного облака, приводящая к образованию профилей обратных Р Cug в высших членах серии? 2) каков механизм нагрева газа в области образования водородных линий? 3) чем определяется крупномасштабная модуляция параметров, газа, приводящая к переменности отношения V/R в линиях H_α и H_β ? Рассмотрим, что дают при решении указанных вопросов результаты наших наблюдений.

а) Параметры оболочки RW Aur. Как уже отмечалось в [21], относительные интенсивности бальмеровских линий свидетельствуют в пользу оболочечной модели эмиссионной области. Сложный и неоднозначный характер внутренних движений в этой области пока исключает возможность построения рафинированной модели оболочки. Тем не менее, опираясь на сетку однородных моделей, рассчитанных в [37] с применением вероятностного метода В. В. Со-

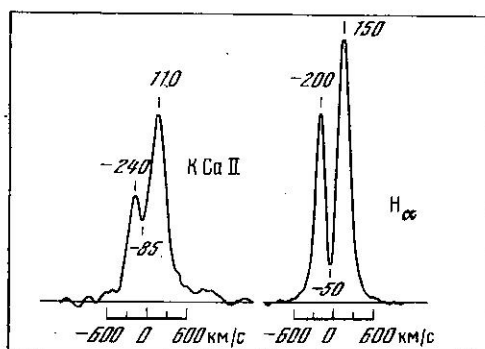
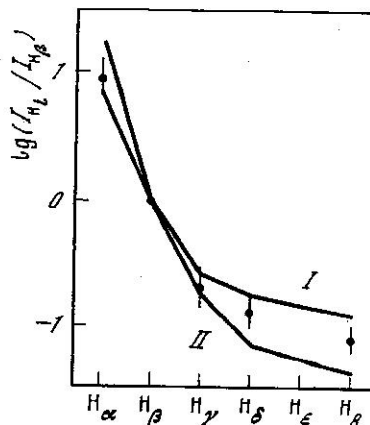
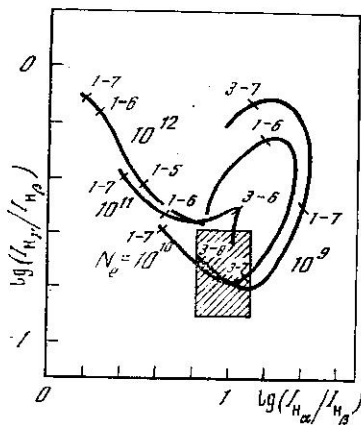


Рис. 13. Сравнение наблюдаемых и теоретических значений относительных интенсивностей бальмеровских линий H_α , H_β и H_γ (пояснения в тексте)

Рис. 14. Средний б. д. по данным таблицы (точки) и теоретический б. д. при $N_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10^4 \text{ К}$, $W = 10^{-2}$, $\beta_{12} = 2 \cdot 10^{-7}$ (I) и $4 \cdot 10^{-7}$ (II)

Рис. 15. Сравнение профилей линий K Ca II и H_α в спектре, полученном 16.12 1980 г.

Указаны гелиоцентрические лучевые скорости эмиссионных и абсорбционных компонентов линий. Спектральное разрешение составляет 110 км/с в области K Ca II и 70 км/с в области H_α

болева [38, 39], можно получить оценки по порядку величины основных параметров излучающего газа.

На рис. 13 по данным [37] представлено семейство теоретических бальмеровских декрементов (б. д.) для следующих значений параметров: электронная температура $T_e = 10^4 \text{ К}$, электронная концентрация $N_e = 10^9 \div 10^{12} \text{ см}^{-3}$, температура звезды $T_* = 5000 \text{ К}$, коэффициент дилуции $W = 0,01$. Вдоль каждой линии меняется вероятность выхода кванта β_{12} в линии L_α (значения этого параметра показаны на рисунке: например, 3-6 означает: $\beta_{12} = 3 \cdot 10^{-6}$). Минимальные значения β_{12} на каждом треке соответствуют условиям, при которых оптическая толщина газа за бальмеровским скачком порядка единицы. На этом же рисунке прямоугольником обозначена область наблюдаемых отношений H_α/H_β и H_γ/H_β с центром, соответствующим среднему б. д. по данным табл. 5. Стороны прямоугольника равны удвоенным значениям дисперсий соответствующих отношений.

Из рис. 13 следует, что наблюдательные б. д. попадают в область умеренных значений электронных концентраций с центром вблизи 10^{10} см^{-3} и соответствуют низким значениям вероятности выхода кванта: $\beta_{12} \approx 3 \cdot 10^{-7}$. Хотя в прямоугольник наблюдаемых б. д. попадают также теоретические треки, соответствующие $N_e = 10^9$ и 10^{11} см^{-3} , оба эти варианта не подходят по энергетическим соображениям (см. ниже). Поэтому с учетом реального разброса наблюдаемых б. д. приведенные выше значения N_e и β_{12} определяются с точностью до множителя 3.

Что касается электронной температуры, то она не может существенно отличаться от принятого значения $T_e = 10^4 \text{ К}$ по двум причинам. Во-первых, судя по близости параметров профилей H_α и K Ca II (рис. 15), указанные линии образуются примерно в одном и том же геометрическом объеме среды, а это означает, что величина T_e не может быть существенно больше 10^4 К . С другой стороны, при более низких температурах резко уменьшается эффек-

тивность электронных ударов — основного механизма возбуждения линий бальмеровской серии.

На рис. 14 представлены средний б. д., включая отношения N_0/N_B и N_V/N_B (линия H_α блендируется линией H Ca II и исключена из рассмотрения), а также теоретические б. д. при $N_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ для двух значений вероятности выхода $\beta_{12} = 2 \cdot 10^{-7}$ и $4 \cdot 10^{-7}$. Видно, что приведенные варианты практически перекрывают диапазон наблюдаемых бальмеровских декрементов. При этом наилучшее согласие со средним б. д. получается при $\beta_{12} = 2,5 \cdot 10^{-7}$.

Необходимые для последующих оценок параметры излучающего газа, соответствующие последнему варианту, таковы: степень ионизации $N_H/N_e = 1,1$, где N_1 — концентрация атомов водорода в основном состоянии, вероятность выхода кванта в линии H_α $\beta_{23} = 2,3 \cdot 10^{-3}$, мензеловский множитель для третьего уровня $b_3 = 4,9 \cdot 10^2$. Используя эти параметры, оценим прежде всего объем, занятый излучающим газом. Согласно [38] светимость оболочки в линии H_α равна

$$L_{H_\alpha} \approx A_{32} h \nu_{32} N_3 \beta_{32} V, \quad (3)$$

где V — объем излучающего газа,

$$N_3 = 3,8 \cdot 10^{-15} \frac{N_e N_+}{T_e^{3/2}} b_3 e^{\chi_3/kT_e} \quad (4)$$

— населенность третьего уровня атома водорода, χ_3 — соответствующий потенциал ионизации.

По данным табл. 5 средний поток в линии H_α равен $1,3 \cdot 10^{-11} \text{ эрг/с} \cdot \text{см}^2$, что при расстоянии в 160 пс [14] соответствует светимости $L_{H_\alpha} \approx 3 \cdot 10^{31} \text{ эрг/с}$. С учетом этого из (3) и (4) получаем $V \approx 10^{35} \text{ см}^3$, откуда при простейшем предположении о радиальной симметрии следует $R \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}$. Согласно [15] радиус RW Aur равен $2,1 R_\odot = 1,4 \cdot 10^{11} \text{ см}$, следовательно, с точностью до неопределенностей в геометрии оболочки ее характерный размер составляет несколько радиусов звезды.

Опираясь на эту оценку, можно провести независимую проверку степени самосогласованности рассматриваемого варианта с плотностью $N_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$. С этой целью в выражении для вероятности выхода кванта

$$\beta_{12} = \frac{1}{N_1 K_{12} v_T} \left| \frac{dv}{dr} \right| \quad (5)$$

(где v_T — тепловая скорость, K_{12} — взвешенный по профилю коэффициент поглощения в линии L_α) заменим приближенно градиент скорости dv/dr на отношение v/R , где v — характерная скорость крупномасштабного движения газа. В результате получаем

$$\beta_{12} \approx 0,8 \cdot 10^7 \frac{v}{N_1 R}. \quad (6)$$

Подставляя в это выражение скорость $v \approx 300 \text{ км/с}$, определяемую по полуширине профиля линии H_α (рис. 15), и значения $R = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}$ и $N_1 = 0,9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, получаем $\beta_{12} \approx 10^{-7}$, что по порядку величины совпадает с оценкой $\beta_{12} = 2,5 \cdot 10^{-7}$, полученной выше по бальмеровскому декременту.

Аналогичным образом были рассмотрены также варианты с плотностью $N_e = 10^9$ и 10^{11} см^{-3} . Как и в предыдущем случае, для каждого из них были найдены значения N_e , обеспечивающие наилучшее согласие теоретического и среднего наблюдаемого бальмеровских декрементов. Затем по светимости в линии H_α оценивались соответствующие значения R , и, наконец, по формуле (6) вновь вычислялись вероятности выхода кванта β_{12} . Оказалось, что в каждом из этих вариантов величины β_{12} , найденные по бальмеровскому декременту и по светимости в линии H_α , расходятся более чем на порядок. Таким образом, вариант с плотностью $N_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ подходит не только по бальмеровскому декременту, но и является самосогласованным с точки зрения энергетики в линии H_α .

б) Кинематика излучающего газа: истечение или аккреция? Как уже отмечалось выше, профили линий бальмеровской серии в спектре RW Aur свидетельствуют о сосуществовании двух противоположных режимов движения: оттока вещества на периферии оболочки и аккреции в ее внутренних частях. На качественном уровне такую сложную картину движений можно объяснить как в рамках модели, в которой первичным процессом является аккреция, так и в случае истечения вещества с выпадением некоторой части выброшенного газа обратно на звезду. Чтобы выяснить, какой из этих двух типов движения соответствует действительности, необходимо оценить две величины: \dot{M}_n — скорость потери массы, наблюдаемой по линии H_α , и темп аккреции \dot{M}_a .

Для оценки первой величины

$$\dot{M}_n \approx 4\pi R^2 \rho v, \quad (7)$$

где ρ и v — соответственно плотность вещества и скорость истечения на расстоянии R от звезды, воспользуемся предыдущими оценками: $N_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\rho = m_H N_H$, где m_H — масса атома водорода, $N_H \approx N_1 + N_e$ — полная концентрация атомов водорода в 1 см^3 , $R \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}$. Подставляя эти значения в (7) и учитывая, что среднее значение скорости истечения, определяемой по смещению абсорбционного провала в линии H_α , близко к 100 км/с , получаем

$$\dot{M}_n \approx 10^{-8} M_\odot / \text{год}. \quad (8)$$

Для оценки по порядку величины \dot{M}_a примем в соответствии с аккреционными моделями звезд типа Т Тельца (см., например, [40]), что активность звезды полностью определяется потоком кинетической энергии аккрецирующего газа: $E_a \approx \dot{M}_a v_{\text{esc}}^2 / 2$. Поскольку в случае RW Aur амплитуда изменений блеска весьма значительна, то энерговыделение при аккреции должно быть сравнимо со светимостью звезды: $E_a \approx L_* \approx 7L_\odot$ [15]. При массе звезды $M_* \approx 1,5 M_\odot$ [41] и радиусе $R = 2,1 R_\odot$ скорость убегания на поверхности $v_{\text{esc}} \approx 500 \text{ км/с}$. С учетом этого получаем

$$\dot{M}_a \approx 3 \cdot 10^{-7} M_\odot / \text{год}. \quad (9)$$

Таким образом, если энергетика RW Aur определяется аккрецией, то приток массы, необходимый для поддержания наблюдаемой активности RW Aur, должен почти на два порядка превышать наблюдаемый темп истечения. Такое соотношение между величинами \dot{M}_n и \dot{M}_a находится в разительном контрасте с эмиссионным спектром RW Aur, в котором профили, обратные Р Суг, наблюдаются лишь в высших членах бальмеровской серии, а также эпизодически в некоторых линиях Fe II, т. е. в линиях, в энергетическом отношении второстепенных. Мы приходим, следовательно, к заключению, что в случае RW Aur аккреция вещества может быть лишь побочным продуктом истечения и связана, по-видимому, с тем, что часть газовых выбросов имеет начальные скорости, меньшие скорости убегания.

в) V/R-переменность профилей H_α и H_β . Значительная по амплитуде переменность отношения V/R профилей линий H_α и H_β свидетельствует о наличии крупномасштабной модуляции параметров оболочки RW Aur, связанной, по-видимому, с вращением звезды. Согласно [11] скорость вращения звезды $v \cdot \sin i = 25 \text{ км/с}$, и если найденный выше период 5,4 принять за время одного оборота звезды, то мы получим $R_* = 2,7 R_\odot$, что по порядку величины соответствует принятому выше значению $R_* = 2,1 R_\odot$.

Взаимодействие вращающейся звезды с околозвездной оболочкой может осуществляться через магнитные поля на ее поверхности. Доминирующее на данном отрезке времени магнитное пятно (или группа пятен), обеспечивающее более высокую, чем в среднем по звезде, вспышечную активность либо непосредственно влияющее на динамику околозвездной оболочки, представляется наиболее вероятным механизмом V/R-переменности профилей H_α и H_β . Поскольку период 5^d.4 наблюдался в течение приблизительно одного года, то это означает, что на поверхности звезды могут появляться магнитные

пятна с характерным временем жизни порядка нескольких десятков оборотов звезды. С другой стороны, отсутствие периодической модуляции параметра j (H_α), наблюдавшееся с осени 1981 г., показывает, что для состояния звезды, по-видимому, более характерно появление более короткоживущих пятен, время жизни которых порядка нескольких оборотов звезды. Возможно, что наличие трендов в поведении индекса j (H_α), наблюдавшееся осенью 1982 г. (см. рис. 12), отражает появление и исчезновение таких пятен.

Таким образом, наблюдаемая в спектре RW Aur переменность отношений V/R профилей линий H_α и H_β естественным образом вписывается в одну из наиболее фундаментальных концепций о природе активности звезд типа Т Тельца, основанную на идее звездного магнетизма (см. Р.Е. Гершберг [42] и цитированную там литературу).

4. Выводы

Суммируем кратко основные результаты патрульных наблюдений.

1. Определены основные характеристики водородных линий — эквивалентные ширины, потоки, параметры профилей — и прослежена их связь с изменениями блеска звезды. Найдена корреляция между изменениями потоков в линиях и в континууме.

2. Исследована переменность параметров j (H_α) и j (H_β), определяющих степень асимметрии профилей линий H_α и H_β . Установлено существование периода 5^d в изменениях указанных параметров, наблюдавшегося в течение приблизительно одного года, который, по-видимому, связан с появлением на поверхности вращающейся звезды магнитного пятна и производимой им крупномасштабной модуляцией параметров оболочки.

3. Сравнение наблюдаемых бальмеровских декрементов и потоков в линии H_α с результатами расчетов [37] показывает, что водородная эмиссия образуется в протяженной оболочке, радиус которой составляет несколько радиусов звезды. Средняя электронная концентрация и температура в этой области $N_e \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 10000 \text{ К}$, оптическая толщина газа за лаймановским скачком $\tau_{Lc} \approx 10^4$. Здесь же, судя по близости параметров профилей линий H_α и $K \text{ Ca II}$, возникают резонансные линии дважды ионизованного кальция. Среди других эмиссионных линий, наблюдаемых в спектре RW Aur, некоторая часть образуется, по-видимому, в активных образованиях на поверхности звезды либо в специфических условиях протяженных хромосфер звезд этого типа (см. Кацова [43]).

4. Показано, что в сложной гидродинамической картине, наблюдаемой по профилям бальмеровских линий, первичным процессом является истечение вещества.

Авторы выражают глубокую благодарность К. К. Чуваеву, А. Г. Щербакову, В. И. Краснобабцеву, В. П. Маланушенко за помощь в наблюдениях и предоставление программ по статистической обработке результатов, Р. Е. Гершбергу — за полезные обсуждения.

Май 1983 г.

Литература

1. Кукаркин Б. В., Холопов П. Н., Ефремов Ю. Н. и др. Общий каталог переменных звезд. Изд. 3-е. М.: Наука, 1969.
2. Herbig G. H., Rao N. K. Second catalog of emission-line stars of the Orion population. — *Astrophys. J.*, 1972, vol. 174, p. 401—423.
3. Холопов П. Н. Наблюдения и сводная кривая блеска RW Возничего. — *Переменные звезды*, 1955, т. 10, с. 390—402.
4. Чугайнов П. Ф. Сводная кривая блеска и колориметрические наблюдения RW Aur в 1962 г. — *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1965, т. 34, с. 86—99.
5. Мосидае Л. Н. Трехцветная фотометрия звезды RW Возничего. — *Бюл. Абастуманской астрофиз. obs.*, 1964, № 30, с. 21—32.
6. Götz W., Wenzel W. Photoelectrische und Objektiv-Prismen-Beobachtungen an RW Aurigae. — *Mitt. Veränderliche Sterne*, 1967, Bd. 4, H. 4, S. 71—92.
7. Харладе Е. К., Барташ Р. А. Спектрофотометрическое исследование RW Возничего. — *Бюл. Абастуманской астрофиз. obs.*, 1964, № 30, с. 3—20.

8. Jones B. F., Herbig G. H. Proper motions of T Tauri variables and other stars associated with the Taurus — Auriga dark clouds.— *Astron. J.*, 1979, vol. 84, p. 1872—1879.
9. Joy A. H. T Tauri variable stars.— *Astrophys. J.*, 1945, vol. 102, p. 168—195.
10. Gahm G. F. The spectrum of RW Aurigae, 3250 to 4900 Å.— *Astrophys. J.*, 1970, vol. 160, p. 1117—1125.
11. Mundi R., Giampapa M. S. Observations of rapid line profile variability in the spectra of T Tauri stars.— *Astrophys. J.*, 1982, vol. 256, p. 156—167.
12. Kuhi L. V., Anderson L. Hydrogen emission in T Tauri stars.— Non periodic phenomenon in variable stars. Budapest: Acad. Press, 1969, p. 93—104.
13. Imhoff C. L., Giampapa M. S. The ultraviolet spectrum of the T Tauri star RW Aurigae.— *Astrophys. J.*, 1980, vol. 239, p. L115—L119.
14. Cohen M., Kuhi L. V. Observational studies of Pre Main-Sequence Evolution.— *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1979, vol. 41, p. 743—843.
15. Rydgren A. E., Strom S. E., Strom K. M. The nature of the objects of Joy: a study of the T Tauri phenomenon.— *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1976, vol. 30, p. 307—336.
16. Шанин Г. И. Инфракрасная спектроскопия с фотоконтактным ЭОП. Звезда RW Aur.— *Астрон. журн.*, 1979, т. 56, с. 30—36.
17. Herbig G. H., Soderblom D. R. Observations and interpretation of the near-infrared line spectra of T Tauri stars.— *Astrophys. J.*, 1980, vol. 242, N 2, p. 628—637.
18. Petrov P., Shcherbakov A. Observational data indicating the existence of magnetic field in T Tauri stars.— *Proc. Third Europ. Astron. Meeting, Tbilisi, 1976*, p. 163—165.
19. Салманов И. Р. Сильное изменение в спектре RW Aur.— *Циркуляр Шемахинской астрофиз. обс.*, 1972, № 1, с. 3—5.
20. Chalange D., Divan L., Mirzajan L. V. Spectrophotometric studies of non stable stars. II. On the spectrum of RW Aurigae in the region 3080—6100 Å.— *Астрофизика*, 1971, т. 7, с. 345—358.
21. Букач А. Б., Гринин В. П., Петров П. П., Шаховская Н. И. Некоторые результаты одновременных спектральных и фотометрических наблюдений RW Возничего.— *Письма в Астрон. журн.*, 1982, т. 8, с. 172—178.
22. Петров П. П. Необычный спектр RW Aur.— В кн.: *Вспыхивающие звезды, флуоры и объекты Хербига — Аро*; 1980/Под ред. Л. В. Мирзоян. Изд-е АН АрмССР. Ереван, с. 93—100.
23. Appenzeller I., Wolf B. YY Orionis line profiles in the spectrum of RW Aurigae.— *Astron. and Astrophys.*, 1982, vol. 105, p. 313—317.
24. Hartman L. Line profiles of T Tauri stars: clues to the nature of the mass flow.— *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1982, vol. 48, N 1, p. 109—126.
25. Салманов И. Р. Спектрофотометрическое и фотометрическое исследование звезд типа Т Тельца. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Ереванск. гос. ун-т, 1975.
26. Исмаилов З. А. О быстрых изменениях контура линии H β в спектре RW Возничего.— *Астрон. цирк.*, 1972, № 734, с. 6—8.
27. Grinin V. P., Petrov P. P., Shakhovskaja N. I. Quasiperiodic variations of the Balmer lines in spectrum of T Tau-type star RW Aur.— *Proc. IAU Colloquium N 71 «Activity of red dwarf stars/Eds. B. P. Byrne, M. Rodono. Dordrecht: Reidel Publ. Co, 1983*, p. 513—514.
28. Боярчук А. А., Гершберга Р. Е., Лиморенко К. Я. и др. Спектрограф для изучения нестационарных объектов.— *Изв. Крым. астрофиз. обс.*, 1967, т. 36, с. 277—280.
29. Petrov P. P. Application of the electronographic image converter for spectroscopy at the 2.6 m reflector of the Crimean astrophysical observatory.— In: *Instrumentation for Astronomy with large optical telescopes/Ed. C. M. Humphries. D. Reidel Publ. Co, 1982*, p. 299—304.
30. Гайер Э. Г. Опыт применения универсального астрономического дифракционного спектрографа производства народного предприятия «Карл Цейс Йена».— *Иенское обозрение*, 1975, № 1, с. 26—30.
31. Букач А. Б. Результаты лабораторных испытаний информационно-измерительной системы 5-канального звездного спектрометра.— *Изв. Крым. астрофиз. обс.*, 1979, т. 60, с. 197—204.
32. Цесевич В. П., Драгомирецкая Б. А. Звезды типа RW Возничего. Киев: Наук. думка, 1973. 435 с.
33. Харитонов А. Б., Терещенко В. М., Князева Л. И. Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата: Наука, 1978, с. 64.
34. Харитонов А. Б., Терещенко В. М., Князева Л. И., Бойко П. П. Калибровка спектров избранных звезд. I. Спектр Веги.— *Астрон. журн.*, 1980, т. 57, с. 287—295.
35. Гаген-Торн В. А., Яковлева В. А. О сопоставлении метода Юркевича поиска периодических компонент с фурье-анализом в случае неравномерного распределения данных.— *Тр. АО ЛГУ*, 1981, т. 36, с. 26—40.
36. Appenzeller I., Östreicher R., Schiffer J. G. et al. The short-term spectral variability of the T Tauri star RW Aur.— *Astron. and Astrophys.*, 1983, vol. 119, N 1, p. 75—85.
37. Гринин В. П., Катмышева Н. А. Бальмеровский декремент в движущихся оболочках звезд.— *Изв. Крым. астрофиз. обс.*, 1980, т. 62, с. 59—65.
38. Соболев В. В. Движущиеся оболочки звезд. Изд-во ЛГУ, 1947.
39. Соболев В. В. Диффузия L α -излучения в туманностях и звездных оболочках.— *Астрон. журн.*, 1957, т. 34, с. 694—705.
40. Ulrich R. K. An infall model for the T Tauri phenomenon.— *Astrophys. J.*, 1976, vol. 210, p. 377—391.

41. Imhoff C. L., Mendoza E. E. Computed luminosities for T Tauri and related objects.— Rev. mex. astron. y astrofis., 1974, vol. 1, p. 25—33.
 42. Gershberg R. E. A hypothesis of the hydromagnetic activity of T Tau-type stars and related objects.— Astron. Nachr., 1982, Bd. 303, p. 251—261.
 43. Кацова М. М. О внешних атмосферах поздних звезд.— Астрон. журн., 1982, т. 59, с. 1124—1133.

УДК 524.3

АТМОСФЕРЫ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ПЕРЕМЕННЫХ ТИПА δ Sct. I. АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ЗВЕЗД 20 CVn И δ Del

Л. С. Любимков, Т. М. Рачковская

На основе моделей атмосфер Куруча [14] по спектрограммам с дисперсией 4 и 6 Å/мм исследованы пульсирующие звезды 20 CVn и δ Del. Найдены следующие значения эффективной температуры, ускорения силы тяжести и скорости микротурбулентности: $T_{\text{эф}} = 7650$ K, $\lg g = 3,7$ и $\xi_t = 4,5$ км/с для 20 CVn; $T_{\text{эф}} = 7400$ K, $\lg g = 3,7$ и $\xi_t = 5,5$ км/с для δ Del (ошибки определения составляют ± 200 K в $T_{\text{эф}}$, $\pm 0,2$ в $\lg g$ и $\pm 0,5$ км/с в ξ_t). Найдено содержание элементов в атмосферах (табл. 7). Химический состав обеих звезд оказался аномальным, однако характер этих аномалий разный (рис. 4). У 20 CVn обнаружены значительные избытки в содержании почти всех элементов, исключая C, N и O. У δ Del отличие от солнечного химического состава выражено менее резко, причем общее поведение содержания элементов в зависимости от атомного номера у δ Del такое же, как у классических Am-звезд. Путем сравнения с эволюционными расчетами [30] оценены массы, радиусы, светимости и возрасты 20 CVn и δ Del (табл. 8).

ATMOSPHERES OF THE DELTA SCUTI PULSATING VARIABLES. I. THE ANALYSIS OF 20 CVn AND δ Del SPECTRA, by L. S. Lyubimkov, T. M. Rachkovskaya.— On the basis of spectrograms with dispersion 4 and 6 Å/mm using the model atmospheres of Kurucz [14] the pulsating stars 20 CVn and δ Del have been investigated. The following atmospheric parameters were obtained: $T_{\text{ef}} = 7650$ K, $\log g = 3.7$ and $\xi_t = 4.5$ km/s for 20 CVn; $T_{\text{ef}} = 7400$ K, $\log g = 3.7$ and $\xi_t = 5.5$ km/s for δ Del (with probable errors ± 200 K, ± 0.2 and ± 0.5 km/s, correspondingly). The atmospheric abundances were determined (table 7). Chemical composition of both stars is peculiar, but the nature of these peculiarities is different (fig. 4). For 20 CVn the appreciable overabundances of all elements, except for C, N and O were found. For δ Del the differences with solar composition are expressed less sharply as for 20 CVn, moreover, the trend in overabundance with the growth of the atomic number is the same as for classical Am-stars. Having compared the estimated values of T_{ef} and $\log g$ with the evolutionary calculations [30] we found masses, radii, luminosities and ages of these stars.

1. Некоторые общие сведения

Переменные типа δ Sct — пульсирующие звезды с периодами пульсаций $P \leq 0^d,3$ и амплитудами блеска Δm_V , обычно составляющими несколько сотых звездной величины. Им соответствует интервал спектральных классов A — F и интервал классов светимости V—III. На диаграмме Герцшпрунга — Рассела занимаемая ими область попадает в полосу неустойчивости цефеид, если ее продолжить в сторону главной последовательности. Однако не все звезды в этой области наблюдаются как пульсирующие. Как указано в обзоре Брегера [1], лишь около $1/4$ или $1/3$ звезд, попавших в полосу неустойчивости, занимаемую переменными типа δ Sct, обнаруживают вариации блеска с амплитудами $\Delta m_V \sim 0^m,01$ или больше.

Одним из важных факторов, связанных с наличием пульсаций, является металличность звезд. Подтверждением могут служить следующие результаты, отмеченные в [1]: 1) в пределах одной звездной величины от начальной главной последовательности классические Am-звезды не показывают коле-

баний блеска, т. е. процессы, приводящие к значительному избытку металлов в атмосфере, на этой стадии эволюции препятствуют пульсациям; 2) однако, когда такие звезды удаляются от главной последовательности и становятся гигантами, у них могут появиться вариации блеска; 3) у Аш-звезд с умеренным избытком металлов и звезд с нормальным химическим составом, попавших в полосу неустойчивости, пульсации могут наблюдаться как вблизи главной последовательности, так и при отходе от нее.

Из сказанного следует, что для выяснения причин появления пульсаций у переменных типа δ Sct необходимо иметь достаточно надежные сведения о содержании элементов в их атмосферах. Между тем химический состав таких звезд изучен пока слабо, и имеющиеся в литературе данные нуждаются в уточнении, так как они были получены либо с помощью кривых роста, либо на основе приближенных моделей атмосфер, не учитывающих покровный эффект за счет множества атомных линий.

Таблица 1

Некоторые сведения об исследуемых звездах

Звезда	HR	HD	$v \sin i$, км/с	\bar{m}_V	Δm_V	Период
20 CVn	5017	115 604	15	4,71	0,035	0 ^d ,135
δ Del	7928	197 461	30	4,45	0,050	0 ^d ,153 *

* Согласно [3] эта звезда является спектрально-двойной, состоящей из двух переменных типа δ Sct, каждая из которых имеет свой период пульсаций (0^d,158 и 0^d,134).

Исследование атмосфер переменных типа δ Sct мы начали с 20 CVn и δ Del, двух пульсирующих звезд, спектры которых ранее неоднократно изучались. Некоторые сведения об этих звездах приведены в табл. 1. Указанные здесь скорости вращения $v \sin i$ взяты из каталога [2], а амплитуды изменения блеска Δm_V и периоды пульсаций — из [1]. В краткой заметке Дункана и Престона [3] сообщается, что δ Del является спектрально-двойной звездой с периодом 40^d,58, причем это первая двойная звезда, оба компонента которой оказались пульсирующими. Периоды пульсаций составляют 0^d,158 и 0^d,134. Важно, что массы, температуры и светимости компонентов примерно одинаковы. В таком случае их линейчатые спектры могут отличаться в основном только из-за различий в химическом составе. Если приведенные в [3] сведения о природе δ Del подтвердятся, тогда найденные нами параметры атмосферы этой звезды и ее химический состав нужно рассматривать как величины, усредненные по двум компонентам.

2. Наблюдения и анализ эквивалентных ширин

Наблюдения звезд 20 CVn и δ Del выполнены на спектрографе куде 2,6-м рефлектора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Использовались пластинки с эмульсиями типов 103 aO и 103 aD Kodak. В табл. 2 собраны данные о спектрограммах. Спектрограммы измерялись на микрофотометре непосредственно в интенсивностях.

При отождествлении линий использовались таблицы мультиплетов Мур [4] и таблицы линий солнечного спектра Мур и др. [5]. В спектре 20 CVn было отождествлено и измерено более 1000 линий, в спектре δ Del — около 700 линий. У δ Del нам удалось наблюдать существенно меньше линий, чем у 20 CVn; по-видимому, здесь сыграли роль более высокая скорость вращения (см. табл. 1) и меньший избыток металлов у δ Del по сравнению с 20 CVn (см. рис. 4).

Эквивалентные ширины W_λ определялись, как обычно, измерением площадей контуров линий на регистрограммах. В табл. 3 приведен список и значения W_λ лишь тех линий, которые были отобраны для нашего анализа атмосфер обеих звезд. Основными критериями отбора являлись уверенность

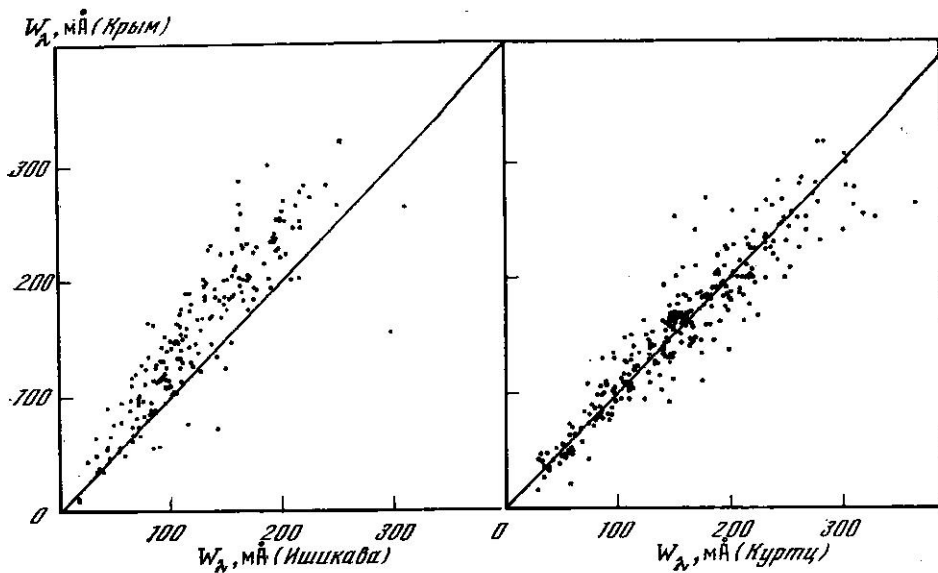


Рис. 1. Сравнение наших значений W_λ для звезды 20 CVn с измерениями Ишикавы [7] и Куртца [6]

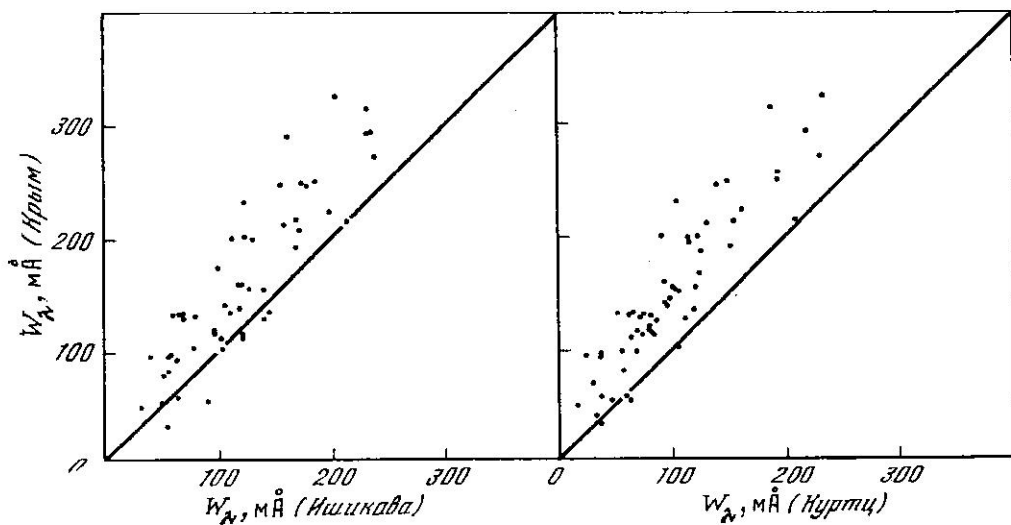


Рис. 2. Сравнение наших значений W_λ для звезды δ Del с измерениями Ишикавы [8] и Куртца [6]

в определении W_λ (в подавляющем большинстве рассматривались неблендированные линии, а в случае бленд выбирались лишь те линии, для которых можно было однозначно провести контур), а также наличие достаточно надежных значений сил осцилляторов gf .

Как уже отмечалось, спектры 20 CVn и δ Del наблюдались рядом авторов (см. табл. 4). На рис. 1 и 2 приведены графики сравнения эквивалентных ширин W_λ для 20 CVn и δ Del соответственно по нашим наблюдениям и наиболее близким к нам по времени наблюдениям Куртца [6] и Ишикавы [7, 8]. Из рис. 1 видно, что для 20 CVn наши определения W_λ хорошо согласуются с данными Куртца [6], но в среднем на 23% больше значений W_λ , найденных Ишикавой [7]. Кроме того, как видно из табл. 4, эквивалентные ширины для этой звезды и у нас, и у Куртца примерно на 45% превышают определения W_λ Диккенса и др. [9].

Таблица 2
Данные о наблюдениях

Звезда	Дата	Экспозиция	Дисперсия, А/мм	Спектральная область, А
20 CVn	19/20.04 1981 г.	н м 4 30	6	4900—3800
		5 30	4	4700—3800
		6 00	4	4700—3800
	11/12.03 1982 г.	4 00	6	6000—4700
		4 40	6	6000—4700
		4 20	6	6000—4700
δ Del	27/28.07 1982 г.	5 00	4	4700—3800
		3 20	4	4700—3800
	05/06.08	2 53	6	6000—4700
	06/07.08	2 40	6	6000—4700
	07/08.08	4 20	4	4700—3800
	07/08.08	2 50	6	4800—3800

Рис. 2 показывает, что для δ Del наши значения W_λ выше, чем у Куртца [6] и Ишикавы [8] соответственно на 40 и 30%, и они на 25 и 20% выше значений W_λ , полученных Бесселом [10] и Раймерсом [11] (см. табл. 4). В 1976 г. Раймерс [12] опубликовал новые измерения W_λ для ряда тяжелых элементов в спектре δ Del. Он привел данные для 24 линий, из них восемь содержатся и в нашем списке. Оказалось, что для этих восьми линий наши эквивалентные ширины в среднем на 40% выше, чем в [12].

Различие в W_λ между данными разных авторов отчасти может быть обусловлено разницей в дисперсиях спектрограмм и неоднозначностью в проведении уровня непрерывного спектра. Известно, что наблюдения с более высокой дисперсией дают более низкие значения эквивалентных ширин и наоборот (см., например, [13]). Данные табл. 4 свидетельствуют о том, что нельзя объяснить все расхождения в W_λ только разной дисперсией спектрограмм. Что касается неопределенности в W_λ за счет проведения уровня непрерывного спектра, то здесь по нашим оценкам можно допустить ошибку не более 20% для слабых линий.

Можно было бы заподозрить, что указанные расхождения в эквивалентных ширинах связаны с реальными вариациями W_λ в процессе пульсаций, однако подобные вариации, например, для δ Del не обнаружены [11]. Таким образом, мы не можем дать однозначного ответа на вопрос, почему измерения эквивалентных ширин для 20 CVn и δ Del у разных авторов имеют систематические различия, достигающие 40%. Возможно, существуют реальные изменения в значениях W_λ за промежутки времени, существенно превышающие период пульсаций. В особенности это относится к звезде δ Del, которая согласно [3] является двойной системой с орбитальным периодом около 40 дней.

3. Эффективная температура и ускорение силы тяжести

При исследовании звезд 20 CVn и δ Del мы применили метод моделей атмосфер. Наши расчеты были основаны на моделях атмосфер Куруча [14], главным достоинством которых является детальный учет поглощения в линиях. Непрозрачность в непрерывном спектре определялась с помощью подпрограмм [15]. Другие особенности нашей методики описаны в [16]. Все вычисления проводились на ЭВМ ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории.

На рис. 3 представлена диаграмма для определения эффективной температуры $T_{\text{эф}}$ и ускорения силы тяжести g . Сравнение наблюдаемых и теоретических характеристик выполнялось по следующим четырем критериям: 1) профили и эквивалентные ширины бальмеровских линий H_β и H_γ ; 2) отношение потоков излучения $F(4625)/F(3625)$ в двух участках спектра до и после бальмеровского предела; 3) фотометрический индекс $[c_1]$ в четырех-

Таблица 3
Список исследованных линий

Элемент, $\lambda, \text{Å}$	Мульти- плет	$\lg gf$	$W_{\lambda}, \text{mÅ}$		$\lg \epsilon$	
			20 CVn	δ Del	20 CVn	δ Del
C I						
5380,24	11	-1,68	85	56	8,53	8,21
5052,12	12	-1,49	105	111:	8,51	8,46
4932,00	13	-1,78	94		8,72	
4775,87	6	-2,20	52		8,68	
Na I						
5688,20	6	-0,42	158		6,94	
5682,63	6	-0,67	112		6,82	
4664,81	12	-1,56	39		7,15	
Mg I						
5711,10	8	-1,70	117		8,00	
5528,42	9	-0,48	249	161	7,82	6,87
4702,99	11	-0,58	202	160:	7,57	7,01
4571,10	1	-5,40	56		8,07	
Si II						
5056,02	5	+0,54	141		8,11	
3862,59	1	-0,93	224		8,18	
Ca I						
5588,76	21	+0,14	200	140	6,82	6,04
5581,97	21	-0,54	128	52	6,90	6,00
5512,98	48	-0,48	100		6,92	
4585,87	23	-0,19	131		6,67	
4455,89	4	-0,51	162	118	6,81	6,13
4435,69	4	-0,50	174	139:	6,90	6,29
4425,44	4	-0,38	164	121	6,70	6,03
4318,65	5	-0,21	182	176:	6,72	6,31
4302,55	5	+0,27	210		6,51	
4283,01	5	-0,22	185	135	6,81	6,00
Sc II						
5526,81	31	+0,22	200	84	3,49	2,40
5318,36	22	-2,01	48		4,19	
5031,02	23	-0,34	193	83	3,73	2,67
4431,37	14	-2,00	76		3,95	
4400,36	14	-0,63	226	115	3,95	2,69
4374,46	14	-0,50	224		3,78	
4325,01	15	-0,50	225		3,87	
4294,77	15	-1,40	146	50	3,94	2,99
4246,83	7	+0,32		215		2,26
Ti I						
5210,39	4	-0,88	60		5,69	
5024,84	38	-0,60	48		5,90	
5022,87	38	-0,43	56		5,82	
4999,51	38	+0,25	106		5,55	
4981,73	38	+0,50	131		5,51	
4548,76	42	-0,35	37		5,58	
4534,78	42	+0,28	94		5,49	
4512,73	42	-0,48	35		5,71	
4287,40	44	-0,44	40		5,80	
Ti II						
5418,99	69	-2,19	124	51	5,54	4,78
5381,02	69	-2,06	190	68		4,80
5336,81	69	-1,75	208	93		4,69
5211,54	103	-1,61	119		5,72	
5188,70	70	-1,16	306			
5185,90	86	-1,56	200	152		5,15
5154,06	70	-1,92	202			
5005,18	71	-2,71	59		5,57	

Таблица 3 (продолжение)

Элемент, λ, Å	Мульти- плет	lg g/	W _λ , мÅ		lg ε	
			20 CVn	δ Del	20 CVn	δ Del
4911,20	114	-0,75	146		5,50	
4805,10	92	-1,10	236	150		4,87
4780,00	92	-1,37	146			
4764,54	48	-2,97	118		6,07	
4763,84	48	-2,65	144		5,95	
4708,67	49	-2,63	115		5,74	
4589,95	50	-1,78	197	99		4,57
4583,44	39	-2,73	89		5,59	
4568,31	60	-2,68	80		5,51	
4563,76	50	-0,90	253	213		
4544,01	60	-2,61	103		5,66	
4533,97	50	-0,72	252			
4513,30	18	-2,80	117		5,81	
4501,27	31	-0,90	241			
4493,53	18	-2,64	83		5,39	
4488,33	115	-0,75	163	62		4,73
4470,86	40	-2,27	154			
4468,49	31	-0,77	246			
4464,46	40	-2,07	184	124		5,00
4450,49	19	-1,59	201	169		4,78
4443,80	19	-0,81	268			
4421,95	93	-1,80	143		5,80	
4417,72	40	-1,38	235	154		4,52
4411,94	61	-2,06	106		5,12	
4411,08	115	-1,07	134		5,78	
4399,77	51	-1,51	231			
4395,85	61	-1,50	175			
4395,03	19	-0,65	307			
4394,06	51	-1,79	183	111		4,69
4386,86	104	-0,79	159	86		4,57
4337,92	20	-1,12	258			
4330,71	41	-2,29	165			
4330,26	94	-1,55	127		5,42	
4316,81	94	-1,83	130		5,74	
4312,86	41	-1,28	254			
4301,93	41	-1,41	244			
4163,64	105	-0,30	236			
4025,14	11	-1,97	215			
3987,63	11	-2,78	151			
V I						
4379,24	22	+0,43	71		4,72	
4115,18	27	-0,08	49		5,14	
4111,78	27	+0,36	55		4,72	
V II						
4564,59	56	-1,45	90	26:	5,08	4,32
4234,22	24	-2,18	48		5,09	
4183,44	37	-1,14	134		5,04	
4039,57	32	-1,97	38		4,89	
4036,78	9	-1,63	93	28:	4,77	3,97
4023,39	32	-0,72	171	82	4,82	3,84
4002,94	9	-1,49	144		5,04	
3866,74	11	-1,58	125		4,98	
Cr I						
5348,32	18	-1,29	88		6,25	
5296,69	18	-1,33	79		6,20	
4718,43	186	+0,24	55		6,11	
4616,14	21	-1,05	76		5,97	
4600,75	21	-1,06	66		5,90	
4591,39	21	-1,45	69		6,30	
4545,97	10	-1,23	70		6,07	
Cr II						
5508,60	50	-2,31	84		6,45	

Таблица 3 (продолжение)

Элемент, λ, Å	Мульти- плет	lg gf	Wλ, mÅ		lg ε	
			20 CVn	δ Del	20 CVn	δ Del
5502,05	50	-1,49	104		5,82	
5334,88	43	-1,59	136	44	6,11	5,19
5313,59	43	-1,38		58		5,13
5310,70	43	-2,16	76		6,20	
5308,44	43	-1,74	103	52	5,99	5,41
5305,85	24	-2,04	102	41	6,10	5,41
5237,34	43	-1,08		154		5,58
4812,35	30	-1,89	84		5,87	
4634,11	44	-1,06		94		5,16
4618,83	44	-0,96		136		5,38
4558,66	44	-0,49		174		5,20
4555,02	44	-1,45		81		5,45
Mn I						
4754,04	16	-0,09	148	134	6,04	5,61
4739,11	21	-0,74	56		6,41	
4709,72	21	-0,33	44		5,85	
4502,22	22	-0,70	34		6,14	
4436,35	22	-0,59	46		6,18	
4235,29	23	-0,08	113	68	6,27	5,63
4082,94	5	-0,42	124		6,19	
4055,54	5	-0,19	154		6,23	
4041,36	5	+0,17	176		6,10	
Fe I						
5638,27	1087	-0,99	80		8,16	
5624,55	686	-0,95	119	109	7,84	7,52
5615,65	686	-0,24	218	232		
5602,96	686	-0,12	221	145		6,95
5586,76	686	-0,31	191	184		
5576,10	686	-1,01	119	102	7,93	7,53
5572,85	686	-0,46	185	168		
5569,62	686	-0,67	171	137		7,43
5563,60	1062	-1,07	97		8,37	
5543,93	1062	-1,15	84		8,36	
5506,78	15	-2,80	144	106		7,46
5501,47	136	-3,02	136	77		7,24
5497,52	15	-2,85	161	114		7,60
5473,91	1062	-0,93	100	52	8,23	7,58
5446,92	15	-1,95	214	211		
5434,53	15	-2,12	222	178		
5429,70	15	-1,64	255	223		
5415,20	1165	+0,36	223	160		7,33
5383,37	1146	+0,42	181	188		
5379,58	928	-1,58	54		8,13	
5371,49	15	-1,64	255	159		
5369,96	1146	+0,25	192	176		
5339,94	553	-0,79	132	139	7,69	7,48
5315,08	1147	-1,63	41		8,55	
5307,36	36	-2,99	111	59	8,49	7,77
5283,60	553	-0,66	205	156		7,44
5270,36	37	-1,54	264	218		
5269,54	15	-1,32	285	260		
5266,56	383	-0,59	240	186		
5253,50	553	-1,72	80	26	8,22	7,38
5229,86	553	-1,10	164	115		7,63
5216,28	36	-2,15	162			
5198,71	66	-2,14	110	78	8,09	7,56
5194,94	36	-2,09	156	150		7,54
5192,35	383	-0,56	240	230		
5191,46	383	-0,70	236	182		
5171,60	36	-1,79	191	188		
5151,92	16	-3,32	49	68	7,82	7,74
5150,84	16	-3,13	122	100	8,25	7,78
5127,36	16	-3,31	108		8,27	
5110,41	1	-3,76	129		8,18	
5074,76	1094	-0,32	153	110		7,54

Таблица 3 (продолжение)

Элемент, λ, Å	Мульти- плет	lg gf	W _λ , мÅ		lg ε	
			20 CVn	δ Del	20 CVn	δ Del
5068,77	383	-1,22	160	105		7,43
5049,82	114	-1,46	182	145		7,44
5022,24	965	-0,67	124	83	8,07	7,50
5014,95	965	-0,38	116	95	7,68	7,27
5006,13	318	-0,75	238			
4994,13	16	-3,08	93	88	7,94	7,59
4966,10	687	-0,94	164	142		7,71
4919,00	318	-0,47	236	241:		
4917,24	1066	-1,24	68		8,32	
4890,76	318	-0,53	187	198		
4789,65	753	-1,00	91		7,84	
4788,76	588	-1,83	46		8,02	
4741,53	346	-2,05	75		8,22	
4733,60	38	-2,99	72		8,12	
4704,96	821	-1,56	58		8,21	
4673,17	820	-1,33	79		8,16	
4643,47	820	-1,40	74	31	8,18	7,50
4638,02	822	-1,18	86	54	8,03	7,50
4637,51	554	-1,44	82	40	8,01	7,37
4632,92	39	-2,91	70	40	8,13	7,59
4619,29	821	-1,19	82		8,00	
4602,94	39	-2,22	140	112		7,41
4595,36	594	-1,82	70		8,30	
4592,66	39	-2,44	132		8,12	
4531,16	39	-2,16	144			
4528,62	68	-0,82	245	206		
4494,57	68	-1,14	183	136		7,06
4476,02	350	-0,69	193	168		7,35
4466,55	350	-0,70	193	156		7,26
4459,12	68	-1,28	205	191		
4456,33	516	-2,22	54		8,42	
4454,38	350	-1,30	124		7,90	7,37
4447,72	68	-1,34	166	146		7,38
4442,34	68	-1,26	183	160		
4439,88	116	-3,00	22		8,23	
4438,35	828	-1,78	47		8,38	
4430,62	68	-1,66	146	116:		7,46
4408,42	68	-1,74	146	98:		7,39
4404,75	41	-0,14	319	292		
4389,25	2	-4,58	32		8,32	7,18
4375,93	2	-3,03	176	127		
4369,77	518	-0,95	164			
4365,90	415	-2,30	28		8,15	
4360,81	903	-1,96	31		8,36	
4358,50	412	-1,67	83		8,04	
4352,74	71	-1,29	165	114		7,08
4348,94	414	-2,23	33		8,15	
4347,85	828	-1,75	47		8,28	
4346,56	598	-1,64	43		7,94	
4337,05	41	-1,70	142		8,05	
4327,92	597	-1,73	49		8,24	
4304,54	414	-2,05	63			
4299,24	152	-0,47	254		8,29	
4298,04	520	-1,43	130			
4285,45	597	-1,26	141			
4282,41	71	-0,82	225	212		
4271,76	152	-0,35	258	216		
4267,83	482	-1,19	136	96		7,53
4266,97	273	-1,76	108	96	8,19	7,81
4264,21	692	-1,59	82		8,26	
4250,79	42	-0,73	264	222		
4250,12	152	-0,40	218	188		
4247,43	693	-0,35	203			
4246,09	906	-1,18	120		8,40	
4245,26	352	-1,24	169			
4242,73	649	-1,68	87		8,36	
4240,37	764	-1,40	107		8,43	

Таблица 3 (продолжение)

Элемент, λ , Å	Мультиплет	$\lg gf$	W_{λ} , мÅ		$\lg \epsilon$	
			20 CVn	δ Del	20 CVn	δ Del
4238,82	693	-0,37	180	153		7,38
4235,94	152	-0,34	257			
4233,61	152	-0,60	206			
4229,76	41	-3,43	64		8,56	
4227,43	693	+0,18	252	192		
4224,18	689	-0,54	174			
4222,22	152	-0,97	179	152		7,26
4220,35	482	-1,38	116		8,14	
4219,36	800	-0,03	194	156		7,19
4216,19	3	-3,36	149			
4213,65	355	-1,33	103	98	7,82	7,50
4210,35	152	-0,95	204	202		
4206,70	3	-3,90	94		8,22	
4202,03	43	-0,02	318	256		
4199,10	522	+0,08	224			
4196,22	693	-0,87	156			
4191,44	152	-0,70	226			
4189,56	940	-1,42	63		8,18	
4187,80	152	-0,55	236	248		
4187,04	152	-0,55	226	245		
4181,76	354	-0,31	209			
4176,57	689	-0,76	170	132		7,62
4175,64	354	-0,75	185	142		7,26
4174,92	19	-2,97	129		8,24	7,31
4157,79	695	-0,60	168	112		
4154,50	355	-0,64	186			
4147,67	42	-2,10	157	130:		7,48
4139,93	18	-3,63	65		8,43	
4137,00	726	-0,67	152			
4136,51	694	-1,62	72		8,23	
4134,68	357	-0,60	187	195		
4121,81	356	-1,36	127		8,06	
4120,21	423	-1,26	113		7,96	
4114,45	357	-1,29	130		8,02	
4079,84	359	-1,36	115		7,98	
4078,36	217	-1,56	154			
4073,76	558	-0,98	142			
4065,39	698	-1,41	87		8,22	
4062,44	359	-0,84	176			
4059,73	767	-1,32	100	70:	8,32	7,81
4016,43	560	-1,67	78	35:	8,28	7,69
3998,05	276	-0,91	201			
3997,40	278	-0,49	226			
3977,74	72	-1,10	206			
3971,75	429	-0,90	188			
3955,96	488	-1,45	119		8,29	
3953,16	430	-1,15	148			
3951,16	661	-0,52	168			
3949,95	72	-1,22	184			
3947,00	561	-1,01	136			
3916,73	606	-0,64	159			
3907,94	280	-1,16	147			
3867,92	221	-1,99	99		8,32	
Fe II						
5534,86	55	-3,05	212	142		7,53
5425,27	49	-3,49	154	102	8,21	7,65
5414,09	48	-3,63	132		8,21	
5362,86	48	-2,80	264	182		
5325,56	49	-3,43	164	120	8,27	7,75
5316,61	49	-2,00	325			
5264,80	48	-3,00	166	118:	7,87	7,31
5234,62	49	-2,41	272	244		
5197,57	49	-2,50	258	251		
4993,36	36	-3,54	139	82:	7,87	7,28
4666,75	37	-3,40	146		7,88	
4629,34	37	-2,44	239	209		

Таблица 3 (продолжение)

Элемент, $\lambda, \text{Å}$	Мульти- плет	$\lg g/f$	$W_{\lambda}, \text{мÅ}$		$\lg \varepsilon$	
			20 CVn	$\delta \text{ Del}$	20 CVn	$\delta \text{ Del}$
4620,51	38	-3,31	166	104	7,98	7,26
4583,83	38	-1,95	283	243		
4582,84	37	-3,17	168	92	7,84	7,10
4576,33	38	-3,00	188	117	7,88	7,07
4541,52	38	-2,90	208	128		7,06
4522,63	38	-2,24	242	248		
4520,22	37	-2,63	252	174		
4515,34	37	-2,58	202	164		6,94
4508,28	38	-2,47	237	188		
4491,40	37	-2,80	202	170		
4489,18	37	-3,00	205	134		7,18
4416,82	27	-2,66	229	177		
4413,60	32	-4,10	91		8,02	
4351,76	27	-2,36	295	249		
4303,17	27	-2,65	229	265		
4296,57	28	-3,20	215			
4273,32	27	-3,38	185	165	8,13	7,66
4128,74	27	-3,54	155		8,07	
Co I						
4121,32	28	-0,19	147	54	5,27	4,39
4020,91	16	-1,64	54		5,79	
3995,31	31	-0,02	163	88	5,21	4,47
Ni I						
5592,28	69	-2,17	45		6,92	
5587,86	70	-2,34	25		6,81	
5176,56	209	-0,59	75		7,10	
5155,77	210	-0,13	115	74	7,00	6,41
5115,40	177	-0,43	86		7,00	
5081,11	194	+0,08	150	96	7,05	6,36
5035,37	143	-0,12	139		7,00	
5017,59	111	-0,28	114		6,87	
4980,16	112	-0,36	106	130	6,96	6,87
4904,41	129	-0,32	106		6,86	
4807,00	163	-0,44	68		6,77	
4756,52	98	-0,41	94	133	6,85	6,89
4715,78	98	-0,53	94	93:	7,01	6,73
4714,42	98	+0,04	141		6,73	
4686,22	98	-0,39	52	54	6,54	6,32
4605,00	98	-0,03	97		6,49	
4462,46	86	-0,57	92		6,90	
Ni II						
4362,10	9	-2,71	91		7,09	
4244,80	9	-3,17	55		7,24	
4192,07	10	-2,84	57		6,93	
Zn I						
4810,54	2	-0,13	102		4,92	
4722,16	2	-0,38	82		4,99	
Sr II						
4161,80	3	-0,50	111		3,68	
Y II						
5473,40	27	-1,02	40		2,93	
5200,42	20	-0,57	125	140	3,00	2,88
5119,12	20	-1,36	44		3,13	
5087,42	20	-0,17	160	196	2,98	2,94
4398,02	5	-1,00	104	102	2,71	2,45
4358,73	5	-1,32	92		2,91	
4309,63	5	-0,75	174	206:	3,16	3,05
Zr II						
5112,28	95	-1,39	39		4,07	
4496,97	40	-1,41	137	128	4,26	3,95

Таблица 3 (окончание)

Элемент, $\lambda, \text{Å}$	Мульти- плет	$\lg gf$	$W_{\lambda}, m\text{Å}$		$\lg \epsilon$	
			20 CVn	δ Del	20 CVn	δ Del
4440,45	79	-1,41	52		3,94	
4379,78	88	-0,64	80		3,70	
4370,96	79	-1,15	65		3,81	
4317,32	40	-1,76	41		3,85	
4211,88	15	-1,49	110	134	4,05	3,97
4208,99	41	-0,86	126		3,67	
4150,97	42	-1,39	106		4,14	
4090,52	29	-1,40	68		3,79	
4050,33	43	-1,32	78		3,77	
4029,68	41	-1,00	163	152	4,19	3,82
3991,14	30	-0,66	155		3,84	
Ba II						
5853,68	2	-1,16	209	171	3,56	2,93
La II						
5114,55	36	-1,24	27		2,56	
4921,80	7	-0,82	75		2,65	
4526,12	50	-0,70	49		2,76	
4333,78	24	-0,08	116		2,28	
4322,51	25	-1,10	41		2,70	
4123,23	41	+0,06	140		2,61	
4086,72	10	-0,06	142	66	2,32	1,53
4042,91	66	+0,44	100	68	2,24	1,78
Ce II						
5274,24	15	-0,06	45		3,20	
4562,36	1	+0,23	74		2,80	
4486,91	57	-0,38	45		3,05	
4460,21	2	+0,31	81		2,78	
4382,17	2	+0,05	51		2,96	
4364,66	135	-0,06	27		2,68	
4248,68	1	+0,16	56		2,92	
4186,60	1	+0,82	107		2,85	
4120,83	112	-0,47	33		3,10	
Pr II						
4189,52	8	+0,48	63		1,92	
Nd II						
4061,09	10	+0,44	109		2,66	
Sm II						
4434,32	36	-0,75	43		2,80	
4329,02	15	-0,91	18		2,42	
Eu II						
4129,74	1	+0,31	131	103	1,66	1,16
Gd II						
4251,73	15	+0,07	70		2,36	
4037,33	49	+0,25	28		2,00	

цветной системе $uvby$ (он свободен от влияния межзвездного поглощения);
4) ионизационное равновесие.

Необходимые теоретические данные о бальмеровских линиях, распределении потока $F(\lambda)$ и цветовых характеристиках приведены у Куруча [14]. Наблюдаемые профили и эквивалентные ширины линий H_{β} и H_{γ} получены по нашим спектрограммам. Распределение $F(\lambda)$ для 20 CVn взято из каталога [17], а для δ Del — из каталога [18]. Значения $[c_1]$ для исследуемых звезд найдены с помощью [19]. При рассмотрении ионизационного равновесия в случае 20 CVn были использованы линии Fe I — Fe II, Cr I — Cr II и Ti I — Ti II (на рис. 3 приведена средняя кривая по этим трем элементам).

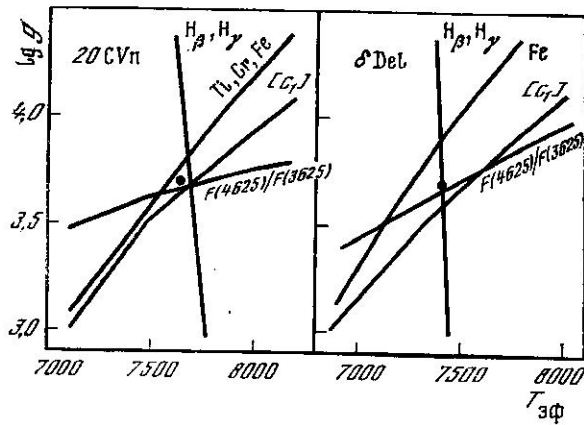


Рис. 3. Диаграмма для определения эффективной температуры и ускорения силы тяжести у 20 CVn и δ Del

Точки соответствуют принятым моделям атмосфер

В случае же δ Del в нашем списке не было надежных линий Cr I и Ti I, поэтому мы ограничились вычислением ионизационного равновесия по линиям Fe I — Fe II.

Ниже будет показано, что в атмосфере 20 CVn со-

держание тех химических элементов, которые важны при учете покровного эффекта, повышено относительно Солнца примерно в 5 раз (0,7 в логарифме). Мы оценили, как такой избыток может повлиять на определение $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ у 20 CVn. К сожалению, Куруч [14] вычислял модели атмосфер лишь при нормальном и пониженном содержании металлов. Конкретно расчеты [14] были выполнены при $\lg A = 0, -1$ и -2 , где величина A равна отношению принятого содержания металлов к солнечному содержанию. Путем экстраполяции мы нашли, как изменятся результаты вычислений при замене $\lg A = 0$ на $\lg A = 0,7$. Оказалось, что на диаграмме $T_{\text{эф}} - \lg g$ линия, соответствующая H_{β} и H_{γ} , сдвигается влево приблизительно на 100 К, а линия, соответствующая отношению потоков $F(4625)/F(3625)$, становится более пологой. Изменения в индексе $[c_1]$ и в ионизационном равновесии оказались незначительными. Подчеркнем, что диаграмма, приведенная на рис. 3 для 20 CVn, получена при $\lg A = 0,7$. Отметим, что этот эффект был учтен и при определении химического состава 20 CVn, однако поправки в содержании оказались несущественными (не более нескольких сотых в логарифме).

Так как для второй звезды, δ Del, содержание элементов, которые важны при вычислении моделей атмосфер, в среднем близко к нормальному, мы использовали при ее анализе модели с солнечным химическим составом ($\lg A = 0$).

На основании рис. 3 были приняты следующие параметры атмосфер: $T_{\text{эф}} = 7650$ К и $\lg g = 3,7$ для 20 CVn; $T_{\text{эф}} = 7400$ К и $\lg g = 3,7$ для δ Del. Ошибки определения по нашим оценкам составляют ± 200 К в значении $T_{\text{эф}}$ и $\pm 0,2$ в значении $\lg g$.

Так как исследуемые звезды являются переменными, возникает вопрос, насколько велики изменения $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ в процессе пульсаций. Из рис. 2, приведенного в обзоре Баглина и др. [20], видно, что у звезды

Таблица 4

Опубликованные данные о спектрограммах 20 CVn и δ Del и сравнение эквивалентных ширин W_{λ} по нашим наблюдениям и наблюдениям других авторов

Звезда	Автор	Год	Дисперсия, $\text{\AA}/\text{мм}$	Спектральный интервал, \AA	Число спектрограмм	Относительное различие в W_{λ} (Крым — автор), %
20 CVn	Куртц [6]	1976	8,6 и 8,9	4900—3800	3	0
	Ишикава [7]	1975	4	6000—3800	2	23
	Диккенс и др. [9]	1971	6,8 и 10	5000—4200	2	45
δ Del	Куртц [6]	1976	8,0 и 8,9	4900—3800	2	40
	Ишикава [8]	1973	4	4950—3850	9	30
	Бессел [10]	1969	6,7	4800—4000	?	25
	Раймерс [11]	1969	10 и 15	6600—3300	8	20

28 Aql (HR 7331), имеющей амплитуду блеска $\Delta m_V = 0^m06$, вариации $T_{эф}$ и $\lg g$ составляют около 100 К и 0,1 соответственно. Поскольку у звезд 20 CVn и δ Del амплитуда Δm_V меньше (см. табл. 1), мы можем ожидать для них также меньших изменений в $T_{эф}$ и $\lg g$. И действительно, по оценке Бессела [10] для δ Del температурные вариации $\Delta T_{эф} < 100$ К. Итак, изменения $T_{эф}$ и $\lg g$ вследствие пульсаций малы, и они по крайней мере в два раза меньше ошибок определения этих параметров. Таким образом, рассмотренным эффектом вполне можно пренебречь.

4. Микротурбулентность

Скорость микротурбулентности ξ_t определяется из того условия, чтобы содержание элемента, найденное по линиям какого-либо иона, не показывало систематического хода с ростом эквивалентной ширины W_λ . В предыдущих исследованиях [6—8] значения ξ_t для 20 CVn и δ Del находились по линиям Fe I, потому что они наиболее многочисленны в спектрах и занимают достаточно широкий интервал ширины W_λ . Однако мы не ограничились рассмотрением линий Fe I и сделали независимое определение ξ_t по линиям Fe II и Ti II. Результаты представлены в табл. 5. Видим, что по ионам Fe II и Ti II получается более высокая скорость ξ_t , чем по Fe I. В частности, ионизованное железо дает значения ξ_t примерно на 1 км/с выше, чем нейтральное.

Таблица 5
Определение скорости микротурбулентности по линиям Fe I, Fe II и Ti II

Звезда	Ион	Число линий	ξ_t , км/с	Звезда	Ион	Число линий	ξ_t , км/с
20 CVn	Fe I	167	4,0	δ Del	Fe I	81	5,0
	Fe II	30	5,0		Fe II	24	6,2
	Ti II	47	4,4		Ti II	21	5,3

Обнаруженное расхождение не является неожиданным; например, обсуждению подобных результатов для F-сверхгигантов специально посвящена статья [21]. В ней показано, что учет отклонений от локального термодинамического равновесия (ЛТР) в степени ионизации атомов Fe I позволяет устранить найденное несоответствие в значениях ξ_t . Так как расчеты при отказе от ЛТР достаточно сложны, в дальнейших вычислениях мы по-прежнему исходили из предположения о ЛТР, однако при определении химического состава рассматривали по возможности слабые линии, которые менее чувствительны как к отклонениям от ЛТР, так и к неопределенности в скорости микротурбулентности ξ_t . При этом на основании данных табл. 5 мы приняли $\xi_t = 4,5$ км/с для 20 CVn и $\xi_t = 5,5$ км/с для δ Del с вероятной ошибкой $\pm 0,5$ км/с.

Таблица 6
Сравнение найденных нами параметров $T_{эф}$, $\lg g$ и ξ_t с результатами других авторов

Звезда	Параметр	Наши данные	Ишигава [7,8]	Куртц [6]
20 CVn	$T_{эф}$, К	7650 ± 200	7870 ± 250	7500 ± 150
	$\lg g$	$3,7 \pm 0,2$	$3,8 \pm 0,3$	$3,7 \pm 0,2$
	ξ_t , км/с	$4,5 \pm 0,5$	$3,5 \pm 0,5$	$5,0 \pm 0,5$
δ Del	$T_{эф}$, К	7400 ± 200	7200	7320 ± 150
	$\lg g$	$3,7 \pm 0,2$	3,6	$3,25 \pm 0,2$
	ξ_t , км/с	$5,5 \pm 0,5$	4,0	$4,5 \pm 0,5$

В табл. 6 найденные параметры $T_{\text{эф}}$, $\lg g$ и ξ_t сравниваются с результатами Ишикавы [7, 8] и Куртца [6]. Сведения о более ранних определениях этих величин можно найти в [6]. Отметим, что работы [6] и [7] выполнены на основе метода моделей атмосфер, в то время как в [8] анализ спектров δ Del был основан на кривых роста. Учитывая ряд различий в методике, о которых речь пойдет ниже (в частности, в [6] и [7] использовались модели атмосфер без учета поглощения в линиях металлов), мы можем признать согласие между нашими данными и предшествующими оценками $T_{\text{эф}}$, $\lg g$ и ξ_t вполне удовлетворительным.

По поводу сравнительной точности определения ξ_t у нас и в предшествующих работах необходимо отметить следующее: 1) в наших расчетах мы имели для линий Fe I более точные значения сил осцилляторов, чем в [6—8]; 2) для линий Fe I мы более точно вычисляли величину затухания γ , которая в [6—8] была завышена (см. ниже); 3) наш анализ микротурбулентности был основан не только на линиях Fe I, но также на линиях Fe II и Ti II.

5. Химический состав

Как уже отмечалось, при определении химического состава мы рассматривали по возможности относительно слабые линии, чтобы снизить влияние отклонений от ЛТР и неопределенностей в микротурбулентности и в затухании. По этой причине, например, при вычислении содержания железа и титана мы использовали меньшее количество линий Fe I, Fe II и Ti II, чем при анализе микротурбулентности. Только для таких линий Fe I, Fe II и Ti II в табл. 3 указано содержание $\lg \epsilon$. Здесь нами применена обычная шкала, в которой для водорода принято $\lg \epsilon(\text{H}) = 12,00$.

В третьем столбце табл. 3 приведены значения сил осцилляторов. Для многих элементов gf -величины брались из [22], однако для Fe I была принята уточненная система данных [23]. Для Ti I мы основывались на недавних измерениях сил осцилляторов в Оксфорде [24, 25], а для Y II — на определениях [26].

На расчеты эквивалентных ширин линий Co I может влиять сверхтонкая структура атомных уровней. Мы приближенно учли ее в соответствии с методикой, предложенной в [27], приняв полуширину $\Delta\lambda_{\text{H}} = 0,12 \text{ \AA}$. В случае 20 CVn это привело к понижению $\lg \epsilon(\text{Co})$ в среднем на 0,27, а в случае δ Del (здесь линии Co I слабее) — только на 0,03.

Таблица 7
Химический состав атмосфер 20 CVn, δ Del и Солнца

Элемент	20 CVn		δ Del		$\lg \epsilon_{\odot}$	Элемент	20 CVn		δ Del		$\lg \epsilon_{\odot}$
	Число линий	$\lg \epsilon$	Число линий	$\lg \epsilon$			Число линий	$\lg \epsilon$	Число линий	$\lg \epsilon$	
C I	4	8,61	2	8,33	8,61	Co I	3	5,42	2	4,43	4,55
Na I	3	6,97	—	—	6,28	Ni I	17	6,88	6	6,60	6,08
Mg I	4	7,87	2	6,94	7,36	Ni II	3	7,09	—	—	6,21
Si II	2	8,15	—	—	7,55	Zn I	2	4,96	—	—	4,42
Ca I	10	6,78	7	6,11	6,36	Sr II	1	3,68	—	—	2,90
Sc II	8	3,86	5	2,60	3,00	Y II	7	2,97	4	2,83	2,24
Ti I	9	5,67	—	—	4,86	Zr II	13	3,93	3	3,91	2,96
Ti II	17	5,64	12	4,76	4,82	Ba II	1	3,56	1	2,93	2,40
V I	3	4,86	—	—	4,04	La II	8	2,52	2	1,66	1,13
V II	8	4,96	3	4,04	4,21	Ce II	9	2,93	—	—	1,59
Cr I	7	6,11	—	—	5,61	Pr II	1	1,92	—	—	0,83
Cr II	7	6,08	9	5,32	5,50	Nd II	1	2,66	—	—	1,26
Mn I	9	6,16	2	5,62	5,35	Sm II	2	2,61	—	—	1,06
Fe I	69	8,17	51	7,45	7,55	Eu II	1	1,66	1	1,16	0,35
Fe II	12	8,02	12	7,32	7,56	Gd II	2	2,18	—	—	1,12

Рис. 4. Сравнение содержания элементов в атмосферах 20 CVn и δ Del с их содержанием в атмосфере Солнца

Светлые кружки соответствуют определениям, выполненным по одной линии. Штриховая линия — среднее значение $\Delta \lg \epsilon$ для элементов от Na до Y

В табл. 7 представлено среднее содержание элементов в атмосферах 20 CVn и δ Del. Здесь же указаны значения $\lg \epsilon_{\odot}$ для солнечной атмосферы, соответствующие использованной в наших расчетах системе сил осцилляторов (подробнее об этом см. в [28]). В частности, для иттрия приведена величина $\lg \epsilon_{\odot}$, найденная в [26].

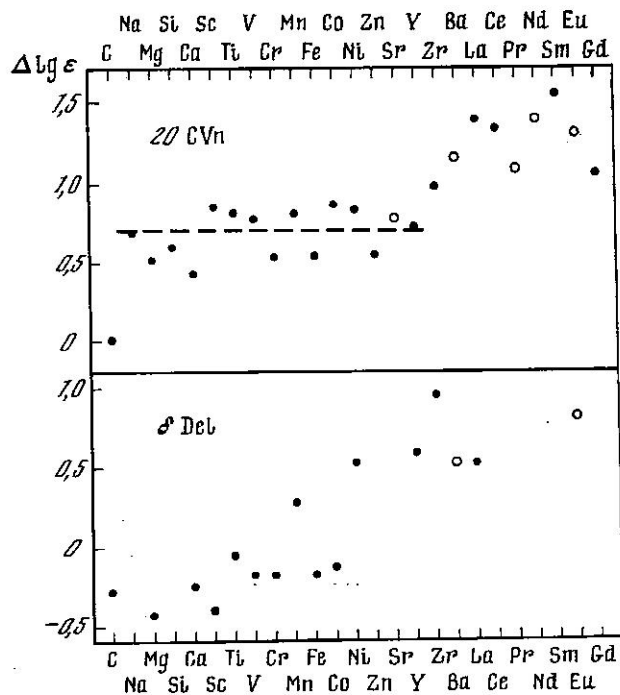
На рис. 4 представлено различие в химическом составе между исследованными звездами и Солнцем. Видим, что обе звезды имеют аномальный химический состав, однако характер этих аномалий разный. У 20 CVn по нашим данным только для углерода найдено нормальное содержание. Согласно [7] азот и кислород, линий которых не было в нашем списке, также имеют содержание, близкое к солнечному. Остальные элементы обнаружили значительный избыток. Для пятнадцати элементов от Na до Y разность $\Delta \lg \epsilon = \lg \epsilon_{*} - \lg \epsilon_{\odot}$ в среднем равна 0,7 (штриховая линия на рис. 4), и разброс около этого значения, обычно не превышающий $\pm 0,2$, можно объяснить случайными ошибками. Содержание редкоземельных элементов повышено сильнее, в среднем для них $\Delta \lg \epsilon = 1,3$ (избыток в 20 раз).

В атмосфере звезды δ Del относительно легкие элементы (C, Mg, Ca, Sc) содержатся в пониженном количестве по отношению к Солнцу. Однако по мере роста атомного номера, как видно из рис. 4, разность $\Delta \lg \epsilon$ увеличивается, становится положительной, и для наиболее тяжелых элементов наблюдается заметный избыток в содержании. Такой ход в величине $\Delta \lg \epsilon$ характерен для классических Am-звезд. В качестве примера можно привести результаты исследования четырех Am-звезд, полученные в [29] на основе той же методики. Отметим, что некоторые авторы рассматривают δ Del и подобные ей звезды как особый тип «металлических» звезд, которые в процессе эволюции заметно отошли от начальной главной последовательности и стали гигантами (см. [1, 6]). Большинство их является пульсирующими звездами.

На рис. 5 представлены результаты сравнения нашего определения химического состава 20 CVn и δ Del с данными Куртца [6] и Ишикавы [7, 8]. Из упомянутых работ только в одной содержатся значения $\lg \epsilon$ для отдельных линий (статья Ишикавы [7] по 20 CVn). В этом случае мы могли сопоставить содержание по одним и тем же линиям, предварительно внося поправки за разницу в силах осцилляторов. В остальных трех случаях (данные [6] для 20 CVn и δ Del и данные [8] для δ Del) мы такой возможности не имели, поэтому здесь приведенная на рис. 5 величина $\Delta \lg \epsilon$ находилась так:

$$\Delta \lg \epsilon = (\lg \epsilon_{*} - \lg \epsilon_{\odot})_{\text{Автор}} - (\lg \epsilon_{*} - \lg \epsilon_{\odot})_{\text{Куртц}}$$

Из рис. 5 следует, что для звезды 20 CVn согласие в содержании элементов от Ca до Zr можно считать хорошим. Однако для некоторых легких элементов (C, Mg, Si) расхождения между тремя работами, включая нашу, до-



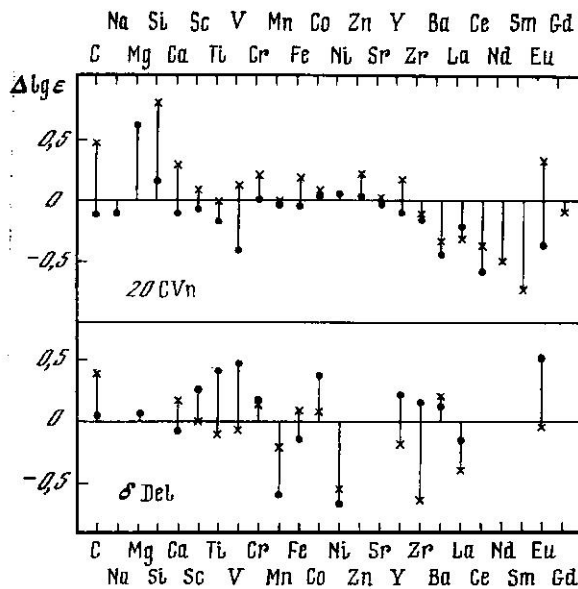


Рис. 5. Разница в содержании элементов между результатами Куртца [6], Ишикавы [7, 8] и нашими данными

Крестики — [6], кружки — [7, 8], нулевая линия соответствует нашим данным

стигают величины $\Delta \lg \epsilon = 0,5$ и более. Содержание пяти тяжелых элементов от Ba до Sm у Куртца [6] и Ишикавы [7] получилось систематически ниже, чем у нас. По-видимому, основная причина состоит в том, что значения W_λ для линий этих элементов в [6] и [7] заметно ниже наших.

Что касается $\delta \text{ Del}$, то для нее данные Ишикавы [8] менее надежны, так как

они получены методом кривых роста. Поэтому на рис. 5 в случае $\delta \text{ Del}$ основное внимание следует уделить данным Куртца [6]. Согласие с ними можно признать удовлетворительным, за исключением отдельных элементов (например, Ni и Zr). В целом рис. 5 характеризует точность современных знаний о химическом составе атмосфер переменных звезд типа $\delta \text{ Sct}$.

Говоря о точности, следует указать на два обстоятельства, снижающие надежность определения химического состава в предшествующих исследованиях. Во-первых, и Куртц [6], и Ишикава [7] использовали модели атмосфер, не учитывающие поглощение в линиях металлов. На основании расчетов Куруча [14] можно показать, что это приводит к занижению температуры на 200—300 K в тех слоях атмосферы, где образуются линии с эквивалентными ширинами $W_\lambda \lesssim 100 \text{ mÅ}$. Отсюда содержание $\lg \epsilon$, полученное по таким линиям, оказывается заниженным примерно на 0,2. Во-вторых, авторы [6, 7] для всех спектральных линий полагали, что постоянная затухания $\gamma = 10 \gamma_{cl}$, где γ_{cl} — «классическое» значение. Однако сейчас ясно, что такая оценка во многих случаях является завышенной (в частности, для линий Fe I и Ti II, см. [21]), что и привело к дополнительным ошибкам в [6, 7] при определении содержания.

Отметим, что при анализе расхождений между нашими оценками $\lg \epsilon$ для конкретных элементов и результатами Куртца [6] и Ишикавы [7, 8] следует учитывать также разницу в параметрах $T_{\text{эф}}$, $\lg g$ и ξ_t и, кроме того, систематические различия в эквивалентных ширинах W_λ , на которые мы уже указывали.

6. Эволюционные параметры

Зная $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$, сопоставлением с эволюционными расчетами Менгела и др. [30] можно найти массы M , радиусы R , светимости L и возрасты t исследованных звезд. Предварительно на основе данных [30] с помощью ЭВМ ЕС-1033 была выполнена параболическая интерполяция, чтобы на плоскости $\lg T_{\text{эф}} - \lg g$ иметь эволюционные треки с шагом $0,05 M_\odot$. Оценки M , R , L и t были получены при $Y = 0,265$ и $Z = 0,025$, что соответствует первоначальному содержанию гелия и металлов на Солнце.

Результаты определения эволюционных параметров представлены в табл. 8. Значения M , R , L и t для 20 CVn и $\delta \text{ Del}$ оказались очень близкими, различия заметно меньше ошибок определения этих величин. Возраст обеих звезд достаточно велик ($t \approx 10^9$ лет), т. е. они уже прошли заметный путь в своем развитии. Судя по их положению на эволюционных треках, звезды 20 CVn и $\delta \text{ Del}$ завершили фазу горения водорода в ядре и сейчас находятся в начале

Таблица 8
 Масса, радиус, светимость и возраст

Звезда	20 CVn	δ Del *	Звезда	20 CVn	δ Del *
M/M_{\odot}	$2,0 \pm 0,4$	$1,9 \pm 0,4$	$\lg(L/L_{\odot})$	$1,53 \pm 0,33$	$1,45 \pm 0,33$
$\lg(R/R_{\odot})$	$0,52 \pm 0,14$	$0,51 \pm 0,14$	L/L_{\odot}	34	28
R/R_{\odot}	3,3	3,2	$t, 10^6$ лет	800 ± 350	900 ± 350

* Если в соответствии с [3] эта звезда состоит из двух примерно одинаковых компонентов, тогда приведенные для нее параметры M, R, L и t следует рассматривать как усредненные по двум компонентам значения.

пути в область красных гигантов. Если подтвердится сообщение [3] о том, что δ Del является системой, состоящей из двух примерно одинаковых пульсирующих звезд, тогда приведенные для нее в табл. 8 эволюционные параметры следует рассматривать как средние значения для двух компонентов.

7. Основные результаты

1. По спектрограммам с дисперсией 4 и 6 Å/мм измерены эквивалентные ширины W_{λ} многих линий в спектрах пульсирующих звезд 20 CVn и δ Del. Показано, что результаты определения W_{λ} , полученные для 20 CVn и δ Del разными авторами, имеют систематические различия, достигающие 40%.

2. На основе моделей атмосфер Куруча [14] сравнением ряда теоретических и наблюдаемых характеристик найдены следующие значения эффективной температуры, ускорения силы тяжести и скорости микротурбулентности: $T_{\text{эф}} = 7650$ К, $\lg g = 3,7$ и $\xi_t = 4,5$ км/с для 20 CVn; $T_{\text{эф}} = 7400$ К, $\lg g = 3,7$ и $\xi_t = 5,5$ км/с для δ Del. Ошибки определения составляют ± 200 К, $\pm 0,2$ и $\pm 0,5$ км/с соответственно.

3. Определен химический состав атмосфер 20 CVn и δ Del. У обеих звезд он оказался аномальным, однако характер этих аномалий различный.

4. В атмосфере 20 CVn, по-видимому, лишь группа CNO имеет содержание, близкое к солнечному. Все остальные элементы находятся в избытке, причем содержание элементов от Na до Y повышено в среднем в 5 раз, а содержание редких земель — в 20 раз относительно Солнца.

5. В атмосфере δ Del сравнительно легкие элементы находятся в дефиците, однако по мере роста атомного номера наблюдается увеличение избыточного содержания элементов. Такое поведение химического состава характерно для классических Am-звезд.

6. Сопоставлением с эволюционными расчетами найдены массы, радиусы, светимости и возрасты 20 CVn и δ Del. Обе звезды уже прошли стадию горения водорода в ядре и сейчас находятся в начале перехода в область красных гигантов.

Апрель 1983 г.

Литература

1. *Breger M.* Delta Scuti and related stars.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1979, vol. 91, p. 5—26.
2. *Uesugi A., Fukuda J.* Revised catalogue of stellar rotational velocities. Department of astronomy Kyoto Univ., Kyoto, Japan, 1982.
3. *Duncan D. K., Preston G. W.* The binary Delta Scuti system δ Delphini.— Bull. Amer. Astron. Soc., 1979, vol. 11, p. 728.
4. *Moore Ch. E.* A multiplet table of astrophysical interest.— In: Contrib. Princeton Univ. Obs. Wash., 1945, N 20, p. 1—96.
5. *Moore Ch. E., Minnaert M. G. J., Houtgast J.*— The Solar spectrum 2935 Å to 8770 Å, N. B. S. Monograph. 61: Wash.: US Govern. Print Off., 1966.
6. *Kurtz D. W.* Metallicity and pulsation: an analysis of the Delta Delphini stars.— Astrophys. J. Suppl., 1976, vol. 32, p. 651—680.
7. *Ishikawa M.* Spectrum of the Delta Scuti variable 20 Canum Venaticorum: a model — atmosphere analysis.— Publ. Astron. Soc. Japan, 1975, vol. 27, p. 1—33.

8. *Ishikawa M.* An abundance analysis of the Delta Scuti variable Delta Delphini.— Publ. Astron. Soc. Japan, 1973, vol. 25, p. 111—127.
9. *Dickens R. J., French V. A., Owt P. W.* et al. An abundance analysis of the Delta Scuti variable 20 CVn.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1971, vol. 153, p. 1—7.
10. *Bessell M. S.* An investigation of short-period variable stars. I. The Delta Scuti stars. II. The AI Velorum stars.— Astrophys. J. Suppl., 1969, vol. 18, N 160, p. 167—220.
11. *Reimers D.* Quantitative Analyse des δ Scuti-Veränderlichen δ Delphini.— Astron. and Astrophys., 1969, vol. 3, p. 94—109.
12. *Reimers D.* New fine analysis of the spectroscopic binary δ Del.— Astron. and Astrophys., 1976, vol. 53, p. 377—384.
13. *Smith M. A.* Microturbulence in a stars as derived from line profiles.— Astrophys. J., 1973, vol. 182, p. 159—175.
14. *Kurucz R. L.* Model atmospheres for G, F, A, B and O stars.— Astrophys. J. Suppl., 1979, vol. 40, p. 1—340.
15. *Kurucz R. L.* ATLAS: a computer program for calculating model stellar atmospheres.— Smiths. Astrophys. Obs. Spec. Rep., 1970, N 309, p. 1—293.
16. *Любимков Л. С.* Применение моделей атмосфер при исследовании звезд классов В—G.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1980, т. 62, с. 44—53.
17. *Волошина И. Б., Глушинева И. Н., Дорошенко В. Т.* и др. Спектрофотометрия ярких звезд. М.: Наука, 1982.
18. *Харитонов А. В., Терещенко В. М., Князева Л. Н.* Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата: Наука, 1978.
19. *Hauck B., Mermilliod M.* *wbyß* photoelectric photometric catalogue.— Astron. and Astrophys. Suppl., 1980, vol. 40, p. 1—32.
20. *Baglin A., Breger M., Chevalier C.* et al. Delta Scuti stars.— Astron. and Astrophys., 1973, vol. 23, p. 221—240.
21. *Любимков Л. С., Боярчук А. А.* Влияние отклонений от ЛТР на определение микро-турбулентности в атмосферах сверхгигантов класса F.— Астрофизика, 1983, т. 19, с. 683—696.
22. *Боярчук А. А., Боярчук М. Е.* Спектроскопическое исследование трех сверхгигантов класса F8.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1981, т. 63, с. 66—85.
23. *Боярчук А. А., Саванов И. С.* Силы осцилляторов для нейтрального железа и его содержание в атмосфере Солнца.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1985, т. 70.
24. *Blackwell D. E., Peiford A. D., Shallis M. J., Legget S.* Precision measurement of relative oscillator strengths for Ti I. I. Transitions from levels a^3F_2 (0.00 eV) and a^3F_3 (0.02 eV) and a^3F_4 (0.05 eV) measured with an accuracy of 0.5 per cent.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1982, vol. 199, p. 21—31.
25. *Blackwell D. E., Menon S. L., Peiford A. D., Shallis M. J.* Precision measurement of relative oscillator strengths for Ti I. II. Transitions from levels a^5F_{1-4} (0.81—0.84 eV), a^1D_2 (0.90 eV) and a^3P_{0-2} (1.05—1.07 eV).— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1982, vol. 201, p. 611—617.
26. *Hannaford P., Lowe R. M., Grevesse N., Biemont E.* Oscillator strengths for Y I and Y II and the solar abundance of Yttrium.— Astrophys. J., 1982, vol. 261, p. 736—746.
27. *Abt A.* Hyperfine structure in the solar spectrum.— Astrophys. J., 1952, vol. 115, p. 199—205.
28. *Любимков Л. С., Боярчук А. А.* Атмосфера Канопуса. II. Химический состав. Определение массы, радиуса, светимости и возраста.— Астрофизика, 1982, т. 18, с. 596—607.
29. *Любимков Л. С., Саванов И. С.* Химический состав атмосфер, массы, радиусы и другие параметры четырех Am-звезд.— Астрофизика, 1983, т. 19, с. 505—511.
30. *Mengel J. G., Sweigart A. V., Demarque P., Gross P.* Stellar evolution from the zero-age main sequence.— Astrophys. J. Suppl., 1979, vol. 40, p. 733—791.

УДК 523.8

ИССЛЕДОВАНИЕ ГОРЯЧЕЙ Am-ЗВЕЗДЫ 43 Peg МЕТОДОМ МОДЕЛЕЙ АТМОСФЕР

И. С. Саванов

По спектрограммам с дисперсией (4—6) Å/мм на основе моделей атмосфер Куруча [4] выполнен анализ горячей Am-звезды 43 Peg. Найдены следующие значения эффективной температуры, ускорения силы тяжести и микротурбулентной скорости: $T_{\text{эф}} = (9800 \pm 150)$ К; $\lg g = 3,8 \pm 0,15$; $\xi_t = (3,5 \pm 0,5)$ км/с. Предполагаемое понижение содержания гелия в атмосфере 43 Peg не сказывается значительно на параметрах окончательно выбранной модели.

Определено содержание 23 элементов (табл. 3). Обнаружен дефицит кремния и скандия, остальные элементы находятся в избытке по отношению к солнечному химическому составу.

При сопоставлении с эволюционными расчетами [15] были определены масса, радиус, светимость и возраст звезды (табл. 5). Как по своим эволюционным параметрам, так и по химическому составу 43 Peg оказалась близкой к звезде 68 Tau, принадлежащей скоплению Гиады.

A. MODEL ATMOSPHERE ANALYSIS OF THE HOT Am-STAR 43 Peg, by I. S. Savanov.— Using high dispersion spectrograms and model atmospheres of Kurucz [4] the analysis of the hot Am-star 43 Peg was fulfilled. The following values of effective temperature, gravity and microturbulence were obtained: $T_{\text{ef}} = (9800 \pm 150)$ K; $\lg g = 3.8 \pm 0.15$; $\xi_t = (3.5 \pm 0.5)$ km/s. Possible underabundance of helium didn't influence greatly on these parameters of atmosphere.

The abundances of 23 elements were found (table 3). All elements are overabundant, except Si and Sc.

Mass, radius, luminosity and age of the star were found using evolutionary calculations [15] (table 5). In evolutionary parameters and in chemical composition the star 43 Peg showed likeness with the star 68 Tau, belonging to the Hyades cluster.

1. Наблюдательные данные

Изучение атмосфер Am-звезд, температура которых лежит в диапазоне 9000—10 000 К, позволило бы дать ответ на ряд вопросов. Один из них — вопрос о поведении аномалий химического состава «горячих» Am-звезд. В настоящее время очень мало известно о содержании элементов тяжелее бария в атмосферах этих звезд. Такое изучение также интересно с точки зрения установления связи Am-звезд с другими группами звезд аномального химического состава и peculiarными звездами спектрального класса В.

Среди звезд, изученных нами ранее, в этот диапазон эффективных температур попадает звезда 68 Tau из скопления Гиады (согласно нашей оценке ее эффективная температура $T_{\text{эф}} = 9300$ К [1]). Нами будет изучена более горячая звезда 43 Peg (HD 214 994). Она относится к спектральному классу A1 IV и имеет величину $v \sin i = 12$ км/с [2].

Таблица 1
Спектральные наблюдения 43 Peg

Дата наблюдений, 1981 г.	Фотоматериал	Время экспозиции	Дисперсия, Å/мм	Спектральная область, Å
05.09	103aO	2 ^h	6	3800—5000
17.07	103aO	2 ^h 25 ^m	4	3850—4750
18.07	103aO	2 ^h 35 ^m	4	3850—4750
20.07	103aD	2 ^h	6	4730—6150
17.08	103aD	2 ^h 43 ^m	6	4730—6150

Наблюдательный материал для 43 Peg был получен на 2,6-м телескопе Крымской астрофизической обсерватории со спектрографом фокуса куде. Основные данные о наблюдениях приведены в табл. 1. На каждую пластинку со спектрограммой впечатывался калибровочный снимок девятиступенчатого ослабителя. Пластинки проявлялись в проявителе Д-19 в стандартных режимах. Фотометрические измерения спектрограмм проводились на микрофотометре непосредственно в интенсивностях. Для отождествления линий и определения их эквивалентных ширин использовалась методика, описанная в [3]. Для дальнейшего анализа отбирались только неблендированные линии.

Список этих линий приведен в табл. 2, в которой соответственно указаны: длина волны λ , номер мультиплета n , потенциал возбуждения нижнего уровня χ , величина $\lg gf$, измеренная величина $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ и найденное содержание $\lg \epsilon$ элемента. Последняя величина дается в шкале, в которой $\lg \epsilon (H) = 12,0$.

Таблица 2

Список исследованных линий

Элемент, $\lambda, \text{Å}$	n	$\chi, \text{эВ}$	$\lg gf$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lg \varepsilon$	Элемент, $\lambda, \text{Å}$	n	$\chi, \text{эВ}$	$\lg gf$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lg \varepsilon$
Mg I						Cr I					
4057,50	16	4,33	-1,14	0,82	7,88	4254,34	1	0,00	-0,11	1,00	6,13
4167,27	15	4,35	-1,19	0,79	7,91	4274,81	1	0,00	-0,23	0,78	5,95
4702,99	11	4,33	-0,58	1,00	7,64	Cr II					
5167,32	2	2,70	-0,87	1,36	7,77	4145,77	162	5,30	-0,79	1,01	5,80
5183,60	2	2,70	-0,16	1,56	7,98	4179,43	26	3,81	-1,76	1,05	5,99
Si II						4242,38	31	3,85	-1,56	1,31	6,29
4128,05	3	9,79	+0,57	1,56	7,36	4252,68	31	3,84	-2,10	0,82	6,05
4130,65	3	9,80	+0,75	1,54	7,14	4261,91	31	3,85	-1,73	1,14	6,15
5041,06	5	10,02	+0,28	1,25	7,46	4269,28	31	3,84	-2,33	0,61	6,02
5056,02	5	10,03	+0,54	1,14	6,99	4275,57	31	3,84	-1,85	1,06	6,14
Ca I						4284,21	31	3,84	-1,91	0,95	6,04
4226,73	2	0,00	+0,24	1,33	6,45	4555,02	44	4,05	-1,45	1,00	5,81
4434,96	4	1,88	-0,03	0,55	6,62	4558,66	44	4,06	-0,49	1,54	6,19
4454,78	4	1,89	+0,25	0,69	6,52	4588,22	44	4,05	-0,66	1,45	5,99
Sc II						4592,04	44	4,06	-1,35	1,19	6,03
4246,83	7	0,31	+0,32	1,23	2,70	4616,64	44	4,05	-1,35	1,20	6,04
4320,75	15	0,61	-0,21	0,66	2,62	4618,83	44	4,06	-0,96	1,48	6,42
4325,01	15	0,59	-0,39	0,61	2,73	4634,11	44	4,05	-1,06	1,33	6,04
4374,46	14	0,62	-0,50	0,63	2,87	5237,34	43	4,06	-1,08	1,18	5,89
4415,56	14	0,60	-0,64	0,51	2,86	5274,99	43	4,05	-1,40	1,07	5,98
Ti II						5279,92	43	4,06	-1,89	0,87	6,19
4163,64	105	2,58	-0,40	1,39	5,38	5305,85	24	3,81	-2,04	0,92	6,26
4287,89	20	1,08	-1,96	0,89	5,16	5313,59	43	4,06	-1,39	0,92	5,75
4290,24	41	1,16	-0,97	1,44	5,28	Mn I					
4294,10	20	1,08	-1,05	1,36	5,08	4030,76	2	0,00	-0,60	0,88	5,89
4300,05	41	1,18	-0,81	1,56	5,62	4033,07	2	0,00	-0,75	1,03	6,26
4301,93	41	1,16	-1,41	1,31	5,38	4235,14	23	2,91	-0,02	0,27	6,21
4312,86	41	1,18	-1,28	1,40	5,48	Fe I					
4314,98	41	1,16	-1,47	1,45	5,82	4005,28	43	1,55	-0,61	1,35	7,88
4316,81	94	2,05	-1,83	0,39	5,07	4009,71	72	2,21	-1,16	0,48	7,67
4320,97	41	1,16	-1,88	0,90	5,19	4014,53	802	3,56	-0,18	0,51	7,41
4367,66	104	2,58	-0,68	1,02	5,00	4045,82	43	1,48	+0,28	1,57	7,75
4386,86	104	2,60	-0,79	0,89	4,95	4062,45	359	2,83	-0,78	0,56	7,67
4394,06	51	1,22	-1,71	0,98	5,18	4063,60	43	1,15	+0,09	1,47	7,55
4395,03	19	1,08	-0,65	1,54	5,40	4067,98	559	3,20	-0,42	0,85	7,86
4395,85	61	1,24	-2,15	0,54	5,07	4071,74	43	1,60	-0,02	1,43	7,55
4399,77	51	1,23	-1,51	1,34	5,60	4134,68	357	2,82	-0,48	0,82	7,68
4411,08	115	3,10	-1,07	0,85	5,47	4137,00	726	3,40	-0,52	0,48	7,65
4417,73	40	1,16	-1,37	1,33	5,40	4143,87	43	1,55	-0,44	1,37	7,79
4421,95	93	2,06	-1,80	0,46	5,14	4175,64	354	2,83	-0,67	0,40	7,36
4443,80	19	1,08	-0,81	1,48	5,26	4184,90	355	2,82	-0,86	0,79	8,01
4444,56	31	1,11	-2,24	0,53	5,08	4187,04	152	2,44	-0,54	0,96	7,71
4450,49	19	1,08	-1,59	1,24	5,38	4198,27	152	2,39	-0,71	1,08	8,01
4468,49	31	1,13	-0,77	1,48	5,26	4202,03	42	1,48	-0,70	1,18	7,63
4488,32	115	3,11	-0,75	1,00	5,37	4210,35	152	2,47	-0,92	0,78	7,87
4501,27	31	1,11	-0,90	1,48	5,38	4219,36	800	3,56	+0,07	0,89	7,66
4529,47	82	1,57	-2,03	0,84	5,52	4222,22	152	2,44	-0,96	0,51	7,57
4563,76	50	1,22	-0,90	1,49	5,51	4225,46	693	3,40	-0,49	0,42	7,56
4571,97	82	1,56	-0,65	1,57	5,83	4227,42	689	3,32	+0,25	1,20	7,80
5183,90	86	1,88	-1,56	1,03	5,58	4233,61	152	2,47	-0,60	0,97	7,80
5188,70	70	1,57	-1,15	1,26	5,41	4235,94	152	2,41	-0,34	1,09	7,69
V II						4247,43	693	3,35	-0,26	0,66	7,57
3952,97	10	1,47	-0,81	1,26	4,71	4250,12	152	2,46	-0,40	1,01	7,66
4005,72	32	1,81	-0,67	1,23	4,73	4260,48	152	2,39	-0,06	1,37	7,93
4023,39	32	1,80	-0,72	1,09	4,54	4271,16	152	2,44	-0,34	1,06	7,67
4035,63	32	1,79	-0,74	1,05	4,49	4271,76	42	1,48	-0,16	1,42	7,64
4183,44	37	2,04	-1,14	0,71	4,61	4282,41	71	2,17	-0,78	0,95	7,79
4564,59	56	2,26	-1,36	0,51	4,79	4299,24	152	2,41	-0,44	1,00	7,67
						4325,77	42	1,60	+0,01	1,50	7,88
						4369,77	518	3,03	-0,86	0,32	7,61

Таблица 2 (продолжение)

Элемент, $\lambda, \text{Å}$	n	$\chi, \text{эВ}$	$\lg gf$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lg \epsilon$	Элемент, $\lambda, \text{Å}$	n	$\chi, \text{эВ}$	$\lg gf$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lg \epsilon$
4383,55	41	1,48	+0,20	1,53	7,78	5325,56	49	3,21	-3,52	0,92	8,00
4404,75	41	1,55	-0,14	1,44	7,77	5362,86	48	3,19	-2,80	1,36	8,20
4415,13	41	1,60	-0,61	1,21	7,70	5425,27	49	3,19	-3,54	0,90	8,00
4422,57	350	2,83	-1,11	0,46	7,90						
4447,72	68	2,17	-1,34	0,66	7,97	Co I					
4459,12	68	2,17	-1,27	0,64	7,88	3995,31	31	0,92	-0,16	0,32	5,48
4466,55	350	2,82	-0,66	0,56	7,57						
4476,02	350	2,83	-0,59	0,88	7,90	Ni I					
4494,57	68	2,19	-1,13	0,60	7,73	4470,48	86	3,38	-0,30	0,53	7,10
4528,62	68	2,17	-0,82	0,98	7,89						
4920,51	318	2,82	-0,12	1,09	7,62	Ni II					
5232,95	383	2,93	-0,23	0,95	7,80	4015,50	10	4,01	-2,46	1,16	6,97
5269,54	15	0,86	-1,32	1,14	7,95	4192,10	10	4,01	-2,84	0,87	6,95
5364,87	1146	4,43	+0,18	0,75	8,01	4244,80	9	4,01	-3,17	0,63	7,00
5367,47	1146	4,40	+0,31	0,72	7,84						
5369,96	1146	4,35	+0,36	1,02	8,18	Sr II					
5371,49	15	0,95	-1,64	0,86	7,90	4305,65	3	3,03	-0,14	0,66	3,68
5383,37	1146	4,29	+0,55	0,97	7,87						
5404,14	1145	4,42	+0,56	0,90	7,84	Y II					
						4309,62	5	0,18	-0,75	0,63	2,96
Fe II						4374,95	13	0,41	+0,16	1,22	3,02
4002,07	29	2,77	-3,63	0,75	7,63	Zr II					
4122,64	28	2,57	-3,58	1,22	7,97						
4128,14	27	2,57	-3,54	1,04	7,64	4029,68	41	0,71	-0,66	0,63	3,37
4173,45	27	2,57	-2,69	1,55	8,03	4048,68	43	0,80	-0,39	0,83	3,40
4178,86	28	2,57	-2,80	1,51	7,99	4050,32	43	0,71	-1,00	0,46	3,51
4233,17	27	2,57	-2,08	1,65	7,85	4149,22	41	0,80	-0,03	1,20	3,58
4258,16	28	2,69	-3,45	1,16	7,84	4156,21	29	0,71	-0,85	0,68	3,61
4273,32	27	2,70	-3,38	1,08	7,63	4161,21	42	0,71	-0,72	0,80	3,63
4296,57	28	2,69	-3,20	1,31	7,88	4208,99	41	0,71	-0,46	0,90	3,52
4314,29	32	2,66	-3,55	0,98	7,64	4211,88	15	0,52	-1,21	0,36	3,51
4369,40	28	2,78	-3,82	0,84	7,81	4496,96	40	0,71	-0,81	0,49	3,05
4413,60	32	2,66	-4,10	0,61	7,74						
4416,82	27	2,77	-2,68	1,44	7,80	Ba II					
4472,92	37	2,83	-3,54	1,02	7,82	4554,03	1	0,00	+0,19	1,44	3,49
4489,19	37	2,82	-3,02	1,34	7,89	4934,09	1	0,00	-0,13	1,25	3,38
4491,40	37	2,84	-2,89	1,36	7,84						
4508,28	38	2,84	-2,42	1,47	7,73	La II					
4515,34	37	2,83	-2,58	1,46	7,85	3949,10	41	0,40	+0,49	0,45	2,23
4520,23	37	2,79	-2,65	1,46	7,89	4031,68	40	0,32	-0,10	0,17	2,46
4522,63	38	2,83	-2,25	1,53	7,73						
4541,52	38	2,84	-2,90	1,29	7,68	Ce II					
4555,89	37	2,82	-2,42	1,53	7,97	4137,65	2	0,52	+0,25	0,16	2,78
4576,33	38	2,83	-3,09	1,37	8,08						
4582,84	37	2,83	-3,19	1,21	7,80	Nd II					
4583,83	38	2,79	-1,95	1,61	7,82	4061,09	10	0,47	+0,44	0,29	2,54
4620,51	38	2,82	-3,29	1,09	7,69						
5197,57	49	3,22	-2,48	1,33	7,75	Eu II					
5234,62	49	3,21	-2,41	1,29	7,58	4205,05	1	0,00	+0,47	0,61	2,08
5254,91	49	3,22	-3,23	1,00	7,83						
5264,80	48	3,22	-3,00	1,09	7,75	Gd II					
5275,99	49	3,19	-2,20	1,46	7,95	4251,73	15	0,38	+0,07	0,49	2,57
5284,09	48	2,88	-3,07	1,21	7,86						

2. Выбор модели атмосферы

Вычисления основывались на моделях атмосфер Куруча [4], методика расчетов описана в [5] и [1]. Все расчеты выполнены на ЭВМ ЕС-1033 Крымской астрофизической обсерватории.

Для определения эффективной температуры и ускорения силы тяжести применялись три критерия. Во-первых, было проведено сравнение наблюдаемого и теоретического отношения потоков излучения в двух участках непрерывного спектра на длинах волн $\lambda 4625 \text{ Å}$ и $\lambda 3625 \text{ Å}$. Данные о теорети-

ческих потоках были взяты из [4], наблюдательные данные о распределении энергии в спектре 43 Peg — из [6]. Наблюдаемые потоки не исправлялись за межзвездное поглощение, так как звезда находится на расстоянии 55 пс. Для сооставления с теоретическими наблюдаемые потоки было необходимо исправить за поглощение в линиях металлов. Полученные спектрограммы не позволили оценить блендирование линиями в районе $\lambda 3625 \text{ \AA}$. Поэтому было проведено сравнение блокировочных коэффициентов для 43 Peg, измеренных по регистрограммам в трех интервалах длиной 25 \AA , с измерениями для Сириуса, горячей Am-звезды [7]. Поскольку в пределах ошибок наших измерений они согласуются, то для исправления наблюдаемого потока в районе $\lambda 3625 \text{ \AA}$ были использованы данные из [7]. Следует отметить, что если исправление наблюдаемого потока целиком основывать на блокировочных коэффициентах, рассчитанных Куручем [4] (модель $T_{\text{эф}} = 10\,000 \text{ K}$, $\lg g = 4,0$), то на рис. 1 кривая, соответствующая равенству наблюдаемого и теоретического отношений потоков, сместится лишь приблизительно на 100 K в сторону увеличения температуры. Это позволяет надеяться, что данный критерий надежно ограничивает диапазон возможных значений $T_{\text{эф}}$.

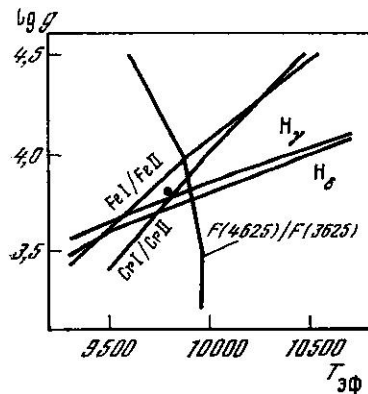


Рис. 1. Диаграмма для определения эффективной температуры $T_{\text{эф}}$ и ускорения силы тяжести g . Точка соответствует принятой модели

Окончательно (см. рис. 1) были приняты следующие параметры модели атмосферы 43 Peg:

$$T_{\text{эф}} = 9800 \pm 150 \text{ K}; \lg g = 3,8 \pm 0,15.$$

3. Изменения в относительном содержании гелия

В спектрах столь горячих звезд начинают появляться линии гелия. Определение содержания гелия в атмосфере 43 Peg нами не проводилось, однако наблюдаемая эквивалентная ширина линии He I $\lambda 4471 \text{ \AA}$ свидетельствует в пользу пониженного содержания гелия в атмосфере этой звезды. Пониженное содержание гелия для ряда Am-звезд с температурами $T_{\text{эф}} = 9000 \div 10\,000 \text{ K}$ получили Лейн и Лестер [10].

Поскольку гелий является вторым по распространенности элементом после водорода, то интересно было выяснить, как скажется влияние пониженного содержания гелия на выборе модели атмосферы. Для этой цели мы применили модели Клингесмита [11], вычисленные для различных отношений $N(\text{He})/N(\text{H})$. Были рассмотрены два предельных случая: $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,125$ (нормальное содержание) и $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,0$. Оказалось, что уменьшение $N(\text{He})/N(\text{H})$ от 0,125 до 0,0 сильнее всего отразилось на соответствии теоретических и наблюдаемых профилей водородных линий, в меньшей степени на ионизационном равновесии и совсем незначительно — на непрерывном спектре.

В результате было установлено, что при отношении $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0,0$ наблюдениям будет лучше соответствовать модель, температура которой на 100 K выше, а величина $\lg g$ на $0,15$ больше, чем у принятой (т. е. при нормальном отношении $N(\text{He})/N(\text{H})$). Однако такие изменения все же находятся в пределах ошибок принятой модели. К тому же случай $N(\text{He})/N(\text{H}) =$

= 0,0 является предельным, в то время как реальное уменьшение гелия в атмосфере исследуемой звезды меньше, и, следовательно, отличие от принятой модели будет еще менее значительным.

4. Определение микротурбулентности

Анализ микротурбулентности основывался на 51 линии нейтрального железа, при этом для 21 из них имелись высокоточные оксфордские силы осцилляторов. Все линии были разбиты на пять групп в зависимости от эквивалентной ширины W_λ . Для каждой линии вычислялось содержание железа $\lg \epsilon$ (Fe) при различных значениях микротурбулентности ξ_t . Подбиралось значение ξ_t , при котором средние для групп величины $\lg \epsilon$ (Fe) совпадали в пределах среднеквадратичных ошибок. Как видно из рис. 2, наилучшим образом этому условию удовлетворяет значение $\xi_t = 3,5$ км/с.

Аналогичное определение микротурбулентности было проведено и по линиям Fe II. Расчеты привели к большему значению $\xi_t = 4,0$ км/с.

В дальнейших расчетах было принято значение микротурбулентной скорости $\xi_t = 3,5 \pm 0,5$ км/с, определенное по линиям Fe I.

5. Химический состав

На основе модели с параметрами $T_{\text{эф}} = 9800$ К; $\lg g = 3,8$ и $\xi_t = 3,5$ км/с были определены содержания 23 химических элементов. Результаты, полученные для каждой линии, представлены в табл. 2; средние значения для элемента собраны в табл. 3, в которой для сравнения приведен химический состав солнечной атмосферы в той же системе сил осцилляторов. Окончательное содержание элементов для 43 Peg определялось преимущественно по слабым линиям с эквивалентными ширинами W_λ меньше 80 мА. На рис. 3 химический состав для атмосферы 43 Peg сооставлен с солнечным. Только для двух элементов, кремния и скандия, был обнаружен дефицит по отношению к солнечному содержанию. Содержание кальция показывает небольшой избыток, что находится в соответствии с температурной зависимостью, отмеченной в [1]. Остальные элементы показывают избыток по отношению к солнечному содержанию, причем этот избыток довольно монотонно растет с увеличением атомной массы, за исключением железа.

На рис. 3 также представлено сравнение химического состава 43 Peg с данными для другой горячей Am-звезды 68 Tau [1]. Светлые кружки на этом рисунке соответствуют случаям, когда разность $\Delta \lg \epsilon = \lg \epsilon$ (El)_{43 Peg} — $\lg \epsilon$ (El)_{68 Tau} определялась или по одной линии, или, когда общих линий

Таблица 3
Содержание элементов в атмосферах 43 Peg и Солнца

Элемент	Число линий	$\lg \epsilon$		Элемент	Число линий	$\lg \epsilon$	
		43 Peg	Солнце			43 Peg	Солнце
Mg I	5	7,84	7,60	Co I	1	5,48	4,60
Si II	4	7,24	7,55	Ni I	1	7,10	6,02
Ca I	3	6,53	6,36	Ni II	3	6,97	6,21
Sc II	5	2,76	3,05	Sr II	1	3,68	2,90
Ti II	12	5,20	4,85	Y II	2	2,99	2,24
V II	6	4,65	4,00	Zr II	9	3,46	2,56
Cr I	2	6,04	5,60	Ba II	2	3,44	2,40
Cr II	20	6,05	5,50	La II	2	2,34	1,43
Mn I	3	6,12	5,55	Ce II	1	2,78	1,55
Fe I	35	7,78	7,55	Nd II	1	2,54	1,23
Fe II	11	7,74	7,56	Eu II	1	2,06	0,70
				Gd II	1	2,57	1,10

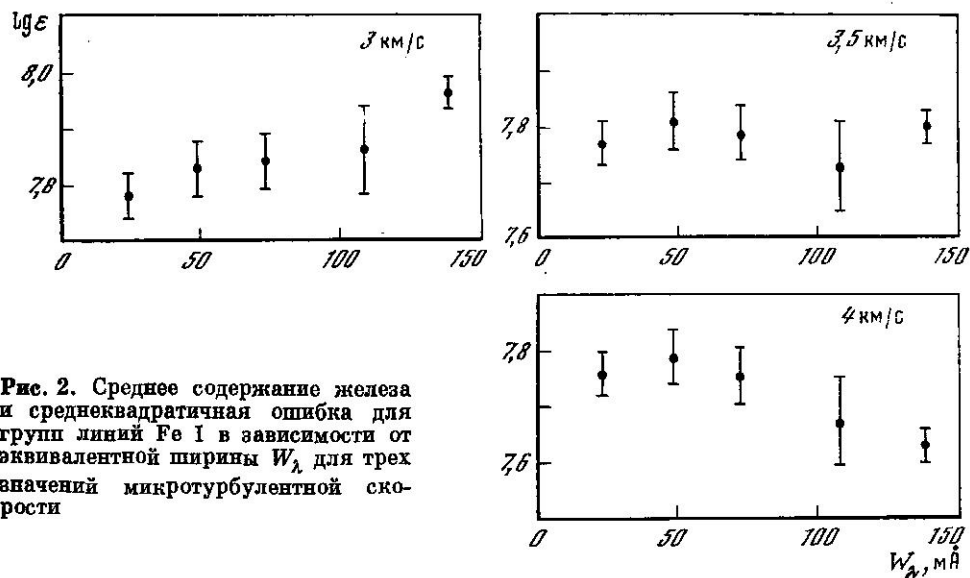


Рис. 2. Среднее содержание железа и среднеквадратичная ошибка для групп линий Fe I в зависимости от эквивалентной ширины W_λ для трех значений микротурбулентной скорости

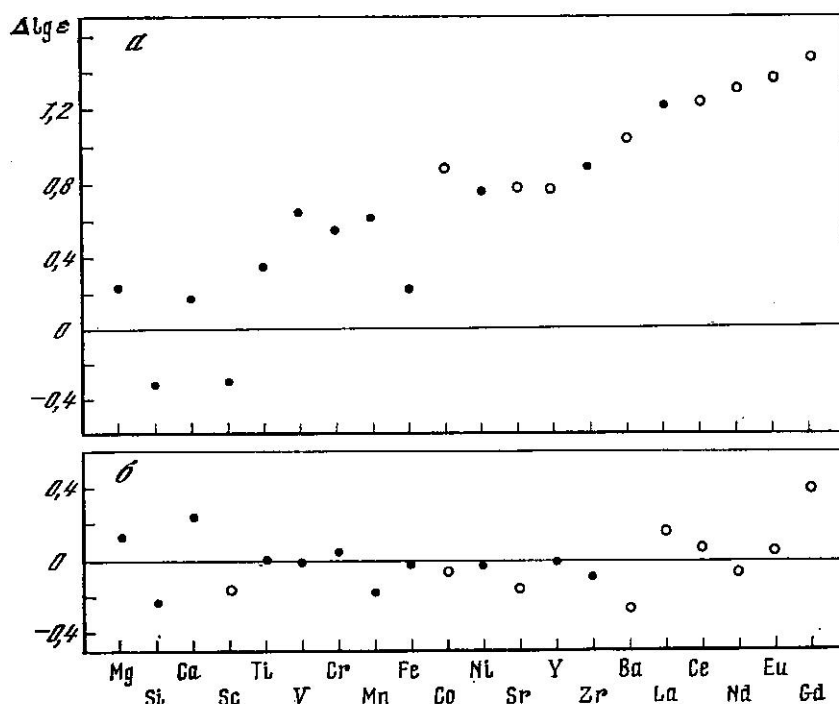


Рис. 3. Сравнение содержания элементов в атмосферах 43 Peg и Солнца (а) и 43 Peg и 68 Tau [1] (б)

Светлые кружки соответствуют менее уверенным определениям (см. текст)

не было вообще, как разность между окончательными содержаниями. Несмотря на заметное различие в эффективных температурах ($\Delta T = 500 \text{ K}$), обе звезды оказались близкими по химическому составу. Исключения составляют лишь содержания Si и Ca.

Для 43 Peg параметры модели атмосферы и содержания элементов определялись Адельманом [8], Конти и Стромом [9], Алленом [12] и Миттоном [13]. Результаты определений эффективной температуры, ускорения силы тяжести и микротурбулентной скорости приведены в табл. 4. Сравнение с ре-

Таблица 4

Результаты определений основных параметров атмосферы 43 Peg

Источник	$T_{\text{эф}}, \text{K}$	$\lg g$	$\xi, \text{км/с}$
Крым	9800 ± 150	$3,80 \pm 0,15$	$3,5 \pm 0,5$
Миттон [13]	9 500	3,5	1,6
Адельман [8]	10 100	4,0	3,0
Аллен [12]	9 800	3,8	3,2
Контт, Стром [9]	9 500	4,0	3,0

зультатами анализа химического состава затруднено, поскольку указанные авторы не приводят значения использованных сил осцилляторов. Единственно возможным представилось сопоставление с данными Адельмана [8] в форме $\Delta \lg \varepsilon = \lg \varepsilon (El)_{43 \text{ Peg}} - \lg \varepsilon (El)_{\odot}$, поскольку Адельман приводит величины $\lg \varepsilon (El)_{\odot}$, полученные в той же системе сил осцилляторов. Как следует из рис. 4, учитывая различия в $T_{\text{эф}}$, согласие в значениях $\Delta \lg \varepsilon$, определенных нами и Адельманом, оказалось достаточно хорошим, кроме случаев ванадия и иттрия. В пользу нашего определения содержания ванадия свидетельствуют результаты, полученные Каули, Элсте и Урбански [14]. По расчетам этих авторов, применявших ту же модель атмосферы, что использовалась и в [12], и близкую к нашей систему сил осцилляторов для линий V II, величина $\lg \varepsilon (V) = 4,6 \pm 0,1$ (согласно нашему определению $\lg \varepsilon (V) = 4,65$). Различие в содержании иттрия может быть связано с тем, что мы используем новые данные о силах осцилляторов для Y II [15] и соответствующее значение $\lg \varepsilon (Y)$ для Солнца.

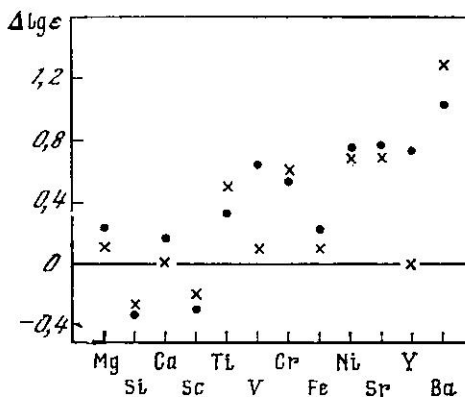


Рис. 4. Сравнение содержания элементов в атмосфере 43 Peg и Солнца, найденного автором (кружки) и Адельманом [8] (крестики)

6. Сравнение с эволюционными расчетами

Масса M , радиус R , светимость L и возраст t для 43 Peg были найдены по результатам эволюционных расчетов [16]. В качестве исходного содержания были приняты значения $Y = 0,265$ для гелия и $Z = 0,025$ для тяжелых элементов (несмотря на пониженное содержание гелия в атмосфере 43 Peg, не было основания считать, что величина Y для всей звезды отличается от нормального значения).

Результаты определений приведены в табл. 5. В этой же таблице для сравнения приведены соответствующие величины для 68 Tau [1]. Согласно

Таблица 5

Оценки масс, радиусов, светимостей и возрастов Ам-звезд 43 Peg и 68 Tau

Параметр	43 Peg	68 Tau	Параметр	43 Peg	68 Tau
$\lg (M/M_{\odot})$	$0,41 \pm 0,05$	$0,40 \pm 0,05$	$\lg (L/L_{\odot})$	$1,97 \pm 0,25$	$1,91 \pm 0,22$
M/M_{\odot}	2,6	2,5	L/L_{\odot}	93	81
$\lg (R/R_{\odot})$	$0,53 \pm 0,10$	$0,54 \pm 0,10$	$\lg t$	$8,57 \pm 0,11$	$8,62 \pm 0,15$
R/R_{\odot}	3,4	3,5	$t, \text{г.}$	$370 \cdot 10^6$	$420 \cdot 10^6$

эволюционным трекам можно заключить, что обе звезды прошли стадию горения водорода в ядре и находятся в эволюционном смысле на довольно близких стадиях.

7. Основные результаты

1. Для исследуемой звезды 43 Peg были найдены следующие параметры атмосферы: $T_{\text{эф}} = (9800 \pm 150)$ K, $\lg g = 3,8 \pm 0,15$ и $\xi_t = (3,5 \pm 0,5)$ км/с.

2. Найдено, что пониженное содержание гелия в атмосфере 43 Peg не сказывается значительно на параметрах окончательно выбранной модели атмосферы.

3. Определено содержание 23 элементов. Обнаружен дефицит кремния и скандия. Остальные элементы находятся в избытке, который в среднем возрастает с увеличением атомной массы. От монотонного увеличения содержания отклоняется результат для железа.

4. Сравнением с эволюционными расчетами определены масса, радиус, светимость и возраст 43 Peg. Как по своим эволюционным параметрам, так и по химическому составу 43 Peg оказалась близкой к звезде 68 Tau, принадлежащей скоплению Гиады.

Автор искренне благодарит Л. С. Любимкова за многочисленные ценные замечания.

Май 1983 г.

Литература

1. Любимков Л. С., Саванов И. С. Исследование Am-звезды 68 Tau методом моделей атмосфер.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1983, т. 67, с. 3—12.
2. Uesugi A. Revised catalogue of stellar rotation velocities. University of Kyoto, 1976.
3. Саванов И. С. Количественный анализ атмосфер двух «металлических» звезд.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1982, т. 66, с. 139—148.
4. Kurucz R. L. Model atmospheres for G, F, A, B and O stars.— *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1979, vol. 40, p. 1—130.
5. Любимков Л. С. Применение моделей атмосфер при исследовании звезд классов В—G.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1980, т. 62, с. 44—53.
6. Харитонов А. В., Терещенко В. М., Князева Л. Н. Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата: Наука, 1978.
7. Bell R. A., Dreiling L. A. The chemical composition, gravity and temperature of Sirius.— *Astrophys. J.*, 1981, vol. 248, p. 1031—1042.
8. Adelman S. J. A study of twenty one sharp-lined cool peculiar A stars.— *Astrophys. J.*, 1973, vol. 183, p. 95—120.
9. Conti P. S., Strom S. E. The early A stars. III. Model-atmosphere abundance analysis of four field stars.— *Astrophys. J.*, 1968, vol. 154, p. 975—982.
10. Lester J. B., Lane M. C. The abundance of the lighter elements in metallic-line stars.— Les étoiles de composition chimique anormale du debut de la sequence principale. *Institute d'Astrophys. University de Liege*, 1981.
11. Klinglesmith D. A. Hydrogen line blanketed model stellar atmospheres. NASA SP-3065. Wash., 1971.
12. Allen M. S. Yttrium in the peculiar A and B stars.— *Astrophys. J.*, 1977, vol. 213, p. 121—131.
13. Mitton J. Spectroscopic observations and curve-of-growth analysis of the four a stars α Peg, β Ari, κ Ari and 32 Vir.— *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, 1977, vol. 27, p. 35—46.
14. Cowley C. R., Elste G. H., Urbanski J. L. Vanadium abundances in early A stars.— *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1978, vol. 90, p. 536—542.
15. Hannaford O., Lowe R. M., Grevesse N., Biemont E. Oscillator strengths for Y I and Y II and the solar abundance of yttrium.— *Astrophys. J.*, 1982, vol. 261, p. 736—746.
16. Mengel J. G., Sweigart A. V., Demarque P., Gross P. G. Stellar evolution from the zero-age main sequence.— *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1979, vol. 40, p. 733—791.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХГИГАНТА ρ ЛЬВА (B1 Ib)

З. К. Иванова *, Б. Ж. Ковачев *

Методом кривой роста по спектрограммам с дисперсией 14 Å/мм исследован сверхгигант ρ Leo (B1 Ib). Найдено содержание химических элементов (табл. 5) и определены физические условия (табл. 6) в атмосфере звезды. Химический состав ρ Leo близок к составу сверхгиганта того же спектрального класса ζ Per (рис. 7, а) и к среднему для OB-звезд (рис. 7, б), за исключением заметного различия в содержании неона. Обсуждаются некоторые различия в физических параметрах с данными других авторов [8, 13] в связи с наблюдавшейся спектральной переменностью ρ Leo [23].

SPECTROSCOPIC INVESTIGATIONS OF THE SUPERGIANT ρ Leo (B1 Ib), by Z. Ivanova, B. Kovachev.— The supergiant ρ Leo (B1 Ib) was investigated on the basis of spectrograms with 14 Å/mm dispersion using the curve-of-growth method. Chemical composition (Table 5) and atmospheric parameters (Table 6) were determined. Its chemical composition is found similar to one of the supergiant of the same spectral class ζ Per (fig. 7, a) and to typical for OB-stars (fig. 7, b), except for neon abundance. Some differences in physical parameters published earlier by other authors [8, 13] are discussed taking account the observed spectral variations of ρ Leo [23].

Продолжена программа изучения атмосфер сверхгигантов спектрального класса В, начатая ранее одним из авторов (Б. Ж. Ковачевым) в секции астрономии Болгарской академии наук [1].

Звезда ρ Leo ($m_v = 3^m 85$, спектральный класс В 1 Ib [2] или B1 Iab согласно [3]) относится к типичным сверхгигантам класса В и наблюдалась неоднократно [4—23] в широком интервале длин волн от далекого УФ- до ИК-диапазона. Установлено, что звезда вращается со скоростью 60 км/с [11], теряя при этом массу около $(7,9 \pm 0,7) \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ [18, 21] при скорости истечения вещества 1700 ± 150 км/с [21, 22].

В спектре ρ Leo в эмиссии наблюдается только H_{α} [15, 16, 23]. Эквивалентные ширины линий поглощения измерялись неоднократно [4—10] по спектроскопическому материалу с разной дисперсией (от 2 до 74 Å/мм), эти данные показывают как систематические, так и заметные случайные различия (последнее особенно относится к слабым линиям). При этом только в двух случаях [8, 13] было проведено изучение физических условий в звездной атмосфере и ее химического состава методом кривых роста. Продолжение таких исследований представляется нам актуальным в связи с недавним результатом Смита и Эббетса [23], которые по наблюдениям переменности интенсивностей и профилей ряда линий высказали мнение о существовании заметных изменений свойств фотосферы, в частности ее температурной структуры.

Далее будут изложены результаты количественного анализа атмосферы ρ Leo методом кривой роста по наблюдательному материалу, полученному в Крымской астрофизической обсерватории.

Наблюдения и обработка. Спектрограммы ρ Leo в оптическом диапазоне длин волн были получены В. Добричевым 06/07.09 1967 г. на 1,22-м телескопе КАО АН СССР с дифракционным спектрографом АСП-11 с дисперсией 14 Å/мм (табл. 1). Использовались фотопластинки ОаJ, все спектры расширены до 0,5 мм и имеют нормальную фотографическую плотность. Фотометрические записи спектрограмм в пропусканиях были получены с увеличением 75 раз на микрофотометре Ligerho-2 секции астрономии Болгарской академии наук. Более подробно методика калибровки и первичной обработки спектрограмм описана в [1, 24].

Отождествление линий поглощения в спектре ρ Leo проводилось по таблицам Мур [25] и в дальнейшем проверялось при построении кривой роста.

* Секция астрономии Болгарской академии наук.

Таблица 1

Номер спектрограммы	Время начала экспозиции (УТ)	Продолжительность экспозиции, мин	Область длин волн, Å
1	3 ^h 30 ^m	4	4250—5000
2	3 36	4	3500—4300
3	3 42	5	3500—4300
4	3 48	5	4250—5000

Таблица 2

Линия H I	λ , Å	$\lg f$	W_λ , Å	$\lg N_{02}H$	R_0 , %
H ₁₇	3697,15	-3,14	0,38	15,63	14
H ₁₆	3703,86	-3,06	0,83	15,89	24
H ₁₅	3711,98	-2,97	0,65	15,70	19
H ₁₄	3721,95	-2,88	0,66	15,61	18
H ₁₃	3743,37	-2,78	0,84	15,61	26
H ₁₂	3750,15	-2,67	1,11	15,62	28
H ₁₁	3770,63	-2,55	1,12	15,50	29
H ₁₀	3797,91	-2,41	1,25	15,41	31
H ₉	3835,40	-2,27	1,07	15,18	33
H ₈	3889,06	-2,52	1,19	15,47	35
H ₇	3970,07	-1,90	1,25	14,85	38
H ₆	4101,74	-1,66	1,30	14,60	39
H ₅	4340,47	-1,35	1,26	14,23	40

Для сравнения рассматривался также ряд результатов по спектроскопии ранних В-звезд [26—28]. По микрофотометрическим записям были определены эквивалентные ширины линий W_λ , результаты содержатся в табл. 2—4. По нашим оценкам среднеквадратичная ошибка W_λ для большинства линий не превышает 10%, а для слабых линий с $W_\lambda < 0,1$ Å доходит до 20%. На рис. 1 показано сравнение наших измерений с W_λ , полученными Голландским и Копыловым [8] по спектрам с дисперсией 23,4 Å/мм и Райтом и др. [10] (дисперсия от 3 до 7,5 Å/мм). Из сравнения видно систематическое отличие наших измерений от данных [8, 10], не превышающее 20%. Возможно, что причина заключается в проведении уровня непрерывного спектра.

Методика дальнейшего количественного анализа спектрограмм такая же, как в большой серии работ, выполненных в КАО (см., например, [27]), а силы осцилляторов брались из [29—31].

Линии водорода. На наших спектрограммах линии водорода серии Бальмера присутствуют в поглощении от H_γ до H₁₇. В табл. 2, кроме W_λ , приведены также центральные глубины линий R_0 и число атомов $\lg N_{02}H$ на втором энергетическом уровне над 1 см² фотосферы, вычисленное по формуле

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

где f — сила осциллятора.

На рис. 2 показана зависимость $\lg N_{02}H$ от $\lg f$, по которой определяется нижняя граница величины $\lg N_{02}H = 15,67$.

Кроме того, по зависимости R_0 от номера линии m серии (рис. 3) мы можем найти максимальную глубину водородной линии $R_c = 0,40$ и номер последней линии, видимой в спектре ($m = 21$). Далее, для электронной плотности n_e по формуле Инглиса—Теллера

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

получаем значение $\lg n_e = 13,34$.

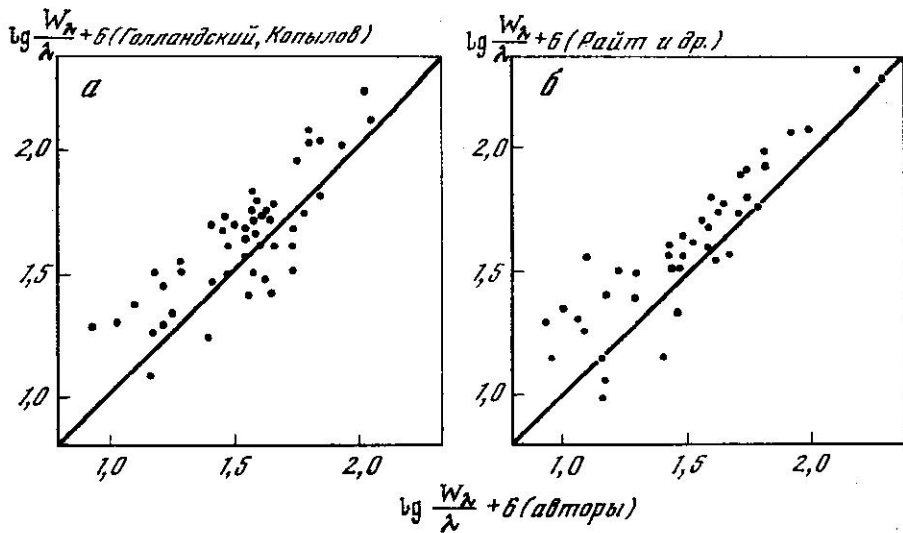


Рис. 1. Сравнение эквивалентных ширин линий ρ Leo с данными [8] (а) и [10] (б)

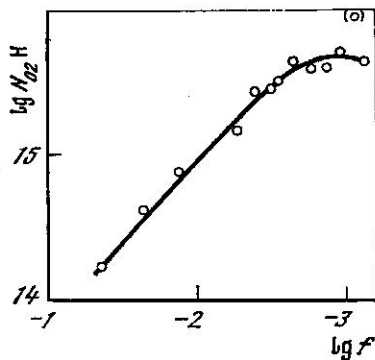


Рис. 2. График для определения величины $\lg N_{02}(H)$

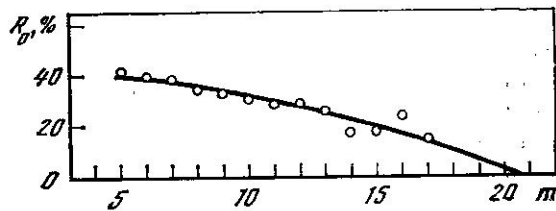


Рис. 3. Зависимость центральной глубины R_0 водородных линий серии Бальмера от номера линии m

По кривой роста, о которой будет сказано ниже, ионизационная температура для ρ Leo $T_{\text{ион}} = 20\ 300$ К. По величинам n_e и $T_{\text{ион}}$ по формуле

$$\lg N = \lg N_{02}H - \lg n_e + 14,78 - 3,39 \frac{5040}{T_{\text{ион}}} + \frac{3}{2} \lg T_{\text{ион}} \quad (3)$$

можно вычислить полное число атомов водорода $\lg N = 22,73$.

Линии гелия. В спектре ρ Leo наблюдаются только линии нейтрального гелия, принадлежащие сериям $2^3P - n^3D$, $2^3P - n^3S$, $2^1P - n^1D$, $2^1P - n^1S$ и $2^1S - n^1P$ (W_λ в табл. 3). Число атомов гелия на уровнях 2^3P и 2^1P над 1 см^2 фотосферы получено методом, изложенным выше для линий водорода. На рис. 4 показаны зависимости $\lg N_{2^3P}H$ и $\lg N_{2^1P}H$ от $\lg f$, откуда

$$\lg N_{2^3P}H = 13,86 \text{ и } \lg N_{2^1P}H = 14,15.$$

Линии остальных элементов. Кроме водорода и гелия, в спектре ρ Leo присутствуют линии более тяжелых элементов С II, N II, O II, Ne II, Mg II, S III, Si III и Si IV, в табл. 4 приведены их длины волн, номера мультиплетов, величины $\lg gf\lambda$ и $\lg (W_\lambda/\lambda \cdot 10^6)$.

По мультиплетам ионизованного кислорода была построена наблюдаемая кривая роста в координатах $\lg gf\lambda$ и $\lg (W_\lambda/\lambda \cdot 10^6)$. В качестве теоретической

Таблица 3

Серия	$\lambda, \text{Å}$	$\lg f$	$W\lambda, \text{Å}$	$\lg NH$
$2^3P - n^3D$	4471,52	-0,90	0,85	13,59
	4026,22	-1,32	0,60	13,94
	3819,60	-1,67	0,55	14,29
	3705,00	-1,82	0,03	13,16
$2^3P - n^3S$	4713,20	-1,93	0,38	14,21
	4120,80	-2,44	0,26	14,68
	3867,50	-2,75	0,10	14,62
$2^1P - n^1D$	4387,93	-1,36	0,42	13,75
	4143,76	-1,67	0,33	14,01
	4009,27	-1,95	0,21	14,13
	3926,53	-2,12	0,20	14,28
	3871,79	-2,33	0,10	14,20
$2^1P - n^1S$	4437,55	-2,51	0,13	14,38
	4168,97	-2,81	0,08	14,54
$2^1S - n^1P$	3964,73	-1,30	0,28	13,60

выбрана кривая роста, вычисленная Хунгером [32] в координатах

$$X = \lg \frac{N_i H f \lambda}{2R_c \lambda v_D}, \quad Y = \frac{W\lambda}{\lambda} \frac{c}{2R_c v_D}.$$

Здесь $N_i H$ — число атомов на i -м уровне, v_D — доплеровская скорость. Совмещение наблюдаемой и теоретической кривой роста до лучшего совпадения (рис. 5) дает нам величину турбулентной скорости (вкладом тепловой скорости в параметр $V^2 = V_{\text{турб}}^2 + V_{\text{тепл}}^2$, которая для ρ Leo составляет $\sim 4,5$ км/с, можно пренебречь)

$$V_{\text{турб}} = 26,9 \text{ км/с.}$$

Далее, зная из кривой роста для каждого $\lg(W\lambda/\lambda \cdot 10^6)$ величины $\lg(N_i H f \lambda / 2R_c \lambda v_D)$, мы можем определить число атомов и ионов на данном энергетическом уровне (см. табл. 4) по формуле

$$\lg \frac{N_i H}{g_i} = \lg \frac{N_i H f \lambda}{2R_c \lambda v_D} - \lg f \lambda = \lg \frac{1}{2R_c V_{\text{турб}}^2 \pi}. \quad (4)$$

Температура возбуждения и ионизационная температура. Зная величины $\lg(N_i H/g_i)$ для различных энергетических уровней О II, можно получить температуру возбуждения $T_{\text{возб}}$. По формуле Больцмана имеем

$$\lg \frac{N_i H}{g_i} - \lg \frac{N_k H}{g_k} = \Delta = \frac{5040}{T_{\text{возб}}} \cdot \Delta e_{ik}, \quad (5)$$

где Δe_{ik} — разность потенциалов возбуждения.

Зависимость Δ от Δe_{ik} для О II показана на рис. 6, откуда значение $T_{\text{возб}} = 18\,850$ К.

Ионизационная температура определяется по формуле Саха, если известно число атомов какого-либо элемента в двух последовательных стадиях ио-

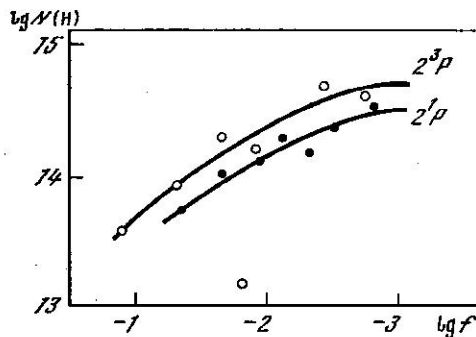


Рис. 4. График для определения величины $\lg N(H)$ для уровней нейтрального гелия 2^3P и 2^1P

Таблица 4

$\lambda, \text{Å}$	Мульти- плет	$\lg g/\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{N_i H}{g_i}$	$\lambda, \text{Å}$	Мульти- плет	$\lg g/\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{N_i H}{g_i}$
O II					O II				
4638,85	1	3,40	1,74	12,73	4613,67	92	—	1,33	—
4641,81	1	3,85	2,06	13,22	4609,42	93	4,33	1,10	10,88
4649,14	1	4,10	2,03	12,86	4253,74	101	—	1,59	—
4661,64	1	3,50	1,74	12,63	N II				
4676,23	1	3,37	1,59	12,48	4630,54	5	3,79	1,85	12,60
4317,14	2	3,31	1,42	12,30	4601,48	5	3,29	1,63	12,64
4319,63	2	3,31	1,48	12,38	4607,15	5	3,18	1,56	12,62
4336,87	2	2,91	1,28	12,52	3955,85	6	2,82	1,22	12,53
4345,56	2	3,34	1,58	12,50	3995,00	12	3,88	1,81	12,42
4349,43	2	3,74	1,72	12,37	4447,03	15	3,93	1,61	11,96
4366,90	2	3,40	1,52	12,34	4043,54	39	4,33	1,08	10,87
4414,91	5	3,95	1,74	12,18	4176,16	42	—	1,26	—
4416,98	5	3,69	1,58	12,15	4241,79	47, 48	4,35	1,48	11,34
4452,38	5	2,91	1,40	12,68	4179,67	50	3,42	0,95	11,64
3945,05	6	2,91	0,74	11,93	4677,93	62	—	1,19	—
3954,37	6	3,24	1,18	12,07	Si III				
3973,26	6	3,68	1,82	12,64	4552,65	2	3,97	1,95	12,70
3982,72	6	2,93	1,65	13,03	4567,87	2	3,75	1,85	12,64
4069,90	10	3,95	1,64	11,99	4574,78	2	3,28	1,65	12,68
4072,16	10	4,14	1,62	11,77	3806,56	5	4,29	1,76	11,90
4075,87	10	4,30	1,60	11,57	3924,44	—	—	1,00	—
4078,86	10	3,35	0,99	11,75	Si IV				
4085,12	10	3,47	1,22	11,89	4116,10	1	3,50	1,42	12,11
4082,94	10	3,36	0,92	11,67	3762,41	3	—	1,07	—
3882,45	11	1,86	1,55	13,92	C II				
3864,45	12	3,24	1,03	11,90	3920,68	4	3,35	1,17	11,95
4590,97	15	4,11	1,55	11,67	4267,27	6	4,36	1,56	11,44
4596,17	15	3,95	1,58	11,89	4372,49	45	4,02	1,16	11,27
4351,27	16	3,85	1,44	11,78	S III				
3911,96	17	3,66	1,29	11,79	4361,53	4	3,24	1,17	12,06
3919,29	17	3,40	1,09	11,81	4164,96	—	—	0,75	—
4132,81	19	3,55	1,25	11,84	Mg II				
4153,30	19	3,69	1,29	11,75	4481,13	4	4,24	1,67	11,76
4105,00	20	3,52	1,41	12,08	4481,33	—	4,40	1,67	—
4110,80	20	2,71	1,18	12,60	Ne II				
4119,22	20	4,09	1,46	11,57	3766,29	1	3,18	1,15	12,10
4705,35	25	4,23	1,47	11,44	3713,09	5	3,78	0,86	11,18
3739,92	31	3,10	1,25	12,29	3727,08	5	3,50	1,67	12,50
4185,46	36	4,33	1,06	10,85	4700,10	67	—	1,58	—
4189,79	36	4,44	0,93	10,60					
4327,48	41	—	1,19	—					
4089,30	48	4,51	1,78	11,72					
4097,26	48	4,39	1,66	11,60					
4303,82	54	4,27	1,16	11,02					
4332,76	65	—	1,21	—					

низации. В нашем случае это Si III и Si IV, и по формуле

$$T_{\text{ион}} = \frac{3360 (\chi + \epsilon_k - \epsilon_i)}{\frac{2}{3} \lg \left(\frac{1}{n_e} \frac{n_i^{2+}}{g_i} \frac{g_k}{n_k^{3+}} \right) + 10,43 + \lg T_{\text{ион}}} \quad (6)$$

методом последовательных приближений получаем $T_{\text{ион}} = 20\ 300 \text{ К}$.

Химический состав атмосферы. В атмосфере ρ Leo атомы азота, кислорода, магния, углерода, неона, серы и кремния присутствуют в основном в ионизованном состоянии. По формуле

$$\lg N = \lg \frac{N_i H}{g_i} + \lg u_r - \lg n_e + 15,68 - \frac{5040}{T_{\text{ион}}} (\chi - \epsilon_i) + \frac{3}{2} \lg T_{\text{ион}} \quad (7)$$

можно определить полное число атомов ($\lg u_r$ взяты из [33]), значения $\lg N$ приведены в табл. 5; u_r — сумма по состояниям r раз ионизованного атома.

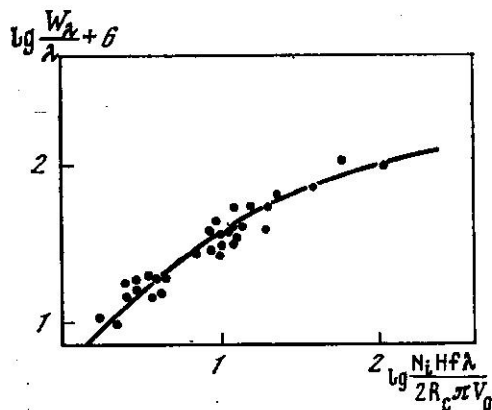


Рис. 5. Кривая роста, построенная по линиям O II для ρ Leo

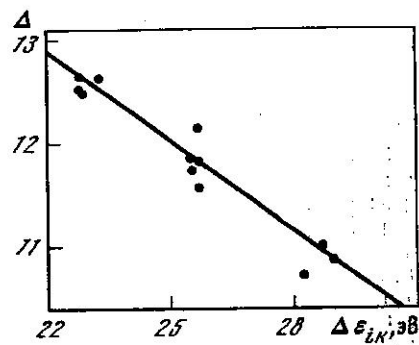


Рис. 6. График для определения температуры возбуждения $T_{\text{возб}}$

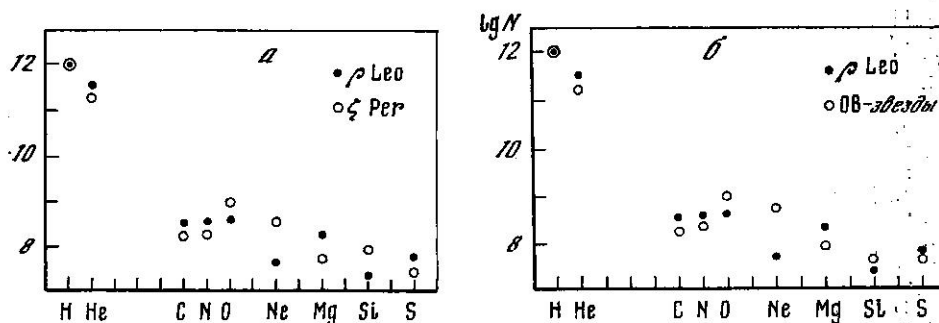


Рис. 7. Сравнение химического состава атмосфер ρ Leo и сверхгиганта ζ Per [34] (а), а также ρ Leo со средним химическим составом OB-звезд [34] (б)

На рис. 7 показано сравнение химического состава атмосферы ρ Leo и сверхгиганта ζ Per спектрального класса B1 Ib [34], а также сравнение со средним химсоставом OB-звезд по данным обзора [34]. Как видно из рис. 7, ρ Leo не обладает каким-либо peculiarным содержанием элементов, за исключением заметного различия по неону. Вполне возможно, что причина этого различия заключается в старых силах осцилляторов в [34].

Исходя из полученных нами данных о химическом составе атмосферы ρ Leo, мы можем получить величину ускорения эффективной силы тяжести по формуле

$$g_{\text{эф}} = 4P_e / m_H \sum N_{\mu}, \quad (8)$$

где m_H — масса водородного атома, μ — атомный вес.

Входящее в эту формулу электронное давление P_e определяется из соотношения

$$P_e = n_e k T_{\text{эф}}. \quad (9)$$

Таблица 5

Элемент	lg N		Элемент	lg N	
	Данные авторов	Данные [13]		Данные авторов	Данные [13]
H	12,00	12,00	Ne	$7,68 \pm 0,05$	—
He	$11,49 \pm 0,17$	11,31	Mg	8,29	8,23
C	$8,53 \pm 0,04$	7,28	Si	$7,38 \pm 0,05$	7,80
N	$8,57 \pm 0,09$	8,56	S	7,78	—
O	$8,62 \pm 0,10$	8,11			

Выше нами было вычислено значение ионизационной температуры $T_{\text{ион}} = 20\,300\text{ К}$, которое совпало с эффективной температурой $T_{\text{эф}} = 20\,300 \pm 1000\text{ К}$, определенной Андерхилл по УФ-наблюдениям [21]. При такой эффективной температуре получаем

$$\lg P_e = 1,79 \text{ и } \lg g_{\text{эф}} = 3,25.$$

Обсуждение результатов. В табл. 5 приведены, кроме наших данных по химическому составу ρ Leo, также результаты Лууда и Ситски [13], которые для аналогичного анализа методом кривой роста использовали W_λ из [5, 10]. Наиболее заметное отличие в табл. 5 получилось для C, O и Si. Одной из причин может быть применение разных сил осцилляторов нами и в [13]. Кроме того, реальная переменность со временем интенсивностей линий поглощения также скажется на определении химического состава звездной атмосферы, а о наличии переменности для линии Si III λ 4452 — 74 Å в спектре ρ Leo было сообщено в [23] ($\Delta W_\lambda \approx 25\%$ за несколько месяцев) по наблюдениям с приемником типа Reticon. Спектральная переменность, вероятно, вызвала и большую часть различия наших W_λ с данными других авторов (см. рис. 1, а, б), т. е. не только влияние проведения уровня непрерывного спектра, о чем упоминалось выше.

Таблица 6

Параметр	Данные авторов	[8]	[13]	Параметр	Данные авторов	[8]	[13]
R_c	0,40	0,50	—	$T_{\text{возб}}$, К	18 900	20 500	—
$\lg n_e$	13,34	13,36	13,36	$T_{\text{ион}}$, К	20 300	20 500	25 000
$\lg P_e$	1,79	2,09	1,91	$\lg g_{\text{эф}}$	3,25	—	2,52
$V_{\text{турб}}$, км/с	27	24	26				

В табл. 6 собраны определенные нами физические параметры ρ Leo и для сравнения аналогичные данные из [8, 13]. Сразу следует отметить, что переменность W_λ влияет на результаты вычислений $V_{\text{турб}}$, $T_{\text{возб}}$, $T_{\text{ион}}$ и $g_{\text{эф}}$. Из табл. 6 видно, что наибольшее различие существует для $g_{\text{эф}}$. Полученное нами значение $\lg g_{\text{эф}}$ более близко к соответствующим величинам для сверхгигантов класса В и, в частности, неплохо согласуется с результатом Андерхилл [21] для ρ Leo ($\lg g_{\text{эф}} = 3,0$).

Относительно различия в электронном давлении по нашим данным и данным Голландского и Копылова [8] следует сказать, что, по-видимому, оно вызвано принятыми разными эффективными температурами ρ Leo.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность А. А. Боярчуку за обсуждение результатов работы.

Апрель 1983 г.

Литература

1. Ковачев Б. Ж., Добричев В. М. Спектрофотометрично изследване на κ Cas I.— Известия на Секцията по астрономия, 1967, т. 2, с. 91—108.
2. Morgan W. W., Roman N. G. Revised standards for supergiants on the system of the Yerkes spectral atlas.— Astrophys. J., 1950, vol. 112, p. 362—364.
3. Kennedy P. M., Buscombe W. MK spectral classification. Evanston, 1974.
4. Williams E. G. Absorption-line intensities in B-type stars.— Astrophys. J., 1936, vol. 83, p. 279—304.
5. Underhill A. B. The intensities and profiles of lines in some B-type stars.— Astrophys. J., 1948, vol. 107, p. 349—370.
6. Huang S. S., Struve O. A study of line profiles: the spectrum of Rho Leonis.— Astrophys. J., 1953, vol. 118, p. 463—476.
7. Копылов И. М. Эквивалентные ширины линий поглощения в спектрах 109 звезд O5—B7.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1958, т. 20, с. 123—155.
8. Голландский О. П., Копылов И. М. Количественный анализ атмосфер горячих сверхгигантов. Определение температур и турбулентных скоростей в атмосферах девяти сверхгигантов O9,5—B5.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1962, т. 28, с. 3—34.
9. Mihalas D. Photoelectric equivalent widths in ρ Leo and π^4 Ori.— Astrophys. J., 1964, vol. 139, p. 764—765.

10. Wright K. O., Lee E. K., Jacobson T. V., Greenstein J. L. Line intensities in the spectra of representative stars of spectral types B to G.— Publ. Dom. Astrophys. Obs., 1964, vol. 12, p. 173—291.
11. Боярчук А. А., Копылов И. М. Сводный каталог скоростей вращения 2558 звезд.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1964, т. 31, с. 44—99.
12. Underhill A. B. The early-type stars. Dordrecht (Holland): D. Reidel Publ. Co, 1966, p. 216.
13. Лууд Л., Ситска Я. Замечания о химическом составе некоторых сверхгигантов класса В.— Публ. Таргуской Астрофиз. обс., 1967, т. 36, с. 203—210.
14. Gutmann F. He I isotope shifts: presence of He³ in Rho Leonis.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1967, vol. 76, p. 5—8.
15. Hutchings J. B. Expanding atmospheres in OB supergiants. IV. A mass-loss survey.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1970, vol. 147, p. 161—176.
16. Wallerstein G. On the presence of He³ in the photosphere of Rho Leonis.— Publ. Astron. Soc. Pacific, 1971, vol. 83, p. 664—666.
17. Hearn A. G., Holt J. N. The inversion of the H_γ absorption line of a B1 Ib supergiant ρ Leonis.— Astron. and Astrophys., 1975, vol. 39, p. 251—255.
18. Barlow M. J., Cohen M. Infrared photometry and mass loss rates for OBA supergiants and Of stars.— Astrophys. J., 1977, vol. 213, p. 737—755.
19. Blades J. C., Somerville W. B. Non-anomalous diffuse interstellar absorption features in Rho Leonis.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1977, vol. 181, p. 769—776.
20. Сахибуллин Н. А. О расширяющихся оболочках звезд ρ Льва и κ Ориона.— Письма в Астрон. журн., 1977, т. 3, с. 310—314.
21. Underhill A. B. The effective temperature, radius, rate of mass loss, and luminosity of P Cygni, HD 190603, κ Cassiopeiae and ρ Leonis.— Astrophys. J., 1979, vol. 234, p. 528—537.
22. Morton D. C. Oxygen VI in stellar winds.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1979, vol. 189, p. 57—68.
23. Smith M. A., Ebbets D. Spectral variations in Rho Leonis (B1 Iab) from subphotosphere to outer atmosphere.— Astrophys. J., 1981, vol. 247, p. 158—172.
24. Добричев В. М. Об одном быстром и доступном методе обработки регистрограмм в пропусканиях.— Известия на Секцията по астрономия, 1970, т. 4, с. 47—50.
25. Moore Ch. E. A multiplet table of astrophysical interest.— Contribs. Princeton Univ. Observ., 1945, N 20 (revised edition 1972).
26. Merrill P. W. Lines of the chemical elements in astronomical spectra. Wash., 1956.
27. Боярчук А. А. Количественный анализ атмосферы сверхгиганта κ Кассиопеи.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1959, т. 21, с. 54—70.
28. Underhill A. B., de Groot M. The spectrum of 10 Lacertae.— Rech. Astron. Obs. Utrecht, 1965, vol. 17, N 3, p. 1—69.
29. Wiese W. L., Smith M. W., Glennon B. M. Atomic transition probabilities, 1966, vol. 1. Wash.: NSRDS-NBS, 4, US, Government Printing Office.
30. Peters G. J. The chemical composition of Gamma Pegasi.— Astrophys. J., Suppl. Ser., 1976, vol. 30, p. 551—565.
31. Takada M. Spectroscopic study of two O-type supergiants, Alpha Camelopardalis and 19 Cephei: model-atmosphere analysis.— Publ. Astron. Soc. Japan, 1977, vol. 29, p. 439—476.
32. Hunger K. Zur Theorie der Wachstumskurven.— Ztschr. Astrophys., 1956, Bd. 39, S. 36—60.
33. Ковачев Б. Спектрофотометрично изследване на κ Кассиопея. IV.— Известия на Секцията по астрономия, 1972, т. 5, с. 47—61.
43. Hack M., Struve O. Stellar spectroscopy. Normal stars. In: Osserv. astron. Trieste [Pubbl.], 1966, p. 136, p. 173—174.

УДК 523.855

ОПЫТ НАБЛЮДЕНИЙ БЫСТРЫХ КОЛЕБАНИЙ ЭМИССИОННОГО СПЕКТРА ЯДРА ПЕКУЛЯРНОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 1275. II

Н. И. Меркулова, И. И. Проник

12—15.01 1977 г. на 6-метровом телескопе было получено 126 спектрограмм ядра галактики NGC 1275. Наблюдательный материал использовался для анализа эквивалентных ширин эмиссионных линий оптического спектра ядра. Обнаружено, что как водородные, так и запрещенные линии меняются с характерным временем 2,3 сут. Интенсивности эмиссионных линий меняются на 30—300% (что составляет (3—10) $\bar{\sigma}_W$). Различные фазы этой переменности характеризуются разными соотношениями эквивалентных ширин и профилей эмиссионных линий. На фазе максимума яркости линий усиливается голубое

крыло контуров всех эмиссионных линий. Водородные линии H_{α} — H_{γ} показывают изменения и в более короткой шкале времени, равной примерно получасу. Эти изменения также характеризуются различиями в контурах линий: на фазе максимума отмечается усиление голубого крыла.

Подсчеты показывают, что переменность водородных линий за время одной сутки — полчаса удовлетворяет газовой оболочке ядра, электронная плотность которой равна соответственно $(10^9$ — $10^{11})$ см $^{-3}$.

OBSERVATIONAL EXPERIENCE OF EMISSION SPECTRUM OF THE PECULIAR GALAXY NGC 1275 NUCLEUS RAPID VARIATIONS. II, by *N. I. Merkulova, I. I. Pro-nik*.— 126 spectrograms for the peculiar galaxy NGC 1275 nucleus were obtained with the 6-m telescope in January 12—15, 1977. The observational material was used for the analysis of the equivalent widths of the emission lines of the nucleus optical spectrum. The permitted and forbidden lines are varying with the time scale of 2.3 days. The brightness of the emission lines varies by 30—300% (it corresponds to $(3$ — $10)$ $\bar{\sigma}_W$). Phases of these variations are characterized by different correlations of the equivalent widths and different profiles of the emission lines. The blue wings of all lines are increasing in the maximum phase. Moreover, the hydrogen lines H_{α} — H_{γ} show a shorter time variation — of about half an hour. These variations are accompanied by the line profile variations, too: the blue component increases at the maximum phases.

The calculations show, that the hydrogen line variability in the time scale of one day — half an hour satisfies the electron densities of a gaseous envelope of the nucleus of about $(10^9$ — $10^{11})$ см $^{-3}$, correspondingly.

Наблюдения последних лет все чаще свидетельствуют о существовании переменности излучения ядер сейфертовских галактик, лацертид и квазаров в шкале времени порядка суток. Так, излучение ядра сейфертовской галактики NGC 3784 в области длин волн 1150—3150 Å показывает изменения на 40% за два дня [1]. Объект OJ 287 за одну минуту менялся в инфракрасной области спектра на 1^m [2]. Квазар 3C 273 изменил яркость в области миллиметровых длин волн в два раза за один день [3]. У ряда внегалактических объектов обнаружена переменность излучения ядер в диапазоне длин волн от 3,9 до 8,2 см за время меньше одного дня [4]. Обнаружены изменения в рентгеновской области излучения ядер сейфертовских и других активных галактик от 2 до 8 раз за период порядка 0,5—4 сут [5]. Для ядра галактики NGC 1275 наблюдались изменения в непрерывном спектре за время порядка одних или нескольких суток [6—8]. В спектре излучения ядра NGC 4151 наблюдались изменения бальмеровских линий за время один час [9]. В плане исследования переменности излучения ядер активных галактик длительностью порядка одних суток очень важным было открытие 15,7-минутных периодических изменений яркости лацертиды OJ 287 в радиодиапазоне и оптической системе *B* [10].

В [11, 12] мы сделали попытку выяснить, имеется ли переменность эмиссионных линий в спектре ядра сейфертовской галактики NGC 1275 в шкале времени порядка суток. Теперь нами сделана попытка более тщательно проанализировать наблюдательный материал, описанный в [11, 12].

Наблюдательный материал получен В. Л. Афанасьевым в прямом фокусе 6-метрового телескопа со светосильным спектрографом UAGS и трехкаскадным ЭОП УМ-92 в течение четырех ночей 12—15.01 1977 г. Спектры получались без расширения. Ширина щели спектрографа равнялась $0^{\circ},8$. При обратной дисперсии 93—95 Å/мм спектральное разрешение составляло примерно 7 Å. Всего было получено 126 спектрограмм в диапазоне длин волн 3700—7300 Å, который перекрывался при трех поворотах дифракционной решетки. Наблюдения проводились сериями. В каждую серию входило по нескольку спектрограмм, полученных последовательно при разных экспозициях (от 30^s до 4^m) и разных положениях дифракционной решетки так, чтобы перекрыть весь желаемый спектральный диапазон с нормальными фотометрическими плотностями. Эмиссионные линии оптического диапазона длин волн при такой процедуре фотографировались тремя группами, показанными в табл. 1. Каждая группа соответствует одному из по-

Таблица 1

Исследованные эмиссионные линии в спектре ядра NGC 1275

Положение дифракционной решетки	Область спектра	Группа линий, наблюдаемых при данном положении дифракционной решетки	Время фотографирования одной серии спектров, мин	Средняя длительность наблюдений одной серии спектров, мин
I	UV	3726+29 A [O II] 3869 A [Ne III] 4069+76 A [S II] 4340+63 A H γ + [O III]	2—17	8,4±1,0
II	B	4340+63 A H γ + [O III] 4861 A H β 4959 A [O III] 5007 A [O III]	1—7	2,9±0,4
III	R	6300+64 A [O I] 6563+ } H α + [N II] 6548+83 } 6717+31 [S II]	1—7	2,5±0,3

положений дифракционной решетки (I—III). Интервалы времени между сериями были разными, от 12^м до 3^ч5. Продолжительность наблюдений спектров ядра NGC 1275 в одну ночь составляла 5,5—8,0 ч. Всего за четыре ночи было получено 23 серии наблюдений. Обстоятельства наблюдений, их обработки и анализ ошибок наблюдений описаны в [12].

В результате обработки спектрограмм были определены эквивалентные ширины W_λ эмиссионных линий, перечисленных в табл. 1. Значения W_λ и моменты наблюдений серий спектров приведены в [12].

Для определения ошибок эквивалентных ширин эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275 служили спектры планетарной туманности IC 351. Анализ ошибок показал, что, несмотря на то что массив наблюдений ядра NGC 1275 в четыре раза превосходил массив наблюдений IC 351, средние ошибки одного измерения W_λ для всех линий в спектре ядра NGC 1275 в три раза превосходили ошибку, полученную по данным для IC 351. Более того, ошибки W_λ для линий спектра ядра NGC 1275 растут с увеличением числа измеренных спектрограмм n , а если их вычислить по всему массиву, то они оказываются близкими к максимальному значению ошибки, полученной по отдельным частям массива [11]. Это обстоятельство позволило предположить, что ошибки W_λ эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275 включают в себя элемент, не связанный с ошибками метода. Дополнительный анализ показал, что ошибки не связаны ни со степенью размытости ядра галактики во время наблюдений (с качеством изображения), ни с тем обстоятельством, что в щель спектрографа в разных случаях попадали разные участки околоядерной области NGC 1275 (с позиционным углом щели спектрографа).

Было показано, что величины W_λ для каждой линии в течение четырех ночей наблюдений менялись до трех раз и более. Эти изменения могли быть обусловлены как изменениями непрерывного спектра, так и изменениями интенсивностей эмиссионных линий. Если бы изменения W_λ были обусловлены только изменениями непрерывного спектра, то они были бы синхронны для всех линий. Такая синхронность не была обнаружена. Возникло предположение, что в спектре ядра галактики NGC 1275 имеют место изменения относительных интенсивностей эмиссионных линий за время порядка суток. В связи с этим был предпринят анализ величин W_λ всех эмиссионных линий, чтобы выявить характер их изменений со временем. Ниже этот анализ приведен отдельно для запрещенных линий тяжелых элементов и рекомбинационных линий водорода.

Запрещенные линии. Прежде всего была сделана попытка найти характерное время изменений эквивалентных ширин эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275. Оно искалось простым способом, описанным Цесевичем,—

по хордам наблюдаемых кусков «кривой блеска» [13]. За четыре ночи наблюдений было получено по четыре куска «кривых блеска» для W_λ каждой из эмиссионных линий, указанных в табл. 1. Отдельные куски соответствовали продолжительности времени от 5,5 до 8,0 ч. В результате поиска было найдено несколько значений характерных времен изменений W_λ , среди которых нашлось одно, которое было общим для всех запрещенных линий. Этим значением оказался интервал времени в 2,2 сут. Затем поиск характерных времен переменности W_λ проводился с помощью ЭВМ ЕС-1033 по программам, реализующим независимо метод Юркевича [14] и метод Лафлера—Кинмана [15]. Вычисления показали, что наилучшим общим характерным временем переменности W_λ для всех запрещенных линий является время 2,3 сут, которое всего на 0,1 сут отличалось от найденного характерного времени по хордам «кривых блеска» W_λ . Доверительная вероятность этого характерного времени проверялась по критерию Фишера. При этом определяется отношение дисперсий σ^2/σ_1^2 , где σ_1 — дисперсия, характеризующая разброс единичных значений относительно трендовой кривой, а σ — относительно прямой линии, проведенной наилучшим образом по точкам, представляющим W_λ в данном характерном времени. Доверительная вероятность оказалась в пределах 72—95%. В действительности уровень достоверности следует считать более высоким, так как характерное время в 2,3 сут определено независимо по наблюдениям восьми спектральных линий. При этом линии фотографировались не одновременно, а тремя группами, соответствующими разным положениям дифракционной решетки.

Рис. 1 показывает поведение эквивалентных ширин эмиссионных линий дважды, однажды ионизованных и нейтральных атомов при характерном времени 2,3 сут. Видно, что наиболее согласованно ведут себя линии дважды ионизованных элементов. На фазах 0,2—0,5 этого характерного времени наблюдается увеличение W_λ линий, а на фазах 0,7—0,9 — уменьшение W_λ .

Из рис. 1 также видно, что эквивалентная ширина линий дублета 3726 + 29 Å [O III] (так для краткости записан дублет 3726 + 3729; точно такое же сокращение принято и для других дублетов) ведет себя, как W_λ линий дважды ионизованных элементов, в то время как W_λ линий дублета 6716 + 31 Å [S II] — обратным образом: на фазах 0,2—0,5 наблюдается убывание W_λ линий последнего дублета, а на фазах 0,7—0,9 — возрастание W_λ . Дублет 4069 + 76 Å [S II] на первом фазовом интервале ведет себя, как дублет 3726 + 29 Å [O III], а на втором — как дублет 6716 + 31 Å [S II]. Поведение W_λ линий нейтрального кислорода на первом фазовом участке сложное, а на втором — как у дублета 6716 + 31 Å [S II].

Максимальные изменения W_λ запрещенных линий в спектре ядра NGC 1275 за время 2,3 сут ($W_{\max} - W_{\min}$) показаны в третьем столбце табл. 2. В четвертом столбце этой таблицы показаны максимальные изменения W_λ каждой линии, выраженные в единицах средних значений за весь период наблюдений (\bar{W}_λ), а в пятом — максимальные изменения W_λ в единицах среднего значения среднеквадратичной ошибки $\bar{\sigma}_W$, полученной как среднее из σ_W для отдельных серий наблюдений каждой линии. Из табл. 2 видно, что изменения W_λ за 2,3 сут составляют от 30 до 300% от средних значений W_λ за весь период наблюдений, что соответствует (2—10) $\bar{\sigma}_W$. Наименьшие значения изменений W_λ получились для линий 6300 + 64 Å [O I] и бленды N_α + [N II]: (2—4) $\bar{\sigma}_W$, наибольшие — для линий 4959 Å [O III] и дублета 3727 + 29 Å [O II] (более 8 $\bar{\sigma}_W$). В [12] было показано, что ошибки, полученные по данным для ядра галактики NGC 1275, превосходят ошибки для планетарной туманности. Поэтому уровень значимости величины переменности линий в действительности выше, чем это следует из последнего столбца табл. 2.

Несмотря на высокий уровень достоверности найденного характерного времени переменности запрещенных линий, результат нуждается в доработке. Наблюдениями перекрыты только фазы 0,2—0,5 и 0,7—0,9 этого характерного времени. В первый фазовый отрезок попали наблюдения 12 и 14.01, а на второй — 13 и 15.01. Видно, что трудность заполнения пробела в наблюдениях будет существовать и у других наблюдателей, которые займутся

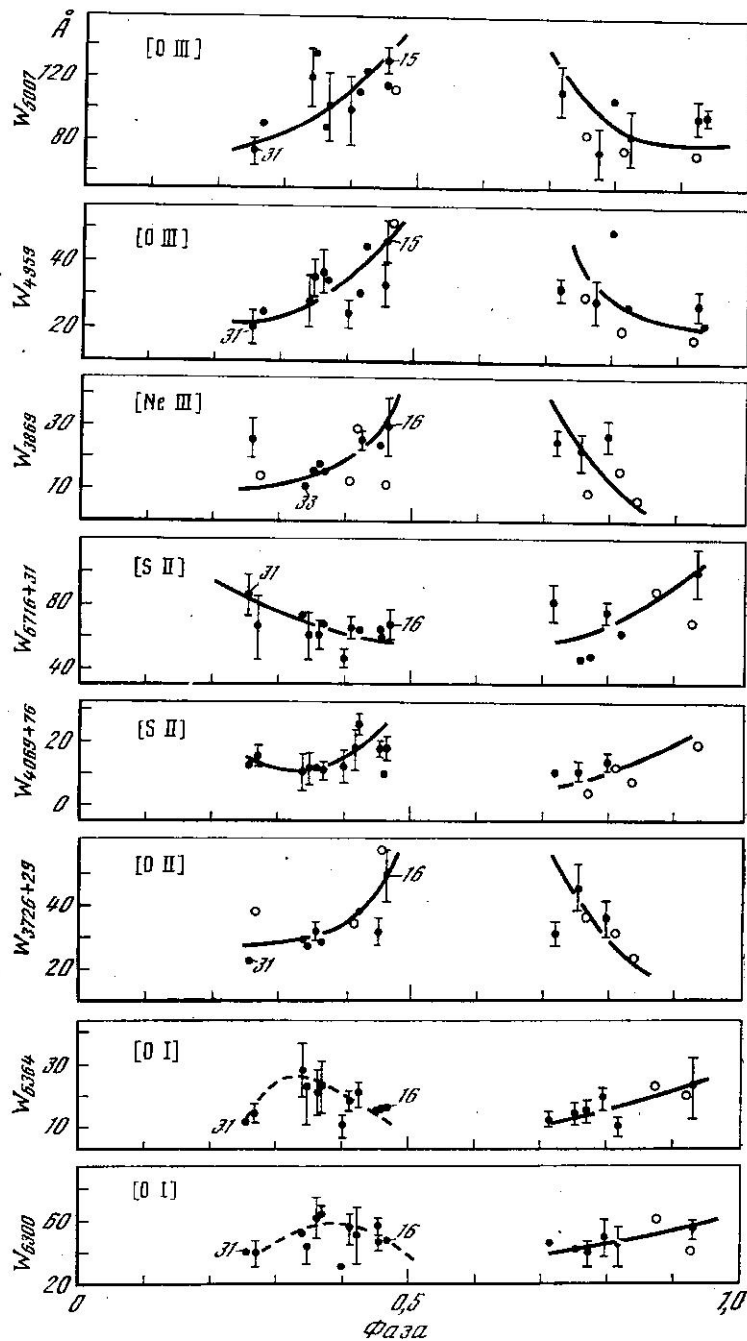


Рис. 1. Изменения эквивалентных ширин запрещенных линий в спектре ядра галактики NGC 1275 с характерным временем 2,3 сут

Графики сгруппированы по степеням ионизации атомов. Отдельный значок соответствует одной серии наблюдений. Вертикальная черточка — среднеквадратичная ошибка определения W_λ . Светлые кружки — случаи, когда использовалась только одна спектрограмма. Цифры — номера серий наблюдений согласно [12] (см. текст)

проблемой переменности линий. В наших наблюдениях существует пробел на фазовых отрезках 0—0,2; 0,5—0,7 и 0,9—1,0. Эти фазы приходились на моменты неудобного для наблюдения положения галактики. Далее, не все линии одинаково выразительно меняются в найденном характерном времени. Если изменение W_λ линий [O III], [Ne III], [O II] и [S II] 6716 + 31 четко

Таблица 2

Максимальные изменения эквивалентных ширины эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275 с характерным временем 2,3 сут

Линия, Å	Ион	$W_{\max} - W_{\min}$, Å	$\frac{W_{\max} - W_{\min}}{\bar{W}_\lambda}$, %	$\frac{W_{\max} - W_{\min}}{\bar{\sigma}_W}$
3726+29	[O II]	35	100	10
3869	[Ne III]	22	120	5,8
4069+76	[S II]	15	110	4,4
4340+63	[H γ + O III]	13	70	4,4
4861	H β	19	80	5,0
4959	[O III]	35	110	8,7
5007	[O III]	58	60	5,8
6300	[O I]	16	30	4,6
6364	[O I]	10	60	2,1
6563	H α	90	330	2,9
6548+83	[N II]			
6717+31	[S II]	43	60	5,6

и определенно, то про изменение W_λ линий 4069 + 76 Å [S II] и 6300 + 64 Å [O I] этого сказать нельзя.

Мы считали, что наш наблюдательный материал может дать дополнительные свидетельства реальности характерного времени переменности W_λ запрещенных линий в спектре ядра галактики NGC 1275 в 2,3 сут. В поисках таких свидетельств мы проанализировали соотношения эквивалентных ширины и профилей различных эмиссионных линий на разных фазовых участках найденного характерного времени.

На рис. 2 представлены соотношения W_λ линий дважды и однажды ионизованных элементов отдельно для фаз возгорания 0,2—0,5 и фаз затухания 0,7—0,9. Они соответственно показаны как случай I и II. Видно, что в случае I редко наблюдается корреляция эквивалентных ширины запрещенных линий, в то время как в случае II корреляция прослеживается для всех представленных пар линий. Когда же корреляция есть в обоих случаях, наклон корреляционных прямых для случаев I и II различный. Были вычислены коэффициенты корреляции K . Они оказались равными: для случаев I — $0,13 \leq K \leq 0,70$; для случаев II $0,46 \leq K \leq 0,96$.

Этот результат показался нам важным. Во-первых, из [12] следовало, что если рассматривать сразу весь массив наблюдений, то корреляции W_λ наблюдаются для значительно меньшего числа пар линий. Во-вторых, на рис. 2 четко разделились зависимости для фазы возгорания яркости линий и фазы затухания. На фазе возгорания корреляция, как правило, отсутствует, а на фазе затухания всегда существует. Это можно интерпретировать таким образом, что на фазе возгорания для большей части ионов существует неравновесное состояние газа, а на фазе затухания условия в газовой оболочке ядра NGC 1275 становятся более близкими к стационарным.

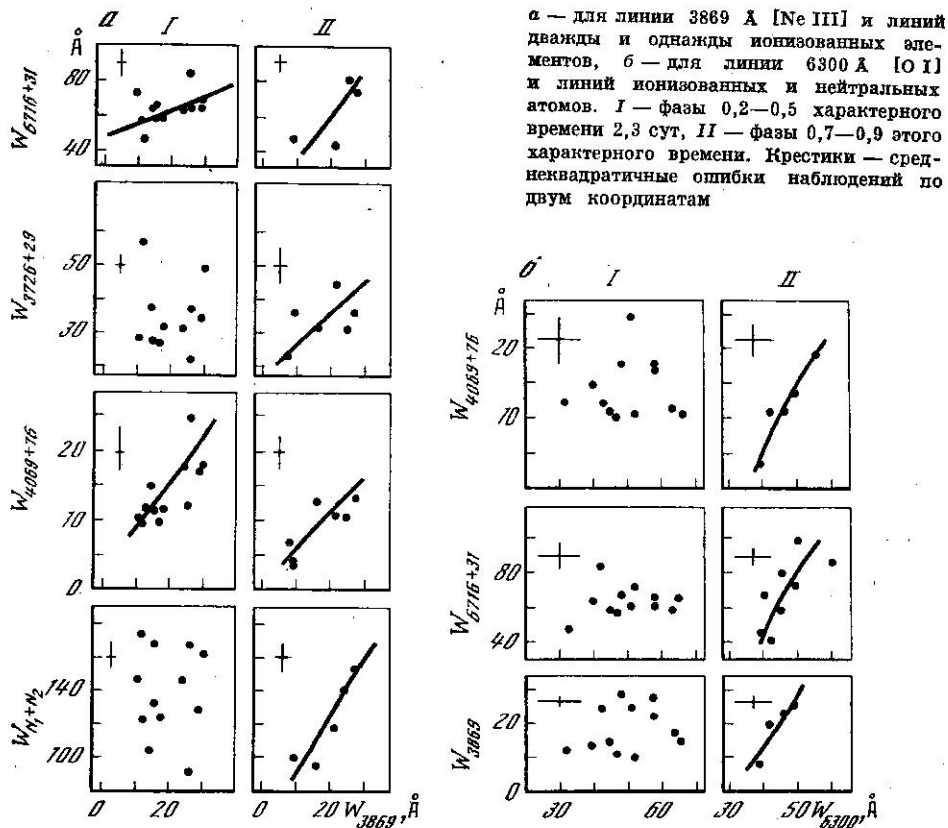
Прежде чем обратиться к форме контуров различных эмиссионных линий, соответствующих разным фазам найденного характерного времени переменности W_λ запрещенных линий в 2,3 сут, обратимся к более ранним результатам исследования эмиссионного спектра ядра NGC 1275. Как известно, Сейферт [16] обнаружил, что линия 5007 Å [O III] в этом спектре имеет голубую асимметрию, а линия 3869 Å [Ne III] необычайно широка. По его наблюдениям контур первой линии имеет повышенную интенсивность коротковолнового крыла по сравнению с длинноволновым на том же расстоянии от центра линии. Асимметрия контуров линий H β , 4959 и 5007 Å [O III], а также бленды H α + [N II] подробно исследовалась Э. А. Дибеем [17] по регистрограммам спектров, полученных с дисперсией 25 и 64 Å/мм весной и осенью 1967 г. Если голубую асимметрию этих линий

интерпретировать как наличие голубого компонента в их контурах, то расстояние голубого от основного компонента составляет примерно 10 Å. Тщательный анализ наших спектров ядра NGC 1275, полученных в октябре 1971 г. — октябре 1972 г., показал, что в это время отмечалось колебание голубых компонентов на контурах линий 3869 Å [Ne III], 4069 + 76 Å [S II], H β и 4959 + 5007 Å [O III] [18]. Расстояния голубых от основных компонентов на контурах этих линий оказались того же порядка, что и у линий, исследованных Э. А. Дибеем [17]. Было интересно посмотреть, нет ли изменений в контурах линий при изменении эквивалентных ширин W_λ в характерном времени 2,3 сут. Если есть, то как ведут себя компоненты контуров линий.

На рис. 1 цифрами показаны номера серий наблюдений согласно [12], для которых отмечены максимальные и минимальные значения W_λ с характерным временем 2,3 сут. Для этих серий наблюдений были вычислены контуры различных запрещенных линий. Они показаны на рис. 3. Видно, что контуры большей части линий меняются при переходе от максимальных W_λ к минимальным, и эти изменения выражаются в разной степени переменности красного и голубого крыла. На контурах линий 3726 + 29 Å [O II], 3869 Å [Ne III], 4959 и 5007 Å [O III], а также 6300 и 6364 Å [O I] при этом синее крыло ослабевает сильнее, чем красное. На рис. 1 было показано, что на фазе возгорания излучения линий [O III] и [O II] W_λ линий дублета 6716 + 31 Å [S II] уменьшается. Из рис. 3 мы видим, что при этом происходит увеличение отношения интенсивностей линий I_{6716}/I_{6731} . Изменения в интенсивностях линий дублета здесь превосходят изменения в отдельных компонентах контура каждой из линий.

Все отмеченные изменения в контурах линий невелики, но все же достаточны, чтобы их заметить. Видно, что эффект всегда одинаков: при умень-

Рис. 2. Сопоставление эквивалентных ширин запрещенных линий



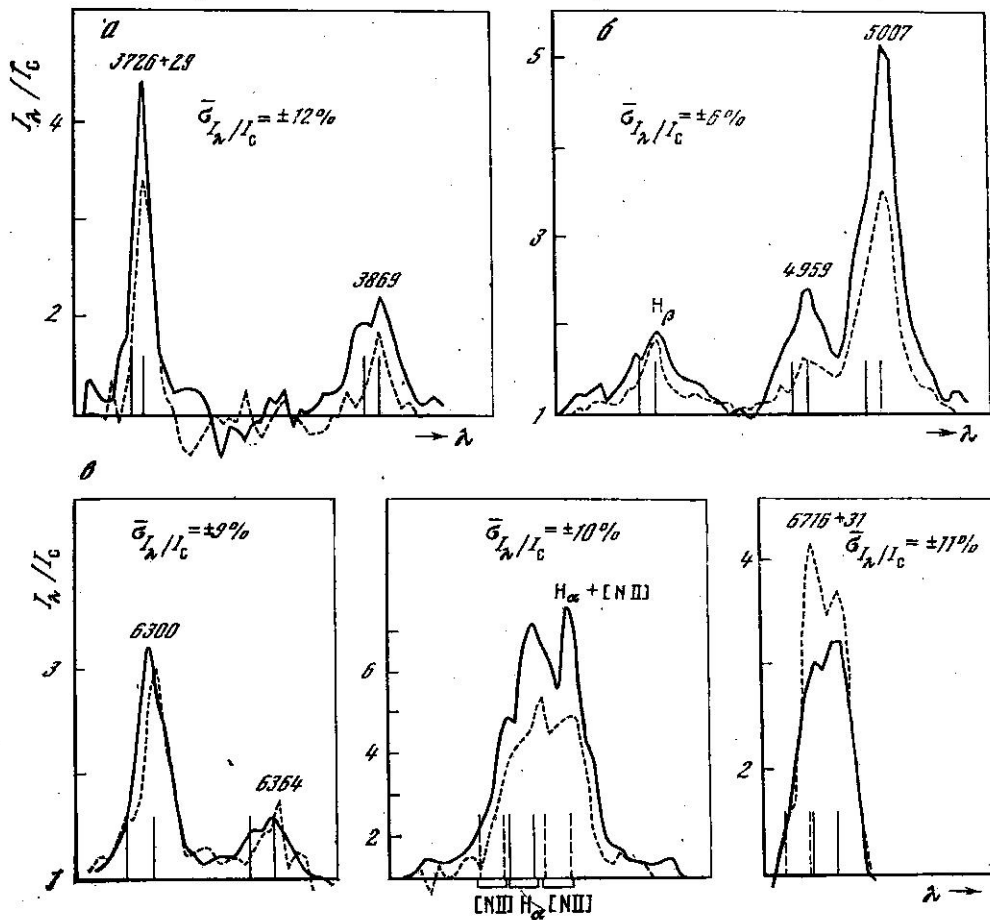


Рис. 3. Средние по сериям контуры линий

а — в ультрафиолете, б — в синей области спектра, в — в красной области спектра. Сплошными линиями показаны контуры, соответствующие фазе максимума W_λ , штриховыми — минимума W_λ с характерным временем 2,3 сут. Вертикальные сплошные и прерывистые отрезки показывают положение двух основных компонентов контуров линий (см. текст)

шении W_λ у большей части линий на профиле сильнее ослабевает голубой компонент, чем основной. Нам представляется, что необычно сильная степень переменности линии 4959 Å по сравнению с другими линиями, которая видна из табл. 2, также связана с этим эффектом. Согласно модели разделения контуров эмиссионных линий в спектре ядра NGC 1275, предложенной Дибам [17], голубой компонент линии 5007 Å не перекрывается с основным компонентом линии 4959 Å. Есть основания предполагать, что структура контуров линий сложнее, они состоят более чем из двух компонентов. При этом более слабые компоненты расположены в более коротковолновой области по сравнению с голубым компонентом, выделенным Дибам. Слабые голубые компоненты больше всего могут проявляться у наиболее сильных линий: 5007 Å [O III], H_α и дублета азота 6548 + 83 Å. Если наше предположение верно, то линия 4959 Å включает в себя часть голубого компонента линии 5007 Å. Значительная переменность линии 4959 Å свидетельствует о том, что эта часть сравнима по яркости с основным компонентом линии.

Таким образом, приведенные данные об изменениях эквивалентных ширин, их соотношениях, а также об изменениях контуров запрещенных линий в спектре ядра галактики NGC 1275 позволяют считать, что найденное характерное время изменений эквивалентных ширин запрещенных линий в 2,3 сут не лишено смысла и что эти изменения в основном обусловлены

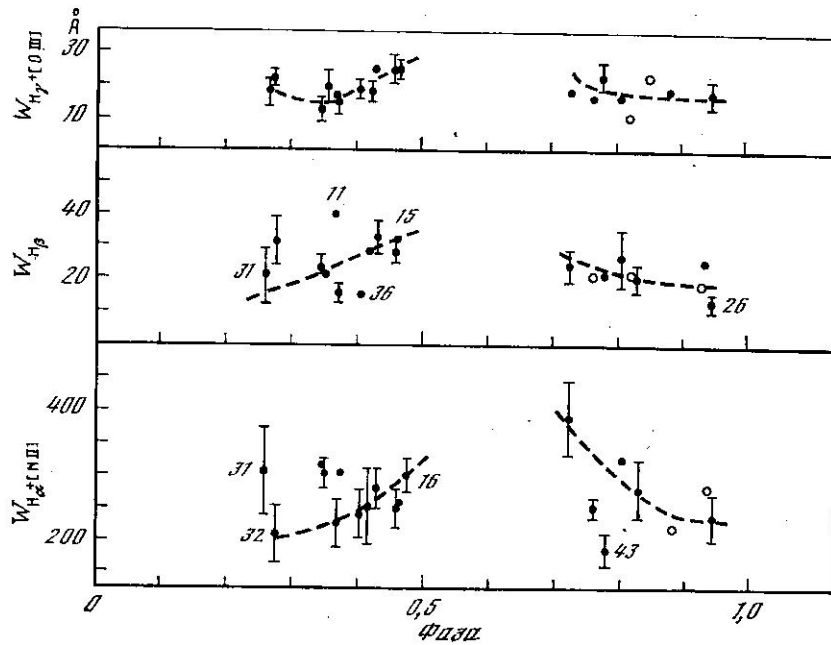


Рис. 4. Изменение эквивалентных ширин водородных линий в спектре ядра галактики NGC 1275 в характерном времени 2,3 су
Обозначения те же, что на рис. 1

изменениями интенсивностей линий, а не изменениями непрерывного спектра.

Водородные линии. Из всех водородных линий для исследования были доступны только три: H_{α} , H_{β} и H_{γ} . Но «чистые» результаты можно было получить только для одной из них — линии H_{β} , так как H_{γ} блендирована линией 4363 [O III], а H_{α} — дублетом [N II] 6548 + 83. Для начала мы

посмотрели, как ведут себя водородные линии в интервале характерного времени переменности запрещенных линий 2,3 сут. Их поведение в этом характерном времени показано на рис. 4. Видно, что только в бленде $H_{\gamma} + 4363$ [O III] можно угадать характер переменности W_{λ} , наблюдаемый у запрещенных линий. $W_{H_{\beta}}$ и $W_{H_{\alpha}+[N II]}$ изменяются менее определенно, хотя по поведению большинства точек рис. 4 можно легко наметить ход изменения W_{λ} , похожий на изменения W_{λ} запрещенных линий на рис. 1. Имея в виду это обстоятельство, мы

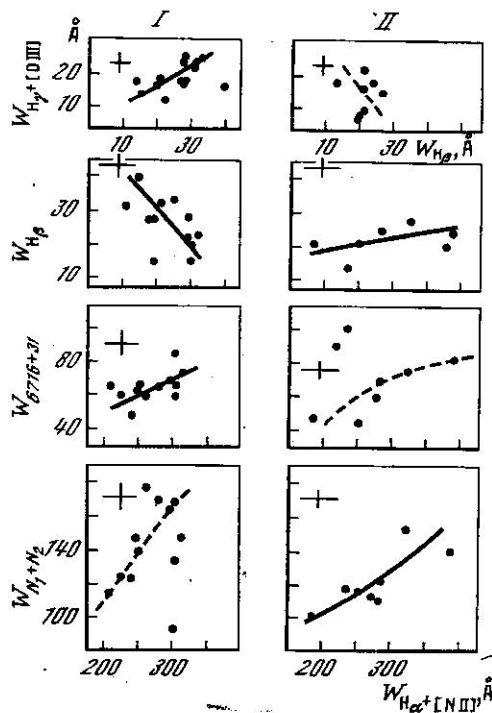


Рис. 5. Сопоставление эквивалентных ширин линий $H_{\alpha} + [N II]$ (на трех нижних парах графиков) и H_{β} (на верхней паре графиков) с эквивалентными ширинами водородных и запрещенных линий

Обозначения те же, что на рис. 2

предположили, что W_λ водородных линий, так же как и запрещенных линий, имеют характерное время переменности 2,3 сут, но кроме этого существуют и более быстрые изменения водородных линий. Согласно этому предположению мы провели ветви возгорания и затухания W_λ , как показано на рис. 4. Из табл. 2 видно, что изменения интенсивностей линий $H_\gamma + [O III]$, H_β и $H_\alpha + [N II]$ составляют соответственно 70, 80 и 330% или $4,4 \bar{\sigma}_W$, $5,0 \bar{\sigma}_W$ и $2,9 \bar{\sigma}_W$. На первый взгляд здесь можно заметить противоречие — небольшие изменения в первых двух линиях получились более значимыми, чем большие изменения в бленде $H_\alpha + [N II]$. Как уже отмечалось выше, $\bar{\sigma}_W$ несут в себе элемент переменности в линиях. Как видно из рис. 4, 30% точек на кривых показали существенные отклонения от трендов. Среднеквадратичные ошибки $\bar{\sigma}_W$ бленды $H_\alpha + [N II]$, по-видимому, больше отягощены элементом переменности, чем $\bar{\sigma}_W$ линий $H_\gamma + [O III]$ и H_β .

Свое предположение о характерном времени переменности W_λ водородных линий мы проверили так же, как запрещенных, по соотношениям W_λ и контурам линий в различных фазах характерного времени 2,3 сут.

На рис. 5 показаны соотношения W_λ различных водородных линий и водородных и запрещенных линий. Видно, что W_λ водородных линий изменяются взаимосвязанно на обоих интервалах фаз, но зависимость для разных фаз различна: на фазе возгорания (I) W_{H_β} и $W_{H_\gamma + [O III]}$ пропорциональны друг другу, а на фазе затухания (II) — обратно пропорциональны. То же наблюдается и для линий H_β и $H_\alpha + [N II]$. Наклон зависимостей W_λ этих линий различен для двух фазовых интервалов.

Связь эквивалентных ширин линий $H_\alpha + [N II]$ и $[O III]$ — более уверенная на фазе II, чем на фазе I, а для линий $H_\alpha + [N II]$ и $6716 + 31 \text{ \AA}$, наоборот, более уверенная связь получается на фазе I, чем на фазе II.

Контурные линии H_β и $H_\alpha + [N II]$ для фазы максимальных и минимальных W_λ с характерным временем 2,3 сут можно видеть на рис. 3, б, в. Из этого рисунка видно, что при переходе от максимальных W_λ к минимальным в контуре линии H_β сильнее ослабевает синее крыло, чем красное. Для контура бленды $H_\alpha + [N II]$ этот эффект только можно угадать, он не очень уверенный. Хотя четко можно сказать, что при изменении W_λ в контуре этой бленды красное крыло меняется не сильнее синего.

Как было отмечено выше, мы предположили, что для водородных линий, кроме характерного времени переменности в 2,3 сут, существует более короткая шкала переменности. Чтобы проанализировать эту переменность, мы выделили ее, применив исправление W_λ за тренды в шкале 2,3 сут. Исправление было сделано двумя способами: 1) тренды проводились вручную, как показано на рис. 4; 2) тренды проводились методом наименьших квадратов в виде кривых второго порядка. В обоих случаях были подсчитаны отклонения ΔW_λ от трендовых кривых, которые составили массивы данных для поиска более коротких шкал переменности, чем одни сутки. Поиск таких характерных времен переменности проводился на ЭВМ в интервале времени 0,01—0,51 сут ($14^m4 - 12^h24$) с шагом перебора периодов в $0^s00025 = 21^s6$. Из всех полученных характерных времен выбирались наиболее достоверные по следующим критериям:

1. Время переменности не зависит от способа исправления за тренд.
2. Линии H_α , H_β и H_γ должны показывать примерно одинаковые характерные времена переменности ΔW_λ .

3. Достоверность характерного времени по критерию Фишера должна быть не менее 80%.

Всем этим требованиям удовлетворило характерное время порядка получаса, характеристики переменности водородных линий для которого приведены в табл. 3. Из таблицы следует, что доверительные вероятности по критерию Фишера этого характерного времени около 90%. Необходимо отметить, что действительные вероятности надо считать более высокими, чем это следует из табл. 3, так как данные независимо получены для трех линий, которые фотографировались в разное время при раз-

Таблица 3

Характеристики переменности водородных линий в шкале времени полчаса

Линия	Число серий спектров	Характерное время переменности, мин	σ^2/σ_0^2	Доверительная вероятность по критерию Фишера, %
$H_\alpha + [N II]$	20	30	1,79	90
H_β	21	25	1,68	88
$H_\gamma + [O III]$	20	22	1,90	92

личных положениях дифракционной решетки. Интересно, что характерное время изменения ΔW_λ уменьшается от линии H_α к линии H_γ .

На рис. 6 приведены значения ΔW_λ в найденных характерных временах согласно табл. 3 для линий H_β и $H_\alpha + [N II]$. Штриховые линии обозначили полосу, проходящую около среднего значения ΔW_λ в каждом фазовом интервале. Ширина полосы по величине равна удвоенной величине среднего времени фотографирования одной серии наблюдений (см. табл. 1 и горизонтальную черточку на рис. 6). Видно, что для случая линии H_β все точки практически уместились между штриховыми кривыми. Это говорит о том, что разброс точек около среднего тренда переменности ΔW_λ определяется величиной времени фотографирования одной серии наблюдений линии H_β . В случае линий $H_\alpha + [N II]$ разброс точек несколько больше, чем можно было бы ожидать, исходя из среднего времени фотографирования спектров одной серии.

Рис. 6 показывает, что получасовые изменения в линиях H_β и $H_\alpha + [N II]$ происходят со сдвигом фазы почти на полпериода. Из этого рисунка также видно, что максимальные изменения ΔW_λ линий H_β и $H_\alpha + [N II]$ составляют соответственно 26 и 150 Å. Это достаточно большая амплитуда колебаний, равная соответственно 0,9 и 0,6 от \bar{W}_λ средних за четыре ночи наблюдений или $7,0\bar{\sigma}_W$ и $4,8\bar{\sigma}_W$ соответственно.

На рис. 6 цифрами отмечены номера серий наблюдений, когда наблюдались максимальные и минимальные значения ΔW_λ у линий H_β и $H_\gamma + [N II]$. Для этих серий мы вычислили средние контуры линий. Они показаны на рис. 7. Из этого рисунка видно: в случае минимальных ΔW_λ на контурах линий H_β и $H_\alpha + [N II]$ заметна значительная депрессия в синем крыле контуров. Мы считаем этот наблюдательный факт очень важным. Наряду с большим значением доверительной вероятности по критерию Фишера (см. табл. 3) он свидетельствует в пользу реальности существования короткой шкалы переменности линий H_β и $H_\alpha + [N II]$, равной примерно получасу.

Обсуждение результатов. Анализ изменений эквивалентных ширин эмиссионных линий в спектре ядра сейфертовской галактики NGC 1275, проведенный по 126 спектрограммам, полученным за четыре ночи наблюдений, показал, что как водородные, так и запрещенные линии меняются за одни сутки. Более того, в наблюдаемом интервале времени они показали характерное время изменений, равное 2,3 сут. Фазы затухания и возгорания эмиссионных линий характеризуются разными соотношениями эквивалентных ширин и контурами этих линий. При уменьшении W_λ наблюдается более сильное ослабление голубого крыла контура линий, чем красного. За характерное время 2,3 сут эквивалентные ширины всех исследованных линий изменялись от 30 до 300%, или (3—10) $\bar{\sigma}_W$. При этом линии [O III], [Ne III], [O II] и водородные меняются синхронно, а линии $6716 + 31 \text{ \AA} [S II]$ — в противофазе с ними. Этот факт может означать, что в момент вспышки большинства эмиссионных линий происходит ионизация N II, а во время спада яркости большинства линий ионы N III рекомбинируют. Как известно, потенциал ионизации N II ниже потенциалов ионизации ионов O II и O III (23,4; 35,1 и 54,9 эВ соответственно [19]), поэтому при ионизации N II ионы O II и O III могут сохранять степень

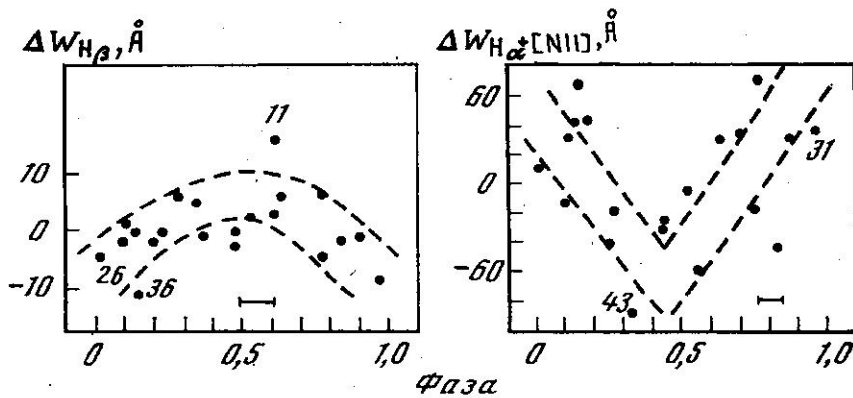
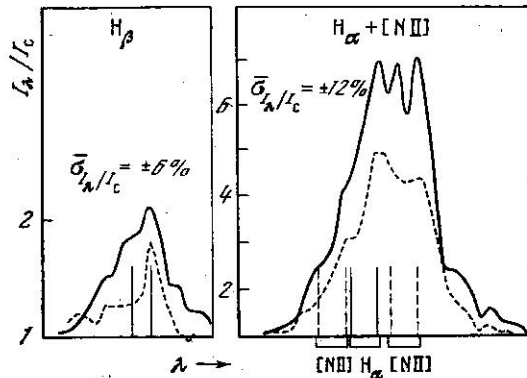


Рис. 6. Быстрые колебания эквивалентных ширины линий H_{β} и $H_{\alpha} + [N II]$ с характерным временем полчаса

Горизонтальные отрезки показывают величину средней длительности наблюдения одной серии спектров (см. табл. 1), цифры — номера серий наблюдений, для которых приведены контуры линий на рис. 7

Рис. 7. Средние по серии контуры линий H_{β} и $H_{\alpha} + [N II]$ для экстремальных значений их ΔW_{λ}

Сплошная и штриховая линии — случаи максимального и минимального ΔW_{λ} (см. текст и подпись под рис. 3)



ионизации. Отношение яркостей линий I_{6716}/I_{6731} до и после вспышки яркости линий $[O II]$ и $[O III]$ остается близким к единице: во время вспышки оно немного меньше, а после вспышки — немного больше единицы. Согласно таблице, приведенной Носовым [20], этот факт означает, что электронная плотность газа, излучающего линии $6716 + 31 \text{ \AA}$ $[S II]$, равна примерно $10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$, в момент вспышки она больше, чем после вспышки.

Наши данные показали, что водородные линии $H_{\alpha} - H_{\gamma}$ меняют свою яркость сложным образом, на изменения в шкале времени 2,3 сут накладываются более быстрые изменения. В исследованном интервале времени быстрые колебания этих линий происходили за полчаса. При этом изменения ΔW_{λ} линий составляли 60—90%, или $4,8 \bar{\sigma}_W$ и $7,0 \bar{\sigma}_W$, соответственно для линий $H_{\alpha} + [N II]$ и H_{β} . Изменения синего крыла контура линий при изменении ΔW_{λ} здесь значительно больше, чем в характерном времени 2,3 сут. Линии H_{β} и $H_{\alpha} + [N II]$ меняются со сдвигом на полпериода.

Полученные данные о переменности запрещенных линий необычны с точки зрения современных моделей газовых оболочек ядер сейфертовских галактик. Здесь нет трудности с точки зрения атомных констант. Время жизни ионов в возбужденном состоянии для ярких запрещенных линий оптической области спектра, рассмотренных в табл. 1, составляет от 0,6 с для 4363 \AA $[O III]$ до 6,7 ч для 3726 \AA $[O II]$. Модель свечения этих линий в оболочках ядер сейфертовских галактик с переменными физическими условиями разрабатывал Бочкарев [21, 22]. Его результаты показывают, что можно ожидать изменений в яркости в 1 см^3 газа в запрещенных линиях в шкале времени несколько дней.

В создании модели переменной газовой оболочки возникает трудность в другом отношении. Согласно современным моделям размер оболочки сейфертовского ядра, излучающей запрещенные линии, не может быть меньше 10^{18} см , следовательно, нельзя ожидать переменности в линиях в шкале времени меньше года. Большой размер оболочки необходим для объяснения большой наблюдаемой яркости в этих линиях. Если время переменности в за-

прещенных линиях равно 1—2 сут, то размер области, где они образуются, равен 10^{15} — 10^{16} см. Следовательно, излучение 1 см^3 газа в этих линиях должно быть на несколько порядков выше, чем в случае протяженной оболочки. Современная теория не может этого объяснить. Формула для подсчета коэффициента излучения 1 см^3 газа в линии 5007 \AA [O III] приведена Шилдсом и др. [23]. Подсчеты, проведенные по этой формуле, показывают, что вариации параметров температуры и плотности в разумных пределах могут обеспечить высокую светимость объема в 1 см^3 в линии 5007 \AA [O III], если придерживаться старых моделей газовых оболочек ядер сейфертовских галактик. Чтобы достигнуть желаемых результатов, необходимо предположение либо о высоком содержании O, Ne, S и N, отличающемся не менее чем на порядок от нормального содержания, либо о низкой степени ионизации водорода, либо о том и о другом. В большинстве современных моделей принято нормальное содержание элементов и полная ионизация водорода. В новой модели необходимо принять $n_e \leq 10^{-3} N_H$, т. е. плотность водорода N_H в этой модели не равна электронной плотности n_e , как это обычно принимается. Ко всем новым предположениям о характеристиках модели газовой оболочки ядра NGC 1275 следует присоединить еще одно. Исходя из факта одинакового времени переменности водородных и запрещенных линий следует, что размер оболочки, излучающей как водородные, так и запрещенные линии, одинаковый и равен 10^{15} — 10^{16} см.

Переменность водородных линий в шкале времени 1 сут и несколько часов, по-видимому, не встретит трудности с точки зрения современных представлений о моделях водородных оболочек ядер сейфертовских галактик. Если исходить из теории стационарного свечения водорода, то по наблюдаемому переменному потоку в линии H_β и размеру области, в которой изменяются физические условия, можно определить плотность ионизованного водорода (или n_e) в этой области. Объемный коэффициент излучения в линии H_β при электронной температуре $T_e = 10\ 000 \text{ K}$ и $20\ 000 \text{ K}$ равен соответственно $(1-0,5) \cdot 10^{-26} n_e^2 \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{ср}$ [24]. Если предположить, что величина переменной части потока в линии H_β равна его постоянной части, которая приведена Адамсом и Видманом [25] и равна $4 \cdot 10^{40} \text{ эрг/с}$, то можно вычислить плотность электронов в области водородных вспышек. Если время переменности порядка суток, то $n_e = (3 \div 5) 10^9 \text{ см}^{-3}$. Если время переменности порядка часа, то $n_e \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Такие величины не противоречат общепринятым представлениям о плотностях в водородных оболочках ядер сейфертовских галактик и квазаров.

Факт изменения линий H_α и H_β со сдвигом по фазе может свидетельствовать в пользу предположения о высокой оптической толщине водорода в оболочке ядра галактики NGC 1275, которое было высказано ранее [26].

Теперь остановимся на двукомпонентности контуров всех внутренних линий, как запрещенных, так и водородных. Этот факт широко интерпретирован разными авторами, Дибай [17] высказал предположение, согласно которому в газовой оболочке ядра галактики NGC 1275 имеются два облака, одно из которых неподвижно по отношению к галактике, а второе движется в сторону наблюдателя со скоростью 600 км/с (смещение голубого компонента равно 10 \AA) под некоторым углом. Движущееся облако обладает эффективными скоростями расширения в 500 км/с , а неподвижное 200 км/с . Шкловский [27] предложил модель ядра NGC 1275, согласно которой оно состоит из двух компонентов. Оба компонента излучают эмиссионный линейчатый спектр и переменную радиоэмиссию. Расстояние между компонентами равно 2 световым годам, а размер каждого из них — около 1 светового года. Матвеевко и др. [28] развили эту модель. Они считают, что восточный компонент ядра NGC 1275 окружен поглощающей средой с плотностью электронов $(10^4-10^8) \text{ см}^{-3}$. Поэтому возможно ожидать, что около восточного компонента зона свечения запрещенных линий может быть усилена.

Наши данные свидетельствуют о том, что когда меняется яркость линий, то меняются оба крыла контура каждой из линий, хотя степень изменения голубого крыла больше, чем красного. Если крылья контуров линий соответствуют различным составляющим ядра, то эти составляющие не могут

находиться друг от друга на расстоянии, большем, чем дает время переменности линий 10^{15} — 10^{16} см. Поэтому нельзя сопоставлять компоненты контуров эмиссионных линий различным составляющим радиоядра 3C 84 (NGC 1275), которые расположены друг от друга на расстоянии около 2 световых лет.

Бочкарев и Антохин [29] рассчитали формы и степень переменности контуров водородных линий при изменении потока ионизирующей радиации. Сравнение наших данных с рассчитанными ими моделями позволяет сделать вывод, что в случае ядра NGC 1275 имеет место мгновенное изменение потоков ионизирующей радиации. При медленном изменении потока ионизирующей радиации в контурах водородных линий изменения должны быть незначительными.

В заключение следует отметить, что результаты нашего анализа W_λ эмиссионных линий оптического спектра ядра галактики NGC 1275 показали необходимость систематических исследований переменности этого спектра за часы и сутки.

Мы искренне благодарны В. Л. Афанасьеву за получение спектров, В. Л. Литовецкому и А. И. Шаповаловой за помощь в наблюдениях, Л. И. Филатовой и В. Т. Жоголевой за помощь в изготовлении рисунков.

Май 1983 г.

Литература

1. Barr P., Willis A., Wilson R. The ultraviolet variability of NGC 3784.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1983, vol. 202, p. 453—466.
2. Wolstencroft R., Gilmore G., Williams P. Rapid variability of OJ 287 at 1.25 μ m.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1982, vol. 201, p. 479—485.
3. Sherwood W., Kreysa E., Gemünd H., Biermann P. Rapid variability in 3C 273 at 1 μ m.— Astron. and Astrophys., 1983, vol. 117, p. L5—6.
4. Пустыльник С. А. Обнаружение быстрой радиопеременности у радиообъектов с непрерывным оптическим спектром.— Сообщения САО, 1982, № 33, с. 28—75.
5. Marshall N., Warwick R., Pounds K. The variability of X-ray emission from active galaxies.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1981, vol. 194, p. 987—1002.
6. Martin P., Angel J., Maza J. Night-to-night variations in the optical polarization of the nucleus of NGC 1275.— Astrophys. J., 1976, vol. 209, p. L21—23.
7. Лютый В. М. Оптическая переменность ядер сейфертовских галактик II. UVB и H_α -фотометрия.— Астрон. журн., 1977, т. 54, с. 1153—1167.
8. Geller M., Turner E., Bruno M. Night-to-night variations in the optical continuum flux from the nucleus of NGC 1275.— Astrophys. J., 1979, vol. 230, p. L 141—144.
9. Collin-Souffrin S., Joly M., Heidmann N., Dumont S. Formation of permitted lines in the spectrum of type I Seyfert galaxies and quasars.— Astron. and Astrophys., 1979, vol. 72, p. 293—308.
10. Valtaja E., Lehto H., Teerikorpi P. et al. A 15.7 min periodicity in OJ 287? Report series informo, 1982, N 62, p. 1—14.
11. Меркулова Н. И., Проник И. И. Поиск возможной переменности эмиссионных линий в спектре ядра галактики NGC 1275 в шкале времени одной сутки.— Астрофизика, 1983, т. 19, с. 245—250.
12. Меркулова Н. И., Проник И. И. Опыт наблюдений быстрых колебаний эмиссионного спектра ядра пекулярной галактики NGC 1275.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 68, с. 93.
13. Цесевич В. П. Глазомерные оценки блеска и обработка наблюдений переменных звезд. Методы исследования переменных звезд. М.: Наука, 1971, с. 49—90.
14. Jurkevich I. A method of computing periods of cyclic phenomena.— Astrophys. and Space Sci., 1971, vol. 13, p. 154—167.
15. Lafler J., Kinman T. An RR Lyrae star survey with the Lick 20-inch astrograph. II. The calculation of RR Lyrae periods by electronic computer.— Astrophys. J. Suppl., 1965, vol. 11, p. 216—222.
16. Seyfert K. Nuclear emission in spiral nebulae.— Astrophys. J., 1943, vol. 97, p. 28—40.
17. Дибай Э. А. Некоторые свойства ядра радиогалактики NGC 1275 (Персей А).— Астрон. журн., 1969, т. 46, с. 725—729.
18. Проник И. И. Облачная структура и изменения физических условий в газовой оболочке ядра сейфертовской галактики NGC 1275.— Астрон. журн., 1974, т. 51, с. 1204—1207.
19. Аллен К. Астрофизические величины. М.: Изд-во иностр. лит., 1960. 304 с.
20. Носов И. В. Об определении электронной плотности по отношению интенсивностей [S II] $\lambda 6717$ — $\lambda 6731$.— Астрон. цирку., 1979, № 1050, с. 1—3.
21. Бочкарев Н. Г. Тепловое и ионизационное состояние атомарной космической плазмы низкой плотности при различных источниках нагрева и ионизации.— Исслед. по геомагнетизму, аэронавтике и физике Солнца, СО АН СССР, 1979, т. 48, с. 195—212.
22. Бочкарев Н. Г. Физические условия в межзвездной среде, нагреваемой рентгеновскими лучами. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. ГАИШ, 1974. 138 с.

23. *Shields G., Oke J., Sargent W.* The optical spectrum of the Seyfert galaxy 3C 120.— *Astrophys. J.*, 1972, vol. 176, p. 75—89.
24. *Каплан С. А., Пикельнер С. Б.* Межзвездная среда. М.: Физматгиз, 1963. 531 с.
25. *Adams Th., Weedman D.* Emission-line luminosities of Seyfert Galaxies.— *Astrophys. J.*, 1975, vol. 199, p. 19—30.
26. *Проник И. И.* Структура газа в ядре сейфертовской галактики NGC 1275, выявленная по переменной эмиссионных линий.— *Изв. Крым. астрофиз. обс.*, 1980, т. 61, с. 131—144.
27. *Шкловский И. С.* О возможной двойственности ядра NGC 1275.— *Письма в Астрон. журн.*, 1978, т. 4, с. 493—495.
28. *Матвеевко Л. И., Келлерман К., Паулини-Тос И.* и др. Структура ядра сейфертовской галактики NGC 1275.— *Письма в Астрон. журн.*, 1980, т. 6, с. 77—86.
29. *Бочкарев Н. Г., Антохин И. И.* Возможность быстрых изменений профилей эмиссионных линий активных ядер галактик и квазаров.— *Астрон. циркул.*, 1982, № 1238, с. 1—4.

УДК 520.1

КОЛЬЦЕВОЙ АСФЕРОМЕТР ДЛЯ КОНТАКТНОГО КОНТРОЛЯ АСФЕРИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Г. М. Попов, М. Б. Попова

Описан прибор для контактного контроля асферических поверхностей, имеющий форму кольца. Кольцо имеет три опоры, расположенные в вершинах равностороннего треугольника, и перемещаемый измерительный прибор, шпунт которого располагается на окружности, описанной вокруг треугольника. Возможен контроль как поверхностей вращения, так и более сложных поверхностей, не имеющих оси вращения. Точность асферометра определяется точностью измерительного прибора (датчика) и может достигать 0,1 мкм.

RING ASPHEROMETER FOR CONTACT TESTING OF ASPHERICAL SURFACES OF THE ASTRONOMICAL OPTICS, by *Popov G. M., Popova M. B.*— Ring shaped apparatus for contact testing of aspherical surfaces is described. The ring has three supports situated at the points of the equilateral triangle and has a shifting measuring device with probe on the circumference around the triangle. It is possible to test surfaces of revolution as well as arbitrarily ones. The accuracy of the aspherometer is determined by measuring device and can reach 0.0001 mm.

Появление точных контактных измерительных приборов (оптикаторы, индикаторы часового типа и др.), имеющих погрешность измерения длины отрезка менее 1—0,1 мкм, привело к разработке контактных приборов для контроля асферических поверхностей, применяемых в оптике [1, 2]. Простейшим представителем этих приборов является обычный сферометр типа ИЗС-7 или ИЗС-8, предназначенный для определения радиусов кривизн сферических поверхностей, но он может быть использован и для контроля асферических поверхностей. Другим примером может служить французский прибор [2] или прибор Попова Г. М. [3], позволяющие контролировать произвольные асферические поверхности. Однако существенным недостатком этих приборов является то, что они позволяют промерить только отдельные участки поверхности и не могут дать достаточно полной информации о фигуре поверхности, сравнимой, например, с интерферограммой. В частности, узкие зональные или местные ошибки могут остаться необнаруженными.

В то же время применение в астрооптике все более светосильных асферических зеркал и линз, поверхности которых значительно отклоняются от сферы, заставляет придавать асферическую форму поверхности уже на стадии шлифовки, т. е. в условиях, когда обычно оптические методы контроля непригодны. Контактные методы применимы в любых случаях: как для контроля шлифованной, так и полированной поверхности. Более того, возможен

контроль выпуклых поверхностей и асферических поверхностей сложной формы, для которых оптические методы контроля несовершенны либо не известны. Поэтому представляет большой интерес разработка контактных методов, свободных от упомянутых выше недостатков. Нами был предложен так называемый кольцевой асферометр, решающий задачу контроля асферических поверхностей произвольной формы. Сначала рассмотрим более простой случай, когда асферическая поверхность является поверхностью вращения.

1. Контроль поверхностей вращения произвольной формы с помощью кольцевого асферометра

Кольцевой асферометр представляет собой жесткое кольцо, по окружности радиуса r_s которого расположены три опорные точки (обычно это стальные шарики одного радиуса ρ) и щуп измерительного прибора (датчика), — это может быть, например, индикатор часового типа, оптикатор и т. п. Предполагается, что щуп измерительного прибора также оканчивается шариком радиуса ρ , радиусы шариков предполагаются весьма малыми, и их влиянием на результаты измерений пренебрежем. Опорные точки целесообразно расположить в вершинах равностороннего треугольника; точность расположения зависит от вида поверхности и допустимой погрешности измерений. Вершина щупа измерительного прибора может устанавливаться на заданных расстояниях от опорных точек, оставаясь на цилиндрической поверхности радиуса r_s .

Прибор используется следующим образом. Прежде всего установим на нуль измерительный прибор, для чего поместим асферометр на произвольную сферическую или плоскую поверхность, не имеющую ошибок, с необходимой степенью точности. Поместим асферометр на испытываемую поверхность так, чтобы одна из его опорных точек совпала с вершиной поверхности, а две другие расположились на зоне U_k вблизи края зеркала (радиус кольца асферометра r_s не должен быть меньше четверти диаметра испытываемого зеркала, в противном случае краевые зоны зеркала не будут замерены). Из геометрических соображений очевидно, что если испытываемая поверхность является сферической, то измерительный прибор останется на нуле; если же испытываемая поверхность асферическая, то он покажет отклонение δ_1 ее в точке измерения от сферы, пересекающей асферическую поверхность на зоне U_k и касающейся асферической поверхности в ее вершине. Назовем эту сферу опорной сферой. Повернем асферометр так, чтобы с вершиной измеряемой поверхности совпала другая опорная точка (это приводит к перемещению щупа), — получим отклонение δ_2 от упомянутой сферы в другой точке; аналогично находим и δ_3 — отклонение в третьей точке для измеряемой поверхности. После этого можно получить новую серию из трех измерений, переместив измерительный прибор (датчик асферометра) на другое расстояние от опорных точек (конструкция асферометра должна позволять это) и вновь получив нулевой отсчет и т. д., пока не получим достаточно полной картины ошибок поверхности.

Заметим, что в процессе измерений целесообразно использовать одни и те же три участка на испытываемом зеркале для установки опор асферометра, в противном случае возможно влияние местных ошибок поверхности на результаты измерений, — например, одна из опор может оказаться в местной «яме» на зеркале при выполнении какого-либо цикла измерений, что исказит результаты. Если цель измерений состоит в установлении соответствия испытываемой поверхности с расчетной требуемой поверхностью, то следует сначала вычислить теоретические значения отклонений δ как функцию расстояния щупа асферометра от опорной точки. Рассмотрим этот вопрос подробнее. Зная радиус кольца асферометра r_s , находим расстояние b между его опорами как сторону равностороннего треугольника, вписанного в окружность радиуса r_s :

$$b = r_s \sqrt{3}.$$

Следующая задача — найти координаты z_n, y_n точки пересечения K (рис. 1) профилей испытуемой поверхности и опорной сферы (т. е. сферы, проходящей через опорные точки асферометра). На рис. 1 изображены профили опорной сферы 1 и испытуемой поверхности 2; опорная сфера касается испытуемой поверхности в ее вершине. Из рис. 1 следует, что координаты

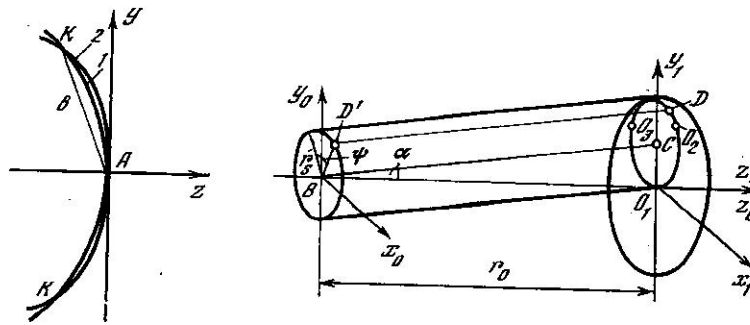


Рис. 1. Пересечение профилей асферической поверхности 2 и сферы 1, касающейся асферической поверхности в ее вершине A , B — расстояние точки пересечения K от вершины A

Рис. 2. Измеряемая асферическая поверхность с вершиной в точке O_1 и положенным на нее асферометром $O_1O_2O_3$. C — центр асферометра, B — центр сферы, проходящей через опорные точки O_1, O_2, O_3 асферометра; D — шуп измерительного прибора асферометра, D' — его проекция на плоскость, перпендикулярную к оси BC ; α — угол наклона оси BC к оптической оси поверхности

точки K можно получить, решая совместно уравнение профиля $F(y, z) = 0$ испытуемой поверхности и окружности радиуса b с центром в точке A :

$$F(y, z) = 0, \quad y^2 + z^2 = b^2. \quad (1)$$

Обычно уравнение профиля поверхности в явном виде записывается так:

$$F = -y^2 + a_1z + a_2z^2 + a_3z^3 + \dots = 0. \quad (2)$$

Или

$$F = -z + c_1y^2 + c_2y^4 + c_3y^6 + \dots = 0, \quad (3)$$

где коэффициенты $a_1, a_2, a_3, \dots, c_1, c_2, c_3, \dots$ — известные числа. При этом очевидно, что система (1) сводится к алгебраическому уравнению, степень которого определяется числом коэффициентов в уравнении (2) или (3). Методы решения подобных уравнений хорошо разработаны (см., например, метод Лобачевского [4]), а в математическом обеспечении ЭВМ обычно имеются специальные программы для их решения. Из полученных корней следует выбрать вещественный корень, удовлетворяющий условиям задачи. Заметим, что можно было бы прибегнуть и к методам последовательных приближений (метод Ньютона, метод хорд, метод итераций и др.), но практика показала, что процесс последовательных приближений не всегда сходится. Получив из системы (1) координаты y_n, z_n точки K , найдем радиус r_0 кривизны опорной сферы из уравнения ее профиля

$$y^2 + (z - r_0)^2 = r_0^2. \quad (4)$$

Подставляя в (4) значения y_n, z_n , находим

$$r_0 = (y_n^2 + z_n^2)/2z_n. \quad (5)$$

Следующая задача — найти координаты точек асферической поверхности, в которых производится установка щупа измерительного прибора асферометра. Рассмотрим (рис. 2) испытуемую поверхность с вершиной в начале координат $O_1(x_1, y_1, z_1)$; другую систему координат x_0, y_0, z_0 поместим на расстоянии r_0 от первой (в центре кривизны B опорной сферы). Оси z_0, z_1

совмещены и являются осью вращения испытываемой поверхности, оси x_0 и x_1 параллельны, как и y_0, y_1 . Положения опорных точек сферометра на зеркале обозначим O_1, O_2, O_3 . Построим цилиндрическую поверхность, проходящую через точки O_1, O_2, O_3 , имеющую радиус образующей r_s и ось, проходящую через точку B . Допустим, что конструкция асферометра такова, что перемещения щупа асферометра происходят вдоль образующей цилиндра; естественно, что вершина щупа всегда расположена на цилиндре. Пусть ось цилиндра составляет угол α с осью симметрии поверхности; тогда, очевидно,

$$\sin \alpha = r_s/r_0; \quad \cos \alpha = \sqrt{1 - (r_s/r_0)^2}; \quad \operatorname{tg} \alpha = r_s/r_0 \sqrt{1 - (r_s/r_0)^2}; \quad (6)$$

Проведем плоскость, перпендикулярную оси цилиндра и проходящую через точку B ; очевидно, эта плоскость параллельна плоскости, содержащей опорные точки O_1, O_2, O_3 . Введем полярный угол ψ прямой DD' , содержащей вершину щупа D асферометра, и найдем координаты точек пересечения этой прямой с координатными плоскостями; из рис. 2 находим

$$x_0 = r_s \sin \psi; \quad y_0 = r_s \cos \psi / \cos \alpha; \quad (7)$$

$$x_1 = x_0; \quad y_1 = y_0 + r_0 \operatorname{tg} \alpha. \quad (8)$$

Можно записать уравнение прямой, проходящей через точки с координатами $(x_0, y_0, z_0), (x_1, y_1, z_1)$, для чего надо найти расстояние t между ними и направляющие косинусы ξ, η, ζ :

$$t = \sqrt{(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2 + (z_0 - z_1)^2}; \quad (9)$$

$$\xi = (x_0 - x_1)/t; \quad \eta = (y_0 - y_1)/t; \quad \zeta = (z_0 - z_1)/t = r_0/t. \quad (10)$$

Запишем симметричное уравнение прямой (начало координат поместим в точку A):

$$(x - x_0)/\xi = (y - y_0)/\eta = (z - z_0)/\zeta. \quad (11)$$

Решая это уравнение совместно с уравнением асферической поверхности, получим координаты (x_a, y_a, z_a) точки касания щупа измерительного прибора асферометра на измеряемой поверхности: задача при этом также сводится к решению алгебраического уравнения, если поверхность задана в общепринятой форме

$$F_1 = -x^2 - y^2 + a_1 z + a_2 z^2 + \dots = 0. \quad (12)$$

Либо

$$F_1 = -z + c_1 (x^2 + y^2) + c_2 (x^4 + y^4) + c_3 (x^6 + y^6) + \dots = 0. \quad (13)$$

Наконец уравнение (11) решаем совместно с уравнением опорной сферы, которое имеет вид

$$x^2 + y^2 + (z - r_0)^2 = r_0^2. \quad (14)$$

Координаты этой точки пересечения обозначим x_c, y_c, z_c . Зная координаты точек пересечения прямой (5) с асферической поверхностью и опорной сферой, находим требуемое значение δ отступления от опорной сферы:

$$\delta = \pm \sqrt{(x_a - x_c)^2 + (y_a - y_c)^2 + (z_a - z_c)^2}. \quad (15)$$

Знак перед корнем должен совпадать со знаком разности $z_a - z_c$. Повторив вычисления при несколько измененных значениях r_s либо α , либо ψ , можно найти допуски (требования) к точности изготовления асферометра и к его установке на поверхность. Заметим, что при практическом применении асферометра лучше отсчитывать не угол ψ , а расстояние y_s щупа измерительного прибора асферометра от центра поверхности O_1 , которое проще измерить; очевидно, что

$$y_s = \sqrt{x_a^2 + y_a^2}. \quad (16)$$

Вычисления по приведенным выше формулам целесообразно производить на ЭВМ; соответствующая программа была разработана Г. М. Поповым на языке PL/I; она пригодна для любой ЭВМ серии ЕС. Зависимость δ от u_s целесообразно выражать графически; тогда, изобразив на одном и том же графике кривую для изготавливаемого зеркала и теоретическую кривую, получим наглядную картину ошибок поверхности.

Опытные экземпляры асферометра были успешно изготовлены и используются в оптической мастерской Крымской астрофизической обсерватории. Конструкция их весьма проста — это металлический диск или кольцо, в котором в углах равностороннего треугольника закреплены опоры (стойки), которыми прибор опирается на испытываемую поверхность; на дуге окружности, описанной вокруг треугольника, расположен ряд отверстий, где могут закрепляться измерительные приборы, — обычно это индикаторы часового типа или микроиндикаторы с погрешностью 0,01—0,001 мм. Центры опор и щупа измерительного прибора должны быть расположены на окружности радиуса r_s , а вершины опор — в вершинах равностороннего треугольника на этой же окружности. Это легко проверить с помощью высокоточного измерительного прибора (например, типа «Аскорекод»). Покрыв плоскую стеклянную пластинку непрозрачным лаком (например, асфальтовым), помещаем прибор на нее и таким образом получаем отпечатки опор и щупа прибора на слое лака в виде прозрачных точек, координаты которых определяют на приборе типа «Аскорекод», подобно координатам звезд на фотоснимках неба. Отметим, что если в центре зеркала имеется отверстие, то прибор следует ставить на испытываемую поверхность так, чтобы центральная опора оказалась на краю отверстия; вычисление отступлений от сферы производится аналогично.

Наиболее интересен для практики случай, когда асферическая поверхность имеет профиль конического сечения, при этом изложенная выше методика упрощается, а решение задачи может быть получено в явном виде. Действительно, в этом случае выражение (2) может быть записано так:

$$F = -y^2 + 2Rz + (e^2 - 1)z^2 = 0, \quad (17)$$

где R — радиус кривизны поверхности при вершине, e — эксцентриситет ее. Решая систему (1), находим координаты (рис. 1) точки $K (y_n, z_n)$:

$$z_n = -\frac{R}{e^2} \pm \sqrt{\left(\frac{R}{e^2}\right)^2 + \frac{b^2}{e^2}}. \quad (18)$$

Из двух значений z_n выбираем наименьшее по абсолютной величине, после чего находим

$$y_n = \sqrt{b^2 - z_n^2}. \quad (19)$$

Зная y_n, z_n , находим радиус кривизны опорной сферы по (5), после чего используем формулы (6) — (11). Уравнение (12) запишем в явном виде

$$F = -x^2 - y^2 + 2Rz + (e^2 - 1)z^2 = 0 \quad (20)$$

и решим его совместно с (11), которое распадается на два уравнения

$$x - x_0 = \xi/\zeta (z - z_0); \quad (21)$$

$$y - y_0 = \eta/\zeta (z - z_0). \quad (22)$$

Очевидно, система (20) — (22) сводится к квадратному уравнению; решая его, находим абсциссу точки касания щупа датчика на измеряемой поверхности:

$$z_a = P \pm \sqrt{P^2 + Q^2}, \quad (23)$$

где

$$P = \frac{\frac{\xi}{\zeta} \left(x_0 - \frac{\xi}{\zeta} z_0 \right) + \frac{\eta}{\zeta} \left(y_0 - \frac{\eta}{\zeta} z_0 \right) - R}{e^2 - 1 - (\xi/\zeta)^2 - (\eta/\zeta)^2}, \quad (23a)$$

$$Q = \frac{\left(x_0 - \frac{\xi}{\zeta} z_0 \right)^2 + \left(y_0 - \frac{\eta}{\zeta} z_0 \right)^2}{e^2 - 1 - (\xi/\zeta)^2 - (\eta/\zeta)^2}. \quad (23b)$$

Из двух корней (23) выбираем наименьший по абсолютной величине, после чего из (21) и (22) находим две остальные координаты x_a, y_a точки касания щупа датчика на измеряемой поверхности:

$$x_a = x_0 + \frac{\xi}{\zeta} (z_a - z_0), \quad (24)$$

$$y_a = y_0 + \frac{\eta}{\zeta} (z_a - z_0). \quad (25)$$

Совершенно аналогично находим координаты точки пересечения x_c, y_c, z_c прямой (11) с опорной сферой (14), т. е. координаты точки касания щупа датчика на опорной сфере; можно применить выражение (23), заменив R на r_0, z_a на z_c и положив $e^2 = 0$. Из (24) и (25) найдем x_c, y_c , заменив z_a на z_c, x_a на x_c, y_a на y_c , после чего находим требуемое значение δ отступления измеряемого коникоида от опорной сферы из (15). Если необходимо, то можно найти и расстояние y_S щупа датчика от центра поверхности из (16).

2. Определение местных ошибок и астигматизма

Описанный асферометр можно применить также и для контроля местных ошибок и астигматизма, а также для получения карты поверхности. Для этого по краю изделия наносят плоскую либо сферическую фаску, выполненную с высокой точностью и проверенную, например, пробным стеклом по кольцам Ньютона. Фаска должна быть соосна с поверхностью, подлежащей проверке. Для контроля применяется асферометр, позволяющий поместить одну опору в центре поверхности, две остальные — на фаску. Замеры производятся так, как описано выше, с тем отличием, что поворот кольца асферометра производится один раз, поскольку нет необходимости замерять зону, расположенную на периферии за пределами опор, находящихся на фаске. Поворачивая прибор относительно поверхности, можно получить карту ошибок поверхности либо отдельных ее участков, а также определить астигматизм ее. Очевидно, при этом возможен и контроль поверхностей, не имеющих оси симметрии, например, торических поверхностей, параболических зеркал с вынесенной вершиной (внеосевых) и т. д. Ясно также, что число точек на поверхности, в которых производятся замеры, может быть неограниченно большим, что является выгодной особенностью этого метода. Заметим, что астигматизм поверхности (отклонение ее от поверхности вращения) можно также найти, поместив асферометр на поверхность так, чтобы его ось совпала с осью поверхности; тогда датчик, очевидно, покажет один и тот же отсчет при любом его положении на окружности асферометра, если поверхность является поверхностью вращения.

Опытный экземпляр асферометра был успешно изготовлен и используется в оптических мастерских Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Он имеет радиус кольца, на котором размещены опорные точки и датчик, равный 94,4 мм; в качестве датчика может применяться любой индикатор часового типа; опыт показал, что возможен контроль весьма светосильных асферических зеркал, например параболического зеркала диаметром 340 мм, с фокусным расстоянием $f_0 = 132$ мм.

Апрель 1983 г.

Литература

1. Закаанов П. Н., Горелик В. В. Изготовление асферической оптики. М.: Машиностроение, 1978. 248 с.
2. Espiard J.— In: Large Telescope Design, Proc. ESO/CERN Conf., Geneva, March 1—5, 1971/Ed. R. West. Geneva, 1971, p. 219.
3. Попов Г. М. Методы расчета и контроля систем Ричи—Кретьена.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1972, т. 45, с. 188—195.
4. Крылов А. Н. Лекции о приближенных вычислениях. М.: Гостехтеориздат, 1958, с. 19.

УДК 520.3/8; 520.2

ОСОБЕННОСТИ АЗИМУТАЛЬНОЙ МОНТИРОВКИ ТЕЛЕСКОПА И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ВЫБОР ПРИВОДА

В. Г. Шитов

Рассмотрены особенности азимутальной монтировки телескопа. Для нее характерно наличие «мертвой» зоны в окрестностях зенита. Размеры этой зоны связаны с максимальной скоростью вращения монтировки вокруг азимутальной оси. Точность наведения телескопа в режиме слежения зависит от диапазона скоростей привода.

THE INFLUENCE OF THE TELESCOPE AZIMUTH MOUNTING SPECIFICATIONS UPON THE DRIVE, by V. G. Shitov.— The specifications of the azimuth mounting of telescope are considered. The primary one is associated with the existence of a dead band in the vicinity of zenith. The dimension of this band is connected with the maximal velocity of rotation of the mounting round the azimuth axis. The pointing accuracy of the telescope depends upon the drive velocity range.

Для наведения телескопов на наблюдаемый объект используются опорно-поворотные устройства (монтировки) с механизмами для вращения относительно выбранных осей. Как известно, любое направление в пространстве может быть однозначно задано двумя подходящими координатами. Поэтому наведение оптической оси телескопа в заданном направлении обеспечивается наличием двух степеней свободы: вращения конструкции телескопа относительно каких-либо двух (обычно взаимно перпендикулярных) осей. При этом одна из осей вращения неподвижна относительно места установки телескопа и ориентируется в пространстве заданным образом. Другая ось является подвижной и вместе с конструкцией монтировки поворачивается вокруг первой [1, 2]. Монтировки такого типа нашли широкое применение на практике, хотя следует указать, что в некоторых случаях возникает необходимость применения более сложных трехосных монтировок [2—4]. Двухосные монтировки строятся чаще всего по одной из следующих кинематических схем: экваториальной (полярной) и азимутальной (горизонтальной).

Основное преимущество экваториальной монтировки состоит в том, что при установке первой оси в направлении полюса мира компенсация суточного вращения Земли осуществляется равномерным вращением телескопа вокруг первой оси. Реализация экваториальной монтировки, особенно для больших телескопов, сопряжена с рядом трудностей конструктивного и эксплуатационного характера, обусловленных наличием наклонной оси вращения, значительных движущихся неуравновешенных масс и т. д. [1, 2].

При азимутальной монтировке первая ось устанавливается вертикально и наведение на объект осуществляется в системе координат: азимут — зенитное расстояние. Этой кинематической схеме присущи особенности, возникающие при пересечении сопровождаемым объектом направления неподвижной (первой) оси вращения [2]. Вблизи этой точки скорость вращения относительно неподвижной оси резко возрастает, обращаясь в самой точке пересечения в бесконечность. Поскольку ускорения и скорости вращения приводов реаль-

ных телескопов ограничены, то в окрестностях указанной особой точки образуется так называемая «мертвая» зона, где оптическая ось телескопа неизбежно отстает от направления на объект.

Строящийся в Крымской астрофизической обсерватории гамма-телескоп имеет азимутальную монтировку. Поэтому рассмотрим подробнее особенности именно этой монтировки. При проектировании системы автоматического управления (САУ) для компенсации суточного вращения Земли необходимо знать законы изменения во времени угловых перемещений в азимутальной системе координат. Переход от экваториальной системы координат к азимутальной совершается в соответствии с известными уравнениями

$$A = \operatorname{arctg} \frac{\cos \delta \sin t}{\sin \varphi \cos \delta \cos t - \cos \varphi \sin \delta}, \quad (1)$$

$$z = \arccos(\sin \varphi \sin \delta + \cos \delta \cos \varphi \cos t), \quad (2)$$

где φ — широта места установки телескопа; δ , t — склонение и часовой угол объекта, заданные в экваториальной системе координат; A , z — азимут и зенитное расстояние объекта в азимутальной системе координат. На рис. 1 и 2 приведены графики зависимости азимута и зенитного расстояния от часового угла согласно (1) и (2) для объектов с различными склонениями (здесь и далее в качестве φ взята широта Крымской астрофизической обсерватории). Очевидно, что для обеспечения непрерывного слежения за объектами в любой области небесной сферы необходимый угол поворота гамма-телескопа по азимуту должен быть $\pm 270^\circ$, а по зенитному расстоянию $0-90^\circ$.

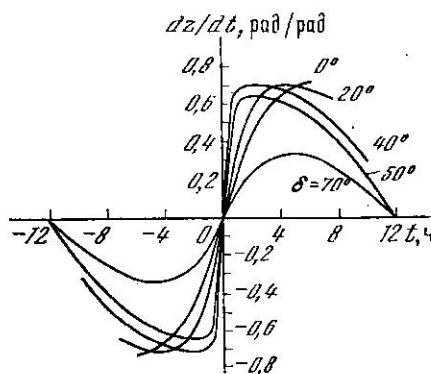
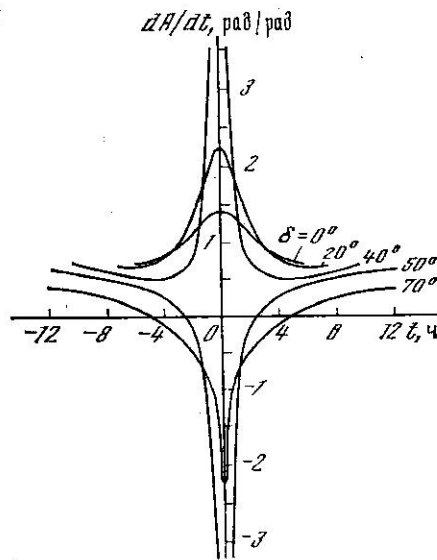
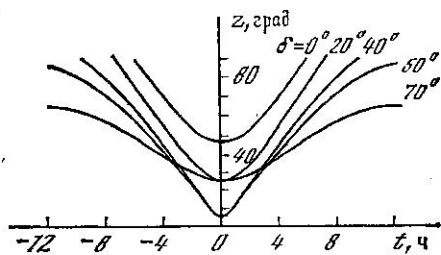
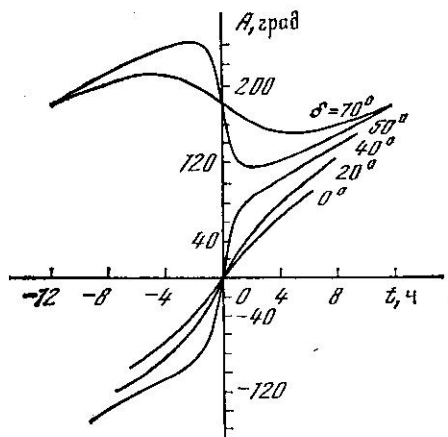
Дифференцируя по t (1) и (2), найдем выражения для скоростей изменения

Рис. 1. Зависимость азимута от часового угла для объектов с различными склонениями

Рис. 2. Зависимость зенитного расстояния от часового угла для объектов с различными склонениями

Рис. 3. Зависимость скорости изменения азимута от часового угла для объектов с различными склонениями

Рис. 4. Зависимость скорости изменения зенитного расстояния от часового угла для объектов с различными склонениями



азимута и зенитного расстояния:

$$\frac{dA}{dt} = \frac{\cos \delta (\cos \delta \sin \varphi - \cos \varphi \sin \delta \cos t)}{(\cos \delta \sin \varphi \cos t - \sin \delta \cos \varphi)^2 + (\cos \delta \sin t)^2} = \sin \varphi + \cos \varphi \cos A \operatorname{ctg} z; \quad (3)$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\cos \varphi \cos \delta \sin t}{\sqrt{1 - (\sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos t)^2}} = \cos \varphi \sin A. \quad (4)$$

Графики зависимости этих скоростей от часового угла для различных склонений представлены на рис. 3 и 4 соответственно (здесь и далее размерность скорости принята рад/рад, что тождественно размерности об/сут).

Нетрудно заметить, что максимальная скорость слежения по зенитному расстоянию (рис. 4) не превышает величину $\cos \varphi < 1$. Равенство $dz/dt = 1$ может быть только на экваторе ($\varphi = 0$).

Графики скоростей изменения азимута носят более сложный характер, связанный с особенностями двухосной монтировки гамма-телескопа, о чем упоминалось выше. Эти особенности касаются окрестностей точки зенита, где скорость резко возрастает, принимая максимальное значение в момент кульминации ($t = 0$).

Допустим, что скорость вращения монтировки вокруг азимутальной оси ограничена по модулю значением Ω , т. е.

$$|dA/dt| \leq \Omega. \quad (5)$$

Знак равенства в (5) соответствует границе зоны, внутри которой скорость изменения азимута объекта превышает допустимую скорость монтировки. Решим (5) относительно t с учетом (3) для случая равенства:

$$t = \arccos \left[\frac{-\sin \delta (2\Omega \sin \varphi \mp 1) + \sqrt{4\Omega^2 \mp 4\Omega \sin \varphi + \sin^2 \delta}}{2\Omega \cos \varphi \cos \delta} \right], \quad (6)$$

где минус соответствует объектам, кульминирующим южнее зенита ($\delta < \varphi$), а плюс — объектам, кульминирующим севернее зенита ($\delta > \varphi$). Подставив значение t , найденное по (6), в выражения (1) и (2), получим изображение зоны в координатах A, z , внутри которой скорость изменения азимута объекта превышает максимальную заданную скорость привода Ω (кривая a на рис. 5). (Для удобства построения кривых полярные координаты A, z заменены прямоугольной системой координат M, T . Уравнения перехода из системы координат A, z в систему координат M, T приведены в подписи к рис. 5). Определим граничные значения склонений объектов, попадающих своими траекториями в эту зону, следующим образом. Поскольку максимальное значение скорости лежит на меридиане ($t = 0$), то, подставив в (3) $t = 0$ и учитывая (5), получим

$$|\cos \delta / \sin (\varphi - \delta)| = \Omega. \quad (7)$$

Из этого выражения имеем границу зоны для объектов, кульминирующих к югу от зенита ($\delta_1 < \varphi$):

$$\delta_1 = \arccos \frac{\Omega \cos \varphi}{\sqrt{\Omega^2 - 2\Omega \sin \varphi + 1}}, \quad (8)$$

и для объектов, кульминирующих к северу от зенита ($\delta_2 > \varphi$):

$$\delta_2 = \arccos \frac{\Omega \cos \varphi}{\sqrt{\Omega^2 + 2\Omega \sin \varphi + 1}}, \quad (9)$$

откуда ширина зоны может быть записана как

$$\Delta \delta = \delta_2 - \delta_1 = \arccos \frac{\Omega^2 - 1}{\sqrt{\Omega^4 + 2\Omega^2 (1 - 2 \sin^2 \varphi) + 1}}, \quad (10)$$

а ее зависимость от величины допустимой скорости изменения азимута телескопа представлена на рис. 6.

Рассмотрим подробнее момент прохождения объектом области кульминации, когда скорость изменения азимута объекта больше возможной скорос-

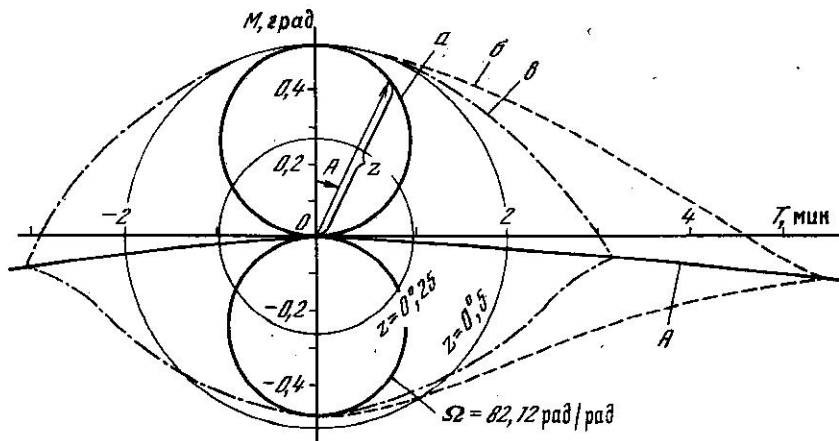


Рис. 5. Особые зоны азимутальной монтировки при максимальной скорости азимутального привода $\Omega = 82,12$ рад/рад

α — граница зоны, внутри которой скорость изменения азимута объекта больше чем Ω ; β — граница «мертвой» зоны телескопа при первом способе прохождения момента кульминации; σ — граница «мертвой» зоны телескопа при прохождении момента кульминации с упреждением; A — траектория объекта, проходящего через зенит, $M = z \cos A$, $T = z \sin A$

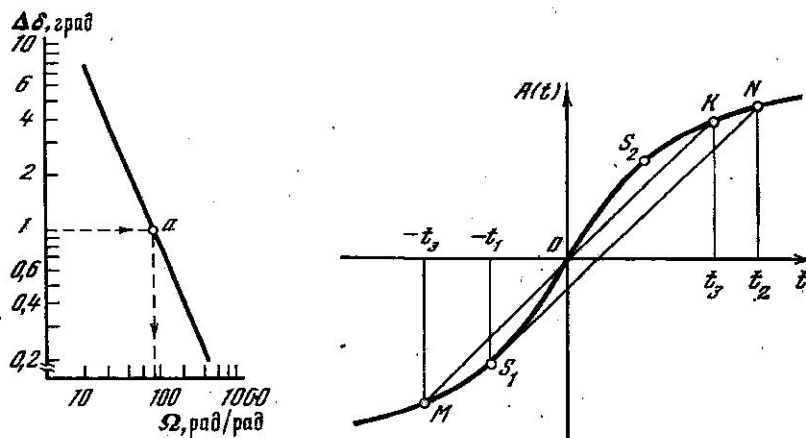


Рис. 6. Зависимость ширины «мертвой» зоны по склонениям от максимальной скорости азимутального привода

Рис. 7. Способы прохождения азимутальной монтировкой момента кульминации (описание в тексте)

ти телескопа. Кривая MN на рис. 7 изображает изменение азимута объекта. Момент кульминации достигается в точке $t = 0$. До точки S_1 телескоп может обрабатывать все изменения скорости объекта. В точке S_1 скорость телескопа достигает своего предельного значения Ω и далее до точки N остается постоянной. При этом изменение азимута телескопа происходит в соответствии с выражением $A(t) = \Omega(t - t_1) + A(t_1)$; $t_1 \leq t \leq t_2$. Хотя в точке S_2 скорость объекта становится равной максимальной скорости телескопа Ω , рассогласование по координате еще весьма значительно, и только в точке N телескоп «догонит» объект. Размеры «мертвой» зоны по часовому углу можно определить из решения следующей системы уравнений с учетом (1), (3) и (6):

$$A(t_2) = \Omega(t_2 - t_1) + A(t_1); \quad dA(t_1)/dt = \Omega. \quad (11)$$

Аналитическое решение системы уравнений (11) оказывается достаточно сложным и громоздким. Результаты численного решения (11) относительно t_1 и t_2 для различных склонений подставлены в формулы (1) и (2). Это дает

возможность построить «мертвую» зону в координатах A, z (см. рис. 5, кривая b). Здесь следует заметить, что «мертвая» зона, внутри которой неизбежно рассогласование оптической оси телескопа с направлением на объект (кривая b), существенно больше зоны, где скорость объекта превышает максимальную скорость вращения телескопа по азимуту Ω (кривая a). Левые границы обеих зон совпадают; вытягивание правой границы «мертвой» зоны обусловлено временем, в течение которого телескоп «догонит» объект. При этом рассогласование (разность между кривой MN и прямой S_1N на рис. 7) несимметрично относительно меридиана и может достигать больших значений. Однако следует оценивать эту величину сравнительно с полем зрения телескопа и допустимой ошибкой наведения, и в этом случае можно говорить о некотором сужении зоны, внутри которой данные наблюдений недостоверны.

Величина этой зоны может быть еще более уменьшена, если скорость телескопа в точке M (см. рис. 7) увеличить до максимальной, а в точке K уменьшить ее до скорости объекта. При этом сначала телескоп обгоняет объект (участок MO), затем отстает (участок ON), а рассогласование симметризуется относительно меридиана, и его амплитудные значения уменьшаются. «Мертвую» зону при таком прохождении момента кульминации можно определить аналогично предыдущему случаю. Система уравнений будет иметь вид

$$A(t_3) = 2\Omega t_3 + A(-t_3), \quad dA(-t_3)/dt = \Omega. \quad (12)$$

Результаты численного решения (12) после перехода в координаты A, z представлены на рис. 5 (кривая a).

Таким образом, выяснив общие закономерные особенности азимутальной монтировки, можно перейти к рассмотрению влияния их на основные параметры привода гамма-телескопа. Исходя из требуемого углового разрешения гамма-телескопа [5], допустимая ошибка наведения на объект не должна превышать нескольких угловых минут. Размеры «мертвой» зоны в области зенита желательно иметь минимальными с целью экономии наблюдательного времени, а главное, потому, что наиболее благоприятная область небесной сферы для наблюдения источников гамма-квантов ограничена зенитным расстоянием $z \approx 40^\circ$ [6]. Задавшись размером «мертвой» зоны в зените в направлении меридиана $\Delta\delta \approx 1^\circ$ (что соответствует $z \approx 0^\circ,5$), определим необходимую максимальную скорость изменения азимута (см. рис. 6, точка a). Эта скорость примерно равна 80 рад/рад. Считая, что эта скорость соответствует номинальной скорости электродвигателя привода (например, 2500 об./мин), определим передаточное число редуктора оси азимута:

$$i_A = \frac{2500 \cdot 60 \cdot 24}{80} \approx 4,5 \cdot 10^4.$$

Для оси зенитного расстояния передаточное число редуктора для получения максимальной скорости по этой оси должно было бы определяться с учетом (4) следующим образом:

$$i_z = \frac{2500 \cdot 60 \cdot 24}{\cos \varphi} \approx 5,1 \cdot 10^6,$$

однако в целях унификации, как правило, выбирают одинаковые редукторы с передаточным числом i_A . По конструктивным соображениям точное передаточное число редуктора выбрано равным $i_A = 47206,8$. Максимальная азимутальная скорость телескопа в этом случае будет равна $\Omega = 76,26$ рад/рад. Для данного передаточного числа редуктора построены графики рассогласования по азимутальной оси ΔA (рис. 8, а) для двух способов прохождения объектом точки кульминации с зенитным расстоянием $0^\circ,5$. Наибольшее азимутальное рассогласование в этом случае достигает примерно $1^\circ,5$. Однако нас интересует не собственно погрешность наведения телескопа по какой-либо из осей, а отклонение оптической оси телескопа от направления на объект. Эта величина x при известных погрешностях по каждой из осей монтировки ΔA и Δz может быть найдена следующим образом [7]:

$$\cos x = \cos z \cos(z + \Delta z) + \sin z \sin(z + \Delta z) \cos \Delta A, \quad (13)$$

Рис. 8. Погрешность наведения по азимуту (а), в картинной плоскости (б), при прохождении объектами точки кульминации с $z = 0^\circ,5$ двумя способами

1, 2 — первый способ, 3, 4 — второй способ

где A и z — истинные азимутальные координаты объекта.

Изменения этой величины при прохождении объектом точки кульминации при выше указанных условиях (аналогично ΔA) представлены на рис. 8, б (считая, что ошибка по оси зенитного расстояния отсутствует, $\Delta z = 0$). Из рис. 8 следует, что, несмотря на значительную погрешность ΔA , отклонение оптической оси телескопа от истинного направления на объект не превышает $1'$. Для точного сопровождения объектов в общем случае привод телескопа должен иметь диапазон скоростей, равный бесконечности. В реальных приводах задаваемая скорость ограничена не только сверху, но и снизу. Определим минимальную скорость слежения для гамма-телескопа, исходя из следующих соображений. При рассмотрении графиков скорости изменения азимута (см. рис. 3) замечаем, что кривые для объектов, кульминирующих к югу от зенита ($\delta < \varphi$), с обеих сторон от резкого максимума в точке кульминации, имеют минимум. Минимум скорости тем меньше, чем ближе к зениту кульминирует объект. Очевидно, что этот минимум будет наиболее глубоким для объекта, проходящего через зенит ($\delta = \varphi$). Для любой точки этой траектории, кроме $t = 0$, с учетом (3) имеем

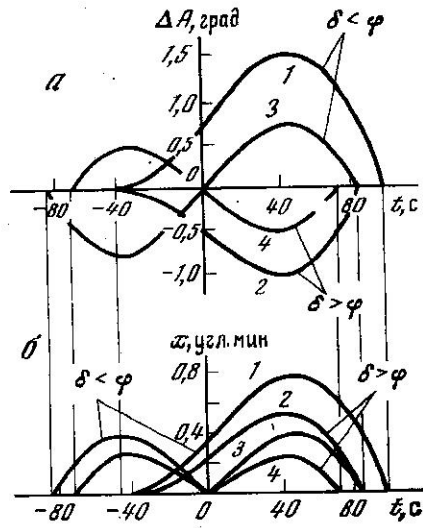
$$\left. \frac{dA}{dt} \right|_{\delta=\varphi} = \frac{\cos^2 \varphi \sin \varphi (1 - \cos t)}{1 - (\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi \cos t)^2} \quad (14)$$

Для точки, сколь угодно близкой к зениту ($t \rightarrow 0$), имеем минимум скорости

$$\lim_{t \rightarrow 0} \left. \frac{dA}{dt} \right|_{\delta=\varphi} = \frac{\sin \varphi}{2} \approx 0,35.$$

Таким образом, для слежения за указанными выше объектами ($\delta < \varphi$) от привода требуется обеспечить диапазон скоростей не менее $76,26/0,35 \approx 220$. Полагаем, что САУ гамма-телескопа содержит в своем составе ЭВМ. Известно, что в тех случаях, когда управляющее воздействие вычисляется на ЭВМ, особенно удобно применять принцип комбинированного управления [8]. Использование комбинированного управления позволяет снизить требования к основному каналу и получить лучшие качественные показатели системы управления. Управляющие воздействия и производные от них должны вычисляться ЭВМ в каждом цикле для наперед заданного момента выдачи управляющих сигналов. Как показали статистические исследования [9], в цифровых системах управления для уменьшения среднеквадратичных динамических ошибок систем целесообразнее использовать асинхронный цикл управления. Однако при сравнительно невысоких требованиях к точности гамма-телескопа предпочтительнее будет синхронный цикл управления. В этом случае отсутствуют дополнительные ошибки из-за экстраполяции времени цикла и при высоком быстродействии ЭВМ имеется возможность использования ее для предварительной обработки данных наблюдений в реальном масштабе времени. Итак, имея в комбинированной системе контур обработки скорости, например, с погрешностью не хуже $\sigma \leq 0,5\%$, можно сформулировать требования на величину синхронного цикла управления $T_{\text{ц}}$ при максимальной возможной скорости привода $\Omega = 76,26$ рад/рад и допустимой ошибке по азимуту $\Delta A_{\text{доп}} = 1'$:

$$T_{\text{ц}} \leq \Delta A_{\text{доп}} / \sigma \Omega = 10,5 \text{ с.}$$



При скоростях объекта ниже минимальной и ограниченном диапазоне скоростей контур регулирования скорости не замыкается, и за время цикла накапливается ошибка по координате, величина которой тоже не должна превышать допустимой ошибки ($\Delta A = \Delta z = 1'$), т. е.

$$T_{\text{ц}} \leq \Delta A_{\text{доп}} / \sin \varphi / 2 = 11,4 \text{ с.}$$

Итак, выбрав время цикла не превышающим 10 с, мы обеспечим заданную точность наведения гамма-телескопа на объект.

Сделаем краткие выводы. Для азимутальной монтировки гамма-телескопа характерно наличие «мертвой» зоны в окрестностях зенита. Размеры этой зоны связаны с величиной максимальной возможной скорости вращения монтировки вокруг азимутальной оси. Диапазон скоростей привода определяет величину допустимых ошибок слежения вблизи точек кульминации и элонгации и накладывает ограничения на выбор времени цикла цифровой САУ.

Автор выражает признательность А. А. Степаняну за всестороннее обсуждение работы, Ю. Л. Зыскину и В. И. Абраменко — за помощь в проведении расчетов.

Май 1983 г.

Литература

1. Митхельсон Н. Н. Оптические телескопы/Теория и конструкции. М.: Наука, 1976. 510 с.
2. Белянский П. В., Сергеев Б. Г. Управление наземными антеннами и радиотелескопами. М.: Сов. радио, 1980. 280 с.
3. Власов И. А. Синтез оптимального управления трехосной астрономической монтировкой в пространстве состояний. — В кн.: Автоматизация процессов управления и обработки информации. Л.: Всес. научно-исслед. ин-т электромашиностроения, 1980, вып. 4, с. 8—15.
4. Архангельский Ю. Б. Анализ современных монтировок астрономических инструментов. — В кн.: Теория и проектирование высокоточных систем управления. Л.: Наука, 1973, с. 116—122.
5. Степанян А. А., Владимирский Б. М., Павлов И. В., Фомин В. П. Предварительные результаты наблюдений пульсара СР 1133 с помощью установки для регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней. — Изв. Крым. астрофиз. обш., 1971, т. 43, с. 42—48.
6. Чудаков А. Е., Дадькин В. Л., Зацепин В. И., Нестерова Н. М. Поиски фотонов с энергией $\sim 10^{13}$ эВ от локальных источников космического радиоизлучения. — Труды ФИАН, 1964, т. 26, с. 118—141.
7. Шитов В. Г. Оценка точности наведения телескопа при азимутальной монтировке. — Измерительная техника, 1980, № 1, с. 14—15.
8. Бессекерский В. А. Цифровые автоматические системы. М.: Наука, 1976. 576 с.
9. Архангельский Ю. Б. Статистические исследования изменения времени цикла ЦУВМ в системе управления радиотелескопом. — В кн.: Цифровые системы управления точными механизмами. Л.: Наука, 1967.